Conditions d’utilisation des contenus du Conservatoire numérique

1- Le Conservatoire numérique communément appelé le Cnum constitue une base de données, produite par le Conservatoire national des arts et métiers et protégée au sens des articles L341-1 et suivants du code de la propriété intellectuelle. La conception graphique du présent site a été réalisée par Eclydre (www.eclydre.fr).

2- Les contenus accessibles sur le site du Cnum sont majoritairement des reproductions numériques d’œuvres tombées dans le domaine public, provenant des collections patrimoniales imprimées du Cnam.

Leur réutilisation s’inscrit dans le cadre de la loi nº 78-753 du 17 juillet 1978 :

- **la réutilisation non commerciale de ces contenus est libre et gratuite dans le respect de la législation en vigueur ; la mention de source doit être maintenue (Cnum - Conservatoire numérique des Arts et Métiers - https://cnum.cnam.fr)**
- **la réutilisation commerciale de ces contenus doit faire l’objet d’une licence. Est entendue par réutilisation commerciale la revente de contenus sous forme de produits élaborés ou de fourniture de service.**

3- Certains documents sont soumis à un régime de réutilisation particulier :

- **les reproductions de documents protégés par le droit d’auteur, uniquement consultables dans l’enceinte de la bibliothèque centrale du Cnam. Ces reproductions ne peuvent être réutilisées, sauf dans le cadre de la copie privée, sans l’autorisation préalable du titulaire des droits.**

4- Pour obtenir la reproduction numérique d’un document du Cnum en haute définition, contacter cnum(at)cnam.fr

5- L’utilisateur s’engage à respecter les présentes conditions d’utilisation ainsi que la législation en vigueur. En cas de non respect de ces dispositions, il est notamment passible d’une amende prévue par la loi du 17 juillet 1978.

6- Les présentes conditions d’utilisation des contenus du Cnum sont régies par la loi française. En cas de réutilisation prévue dans un autre pays, il appartient à chaque utilisateur de vérifier la conformité de son projet avec le droit de ce pays.

NOTICE BIBLIOGRAPHIQUE

NOTICE DE LA GRANDE MONOGRAPHIE	
Auteur(s) ou collectivité(s)	Exposition universelle. 1900. Paris
Auteur(s)	Exposition universelle. 1900. Paris
Auteur(s) secondaire(s)	Guillaume, Charles-Édouard (1861-1938)
Titre	Rapports présentés au congrès international de physique réuni à Paris en 1900 sous les auspices de la Société française de physique, rassemblés et publiés par Ch.-Éd. Guillaume et L. Poincaré, secrétaires généraux du congrès
Adresse	Paris : Gauthier-Villars, 1900
Collation	4 vol. (XV-698, [4]-570, [4]-620, 172 p.) ; 24 cm
Nombre de volumes	4
Cote	CNAM-BIB 8 Xae 489
Sujet(s)	Exposition internationale (1900 ; Paris) Physique -- Europe -- 1870-1914 -- Congrès
Notice complète	https://www.sudoc.fr/01806857X
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?8XAE489
LISTE DES VOLUMES	
	1. Questions générales. Métrologie. Physique mécanique. Physique moléculaire
VOLUME TÉLÉCHARGÉ	2. Optique. Électricité. Magnétisme
	3. Électro-optique et ionisation. Applications. Physique cosmique. Physique biologique
	4. Procès-verbaux. Annexes. Liste des membres

NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ	
Auteur(s) volume	Exposition universelle. 1900. Paris
Auteur(s) secondaire(s) volume	Guillaume, Charles-Édouard (1861-1938)
Titre	Rapports présentés au congrès international de physique réuni à Paris en 1900 sous les auspices de la Société française de physique, rassemblés et publiés par Ch.-Éd. Guillaume et L. Poincaré, secrétaires généraux du congrès
Volume	2. Optique. Électricité. Magnétisme
Adresse	Paris : Gauthier-Villars, 1900
Collation	1 vol. ([4]-570 p.) ; 24 cm
Nombre de vues	574
Cote	CNAM-BIB 8 Xae 489 (2)
Sujet(s)	Exposition internationale (1900 ; Paris) Physique -- Europe -- 1870-1914 -- Congrès
Thématique(s)	Expositions universelles
Typologie	Ouvrage
Langue	Français
Date de mise en ligne	17/12/2011

Date de génération du PDF	**02/02/2026**
Notice complète	https://www.sudoc.fr/01806857X
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?8XAE489.2

CONGRÈS INTERNATIONAL

DE

PHYSIQUE.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

28454 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, quai des Grands-Augustins, 55.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

T 693

8° Xae 489.2

RAPPORTS

PRÉSENTÉS AU

CONGRÈS INTERNATIONAL

DE

PHYSIQUE

RÉUNI A PARIS EN 1900

SOUS LES AUSPICES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

RASSEMBLÉS ET PUBLIÉS PAR

CH.-ÉD. GUILLAUME ET L. POINCARÉ,

Secrétaires généraux du Congrès.

TOME II.

OPTIQUE. — ÉLECTRICITÉ. — MAGNÉTISME.



PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1900

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

RAPPORTS

PRÉSENTÉS AU

CONGRÈS INTERNATIONAL DE PHYSIQUE

DE 1900.

SUR LE

MOUVEMENT D'UN SOLIDE ÉLASTIQUE

TRAVERSÉ PAR UN CORPS,

AGISSANT SUR LUI PAR ATTRACTION OU RÉPULSION.

PAR LORD KELVIN.

Traduit de l'anglais par C. Raveau.

1. Je me propose de traiter ici le problème du mouvement qui se produit au sein d'un solide élastique infini, lorsqu'un corps agissant sur lui par attraction ou répulsion se déplace dans l'espace qu'il occupe. C'est un problème abstrait de Dynamique purement mathématique, sans rien qui indique une idée d'application physique. Il conviendrait à une revue de Mathématiques pures, car le sujet dynamique est certainement intéressant en soi-même et dans ses rapports avec les ondes et les vibrations. Si je m'en suis occupé et si je le présente au Congrès de Physique, c'est parce qu'il suggère une explication concevable de la difficulté la plus sérieuse qu'ait présentée jusqu'ici la théorie ondulatoire de la lumière, je veux dire le mouvement de corps pondérables à travers un espace infini occupé par un solide élastique (1).

(1) La théorie dite *électromagnétique de la lumière* ne repose pas sur d'autres bases que l'ancienne théorie ondulatoire. Elle ajoute à cette théorie une région immense, d'une importance et d'un intérêt transcendants; elle nous demande non seulement d'expliquer toutes les propriétés de la lumière et de la

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

2. Vu la nature du sujet, j'emploierai, pour abréger, le mot *atome* pour désigner une substance idéale occupant un volume donné indéformable et agissant sur l'éther intérieur et extérieur par attraction et répulsion conformément aux vieilles idées qui avaient cours au XVIII^e^ siècle. En d'autres termes, tout élément infinitésimal A du volume de l'atome exerce, sur tout élément infinitésimal B de l'éther, une force dirigée suivant la droite PQ qui joint les centres de ces éléments et qui a pour valeur

$$(1) \qquad A f(P, PQ) \rho B,$$

ρ désignant la densité de l'éther en Q et $f(P, PQ)$ une quantité qui dépend de la position de P et de la distance PQ. La force totale qu'exerce l'atome sur la portion ρB de l'éther en Q est la résultante de toutes les forces calculées suivant la formule (1) pour tous les éléments infinitésimaux A en lesquels nous imaginons que le volume total de l'atome soit divisé.

3. D'après la théorie du potentiel, qui découle des lois mathématiques bien connues de l'attraction, on trouve, pour les composantes rectangulaires de cette résultante :

$$(2) \quad X = \rho B \frac{\partial}{\partial x} \varphi(x, y, z), \quad Y = \rho B \frac{\partial}{\partial y} \varphi(x, y, z), \quad Z = \rho B \frac{\partial}{\partial z} \varphi(x, y, z),$$

où x, y, z désignent les coordonnées de Q rapportées à des axes dont la position par rapport à l'atome est fixée; et φ désigne la fonction (que nous appelons *potentiel en* Q dû à l'atome), qui se calcule par l'intégration

$$(3) \qquad \varphi = \iiint A \int_{PQ}^{\infty} dr f(P, r),$$

où $\iiint A$ désigne l'intégration dans tout le volume de l'atome.

4. Les notations (1) ont été introduites pour bien marquer qu'il n'y a pas lieu de limiter la forme de la loi de la force admise; mais on ne réduira en rien la généralité qui semble, pour le moment, pratiquement désirable, en admettant désormais que cette loi est

---

chaleur rayonnante par des vibrations transversales du solide élastique appelé *éther*, mais encore d'embrasser les courants électriques, l'aimantation permanente de l'acier et des aimants naturels, la force magnétique et la force électrostatique dans une dynamique générale de l'éther.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

celle de l'inverse du carré des distances de Newton. Ceci donne

$$f(P, PQ) = \frac{\alpha}{\overline{PQ}^2}, \tag{4}$$

d'où

$$\int_{PQ}^{\infty} dr\, f(P, r) = \frac{\alpha}{PQ}, \tag{5}$$

où α est un coefficient qui détermine, pour le point P de l'atome, l'intensité de l'attraction qu'il exerce sur l'éther. Combinant (3) et (5), nous trouvons

$$\varphi = \iiint A \frac{\alpha}{PQ}; \tag{6}$$

es composantes de la force résultante sont encore représentées par (2). Nous pouvons supposer que α soit positif ou négatif (positif pour l'attraction et négatif pour la répulsion); en fait, dans le premier et le plus simple des cas particuliers que nous traiterons, nous admettrons qu'il est positif dans certaines parties de l'atome et négatif dans d'autres, de façon à satisfaire à la condition

$$\iiint A\,\alpha = 0. \tag{7}$$

5. Nous étudierons le cas très simple d'un atome sphérique, ayant pour rayon l'unité, avec des surfaces d'égale densité sphériques et concentriques. La force résultante qui s'exerce sur une particule d'éther, intérieure ou extérieure au volume sphérique de l'atome, passe toujours par le centre de l'atome. La seconde hypothèse (7) peut être exprimée par l'équation

$$\int_0^1 dr\, r^2 \alpha = 0; \tag{8}$$

puisque nous supposons que les forces qui s'exercent entre un élément de l'atome et un élément de l'éther obéissent à la loi de Newton, ceci exprime que la résultante des attractions et des répulsions de l'atome est nulle sur tout élément d'éther extérieur au volume de l'atome. Pour simplifier encore, nous admettrons, de plus, que la distribution des densités positives et négatives de l'atome et la loi de compressibilité de l'éther soient telles que la densité moyenne de l'éther à l'intérieur de l'atome ne diffère pas

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de la densité qu'a l'éther dans la région extérieure à la perturbation. Ainsi les attractions et les répulsions de l'atome, dirigées suivant des rayons, produisent, à diverses distances du centre, des condensations et des raréfactions de l'éther, sans changer la quantité totale d'éther incluse dans le volume de l'atome, ni causer, par suite, de perturbation extérieure de l'éther. Pour fixer les idées, et pour montrer comment l'hypothèse en question explique la réfringence des corps transparents isotropes ordinaires, tels que l'eau ou le verre, j'ai choisi un cas particulier défini, dans lequel la distribution de l'éther au repos à l'intérieur de l'atome est représentée par la formule suivante, qui a servi au calcul des Tableaux et au tracé du diagramme ci-après (*fig.* 1) :

$$r^3 = \frac{r'^3}{1 + K(1 - r')^2}. \tag{9}$$

Ici r' désigne la distance, avant la perturbation, du centre de l'atome à un élément d'éther qui est maintenu à la distance r sous l'influence des forces attractives et répulsives. Dans ces notations, $\frac{4\pi}{3}\delta r^3$ est le volume, après la perturbation, d'un feuillet sphérique d'éther dont le rayon, avant la perturbation, était r', l'épaisseur $\delta r'$ et le volume $\frac{4\pi}{3}\delta r'^3$.

Si nous désignons respectivement par ρ et 1 les densités de l'éther après et avant la perturbation, nous avons

$$\rho\,\delta r^3 = \delta r'^3. \tag{10}$$

Ceci, avec (9), donne

$$\rho = \frac{3[1 + K(1 - r')^2]^2}{3 + K(3 - r')(1 - r')}. \tag{11}$$

La densité de l'éther au centre de l'atome serait $1 + K$. Pour que la perturbation puisse suffire à expliquer des réfringences telles que celles de l'air ou des gaz, de l'eau, du verre ou des liquides transparents, conformément à la théorie dynamique exposée plus bas au n° 16, je trouve que K doit, pour certains corps, être égal environ à 100 et, pour d'autres, être considérablement plus grand. J'ai donc pris $K = 100$, pour calculer les Tableaux suivants et tracer le diagramme.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Tableau I.

1. — r'.	2. — $\frac{r'^3}{r^3} = 1 + K(1 - r')^2$.	3. — r.	3′. — $r' - r$.	4. — ρ.	5. — $(\rho - 1)r^2$.
0,00	101,0	0,000	0,000	101,0	0,000
05	91,25	011	039	88,1	011
10	82,0	023	077	75,3	039
20	65,0	049	151	55,8	132
30	50,0	082	218	39,1	256
40	37,0	120	280	25,8	357
50	26,0	169	331	15,8	423
60	17,0	233	367	8,76	423
70	10,0	325	375	4,17	338
80	5,0	468	332	1,60	131
85	3,25	578	272	0,90	—0,033
90	2,00	715	185	0,50	— 256
95	1,25	865	085	35	— 486
96	1,16	897	063	36	— 515
97	1,09	928	042	39	— 525
98	1,04	957	023	46	— 495
99	1,01	982	008	61	— 376
1,00	1,00	1,000	0,000	1,00	—0,000

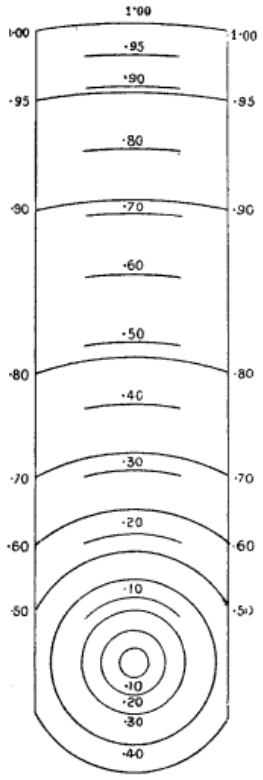
Tableau II.

1. — r.	2. — r'.	3. — $r - r'$.	4. — ρ.	5. — $(\rho - 1)r^2$.
0,00	0,000	0,000	101,00	0,000
02	091	071	78,5	030
04	169	129	64,4	191
06	235	175	49,6	175
08	297	217	39,5	246
10	351	251	31,8	308
20	551	351	11,8	432
30	677	377	5,00	360
40	758	358	2,46	234
50	816	316	1,34	085
60	858	258	0,82	—0,065
70	895	195	0,53	— 231
80	929	129	0,38	— 397
90	961	061	0,36	— 518
1,00	1,000	0,000	1,00	0,000

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

6. Le diagramme (*fig.* 1) permet de comprendre le déplacement de l'éther et la distribution résultante de la densité, à l'intérieur de l'atome. L'arc de cercle marqué 1.00 figure une partie de la surface sphérique de l'atome; les arcs plus courts, marqués 0,95; 0,90; ... 0,20; 0,10 figurent des surfaces sphériques dans

Fig. 1.



l'éther non déformé, dont les rayons sont égaux à ces nombres. La position des surfaces sphériques des mêmes portions d'éther sous l'influence de l'atome est indiquée par l'arc marqué 1,00, les grands arcs marqués 0,95; 0,90; ... 0,50 et les cercles complets marqués 0,40; 0,30; 0,20; 0,10. On peut remarquer que la densité moyenne de l'éther à l'intérieur de l'une quelconque des surfaces modifiées est égale au cube du rapport du rayon primitif au rayon modifié; les valeurs numériques figurent à la co-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

lonne 2 du Tableau I. Ainsi, par exemple, en consultant le tableau et le diagramme, on voit que le cube du rayon du petit arc marqué 0,50 est 26 fois le cube du rayon du grand arc marqué 0,50; par suite, la densité moyenne de l'éther à l'intérieur de la sphère qui correspond à ce grand arc est 26 fois la densité (unité) de l'éther non déformé à l'intérieur de la surface sphérique qui correspond au petit arc. Les densités inscrites à la colonne 4 de chaque tableau sont les densités de l'éther sur les surfaces concentriques de rayon r dans l'atome (et non les densités moyennes à l'intérieur de ces surfaces). La colonne 5 dans chaque tableau donne le quotient par $4\pi e$ de l'excès (positif ou négatif) de la quantité d'éther contenue dans un feuillet de rayon r et d'épaisseur infiniment petite e, après la perturbation, sur la quantité que contient le même feuillet dans l'éther libre. La formule de la colonne 2 donne $r = 1$, pour $r'' = 1$, c'est-à-dire que la quantité totale de l'éther déformé à l'intérieur de l'atome est la même que la quantité d'éther libre dans une sphère de même rayon. Par suite, la somme des quantités d'éther calculées dans la colonne 5 pour des valeurs consécutives de r, infiniment voisines, de 0 à 1, doit être 0. Sans faire le calcul pour des différences plus petites que celles qui figurent dans chacun des deux tableaux on obtient une vérification très approchée de ce résultat en traçant, comme dans la *fig.* 2, la courbe qui représente la variation de $(\rho - 1)r^2$, au moyen des points pour lesquels sa valeur est donnée dans l'un ou l'autre des tableaux et en mesurant les aires de part et d'autre de l'axe des abscisses. En traçant la courbe (à une échelle 4 fois plus grande que celle du diagramme ci-joint) sur un papier divisé en carrés de 0,5 pouce et de 0,1 pouce de côté et en comptant les petits carrés et leurs fractions contenues dans les deux aires, j'ai vérifié qu'elles sont égales à moins de 1 pour 100 de leur valeur, c'est-à-dire avec toute l'approximation qu'on pourrait attendre du nombre de chiffres conservés et de la précision atteinte dans le dessin.

7. Dans le Tableau I, toutes les quantités sont calculées en fonction de valeurs données de r', et dans le Tableau II, pour des valeurs données de r. Les calculs du Tableau I sont purement algébriques; à part les opérations élémentaires, ils ne comportent que

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

des racines cubiques. Le calcul des résultats qui figurent dans le Tableau II, en fonction de valeurs données de r, exigerait la résolution d'une équation du troisième degré. On s'est servi en réalité d'une courbe tracée au moyen des données de la colonne 3 (Tableau I), qui donne r en fonction de r'. Les nombres de la colonne 2 du Tableau II qui donnent, pour certaines valeurs de r^2, les valeurs correspondantes de r', ont été lus sur la courbe; nous pouvons vérifier qu'ils sont approximativement égaux aux racines de l'équation écrite en tête de la colonne 2 du Tableau I, résolue, en fonction de r', pour des valeurs données de r et de k.

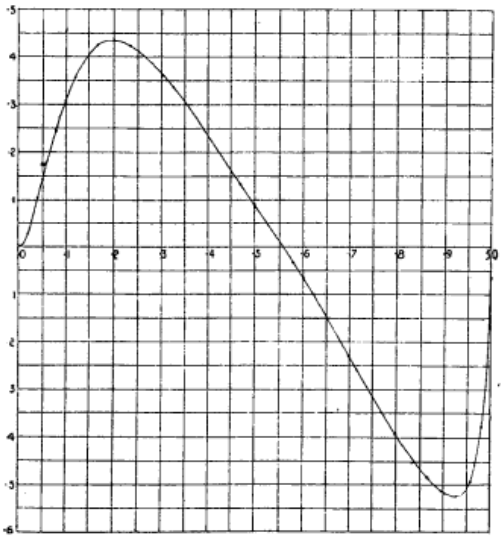
Ainsi, par exemple, prenons

$r' = 0,929$;	le calcul donne	$r = 0,811$
$r' = 0,816$;	»	$r = 0,498$
$r' = 0,677$;	»	$r = 0,301$
$r' = 0,691$;	»	$r = 0,0208$

où nous devrions avoir respectivement $r = 0,8$; $0,5$; $0,3$ et $0,02$. Ces approximations sont suffisantes pour notre objet.

8. Le diagramme de la *fig.* 2 est intéressant en ce qu'il montre

Fig. 2.



comment la masse totale comprise dans l'atome est répartie entre

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

les surfaces sphériques d'égale densité, les valeurs extrêmes de cette densité étant 0,35 et 101. En l'interprétant conjointement avec la colonne 4 des Tableaux, on voit que, du centre à une distance égale à 0,56, la densité tombe de 101 à 1. Pour des distances comprises de 0,56 à 1, les valeurs de $(\rho - 1)r^2$ atteignent un minimum négatif lorsque $r = 0{,}93$ et remontent jusqu'à 0 pour $r = 1$. La position du minimum de densité est évidemment moins éloignée du centre que les points où $(\rho - 1)r^2$ est un minimum; les colonnes 4 et 3 du Tableau I et les colonnes 4 et 1 du Tableau II montrent que la densité minima est environ 0,35, à une distance du centre qui est approximativement 0,87.

9. Supposons maintenant que notre atome soit lancé dans l'espace occupé par l'éther et maintenu en mouvement avec une vitesse uniforme v, que nous supposerons d'abord infiniment petite par rapport à la vitesse de propagation que prennent les ondes à volume constant (1) à travers un éther libre qui ne soit modifié par aucune autre substance que celle de l'atome. La vitesse de la terre sur son orbite autour du soleil, qui est environ $\frac{1}{10\,000}$ de la vitesse de la lumière, est assez petite pour donner, au point de vue cinématique et dynamique, des résultats conformes à cette hypothèse, en ce qui concerne le mouvement relatif de l'éther et des atomes qui constituent la terre. La position d'une particule d'éther est alors, à chaque instant, la même que si l'atome était au repos, la détermination du mouvement provoqué dans l'éther par le mouvement de l'atome est un problème purement cinématique qu'il est facile de résoudre graphiquement en marquant sur un diagramme les positions sucessives calculées pour une particule d'éther, en fonction des positions de l'atome à des époques successives très voisines, de façon à montrer clairement la trajectoire et la loi des vitesses de la particule.

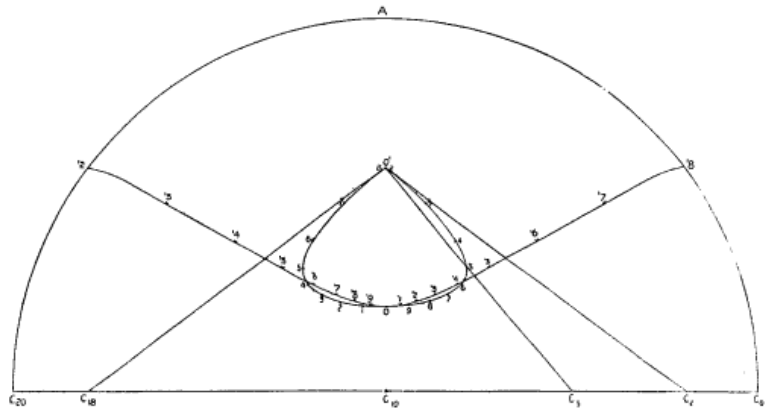
10. Considérons, par exemple, la *fig.* 3, dans laquelle la position d'une moitié de la circonférence de l'atome, au milieu de la

(1) C'est-à-dire les ondes transversales, les seules qui, dans un corps solide isotrope, ne déterminent aucune variation de volume. (Voir *Phil. Mag.*, mai, août et octobre 1899).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

durée que nous allons étudier, est indiquée par un demi-cercle $C_{20}AC_0$, dont le diamètre $C_{20}C_0$ est égal à deux unités de longueur. Supposons que le centre de l'atome se meuve de droite à gauche suivant la droite $C_{20}C_0$ avec la vitesse 0,1 ; l'unité de

Fig. 3.



temps sera le temps nécessaire pour un déplacement de 0,1 du rayon. Si le centre est en C_0 au temps 0, il sera en C_2, C_5, C_{10}, C_{18}, C_{20} aux temps 2, 5, 10, 18, 20. Soit Q′ la position normale d'une particule d'éther jusqu'au temps 2, où l'atome la rencontre, et à partir du temps 18, où elle sort de l'atome. Ceci suppose que $Q'C_2 = Q'C_{18} = 1$ et que $C_2C_{10} = C_{10}C_{18} = 0{,}8$; par suite, $C_{10}Q' = 0{,}6$. La position de la particule d'éther qui, avant la perturbation, est en Q, se détermine à chaque instant t par la règle suivante :

Prenons $C_0C_t = \frac{t}{10}$, menons $Q'C_t$, que nous appellerons r', et tirons $r' - r$ de la formule (9) ou des Tableaux I et II ; sur $Q'C_t$ portons $Q'Q = r' - r$. Q est la position au temps t de la particule qui, avant la perturbation, était en Q′. Le graphique indique la construction pour $t = 5$. Les positions aux temps 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18 sont indiquées par les points marqués 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 sur la courbe fermée qui les réunit et qui présente un point anguleux en Q′. Cette courbe, que nous appellerons, pour abréger, l'*orbite* de la particule, est évidemment tangente aux droites $Q'C_2$ et

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

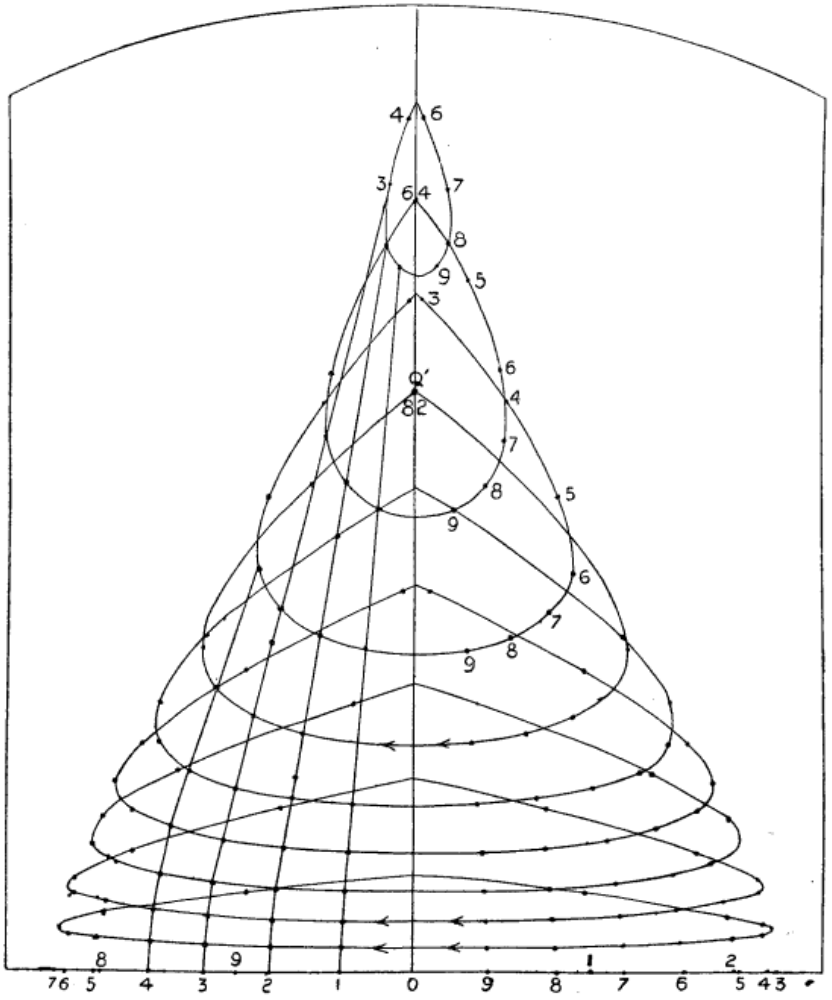
$Q'C_{18}$. La formule (9) nous montre que la vitesse de la particule est 0 au moment où elle part de Q' et où elle y revient. La *fig.* 4 représente l'orbite particulière de la *fig.* 3 et neuf autres orbites tracées par la même méthode; ces dix orbites sont celles de dix particules dont les positions normales sont sur une même droite perpendiculaire à la trajectoire de l'atome, à des distances 0; 0,1; 0,2; ... 0,9. Toutes ces particules se retrouvent sur la même droite au temps 10, où chaque particule atteint le sommet de son orbite. Les nombres inscrits sur les moitiés droites des orbites sont les temps comptés à partir de notre origine; les nombres 1, 2, 3, ... à gauche, correspondent aux temps 11, 12, 13, ... à partir de la même origine, ou aux temps 1, 2, 3, ... à partir des passages au sommet. Les courbes tracées à gauche, qui coupent les orbites en 1, 2, 3, ..., réunissent les positions simultanées des dix particules aux temps 1, 2, 3, ..., après le passage au sommet. La courbe qui, partant de 4, coupe sept des orbites donne les positions simultanées au temps 4, après le passage au sommet de huit particules dont les distances, avant la perturbation, sont 0; 0,1; ...; 0,7. Il est à remarquer que l'orbite de la première de ces dix particules est une droite.

11. Nous avons ainsi, au n° **10**, résolu l'une des deux principales questions cinématiques posées par notre problème et trouvé l'orbite d'une particule d'éther déplacée par l'atome en mouvement, relativement à l'éther environnant supposé fixe. La seconde question, la détermination de la trajectoire à travers l'atome supposé fixe, tandis que dans tout l'espace extérieur à l'atome l'éther est supposé animé d'un mouvement de translation, se résout aisément comme il suit: Revenons à la *fig.* 3 et supposons maintenant qu'au lieu de se mouvoir de droite à gauche avec une vitesse de 0,1 au milieu de l'éther immobile, comme au n° **10**, l'atome soit immobile et que l'éther extérieur se meuve de gauche à droite avec une vitesse de 0,1. Soit $'2\ '3\ '4\ '5\ '6\ '7\ '8\ '9\ 0\ '1\ '2\ '3\ '4\ '5\ '6\ '7\ '8$ la trajectoire d'une particule d'éther à travers l'atome, déterminée par dix-sept points correspondant aux mêmes nombres, non accentués, qui fixent l'orbite de la même particule d'éther dans la première hypothèse. Dans l'une et l'autre hypothèse la position de la particule d'éther à l'époque 10, comptée à partir de notre origine (n° **10**),

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

est marquée 0. Aux époques 11, 12, 13, etc., les positions de la particule, dans la première hypothèse, sont marquées 1, 2, 3, 4, 5,

Fig. 4.

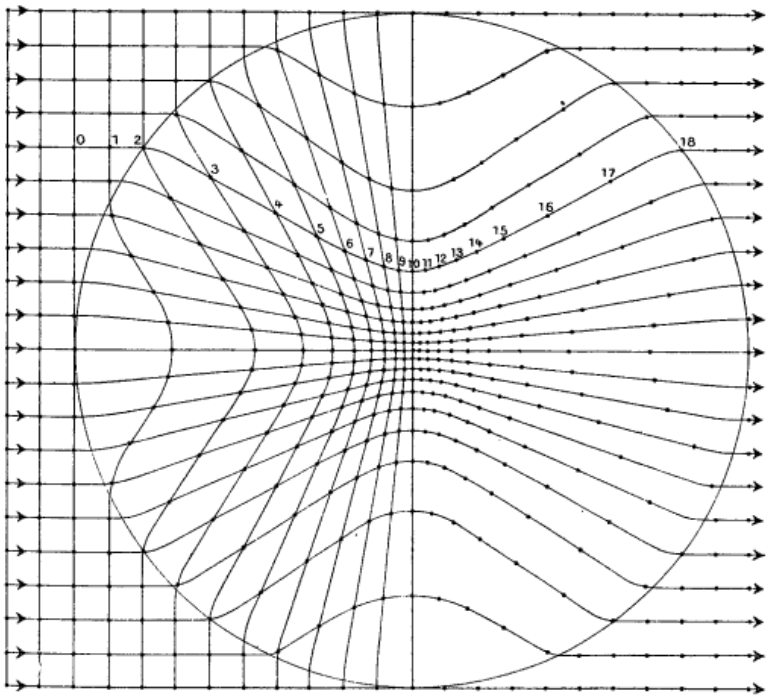


6, 7, 8 sur la partie gauche de l'orbite. Les positions de la même particule, dans la nouvelle hypothèse, s'obtiennent en menant par les points 1, 2, 3. . . ., 7, 8, vers la droite, des parallèles 1′1, 2′2, 3′3, ... 7′7, 8′8, égales respectivement à 0,1; 0,2; 0,3; . . .;

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

0,7; 0,8, le rayon de l'atome étant pris pour unité de longueur. Nous avons ainsi la seconde moitié du chemin de la particule à travers l'atome; la première moitié est symétrique de l'autre côté de l'atome. En appliquant la même construction à chacune des dix orbites tracées sur la *fig.* 4 et aux neuf orbites des particules dont les distances à la ligne centrale, avant la perturbation, sont 0,1; 0,2; ...; 0,9, de l'autre côté, nous obtenons le faisceau des lignes de flux tracées sur la *fig.* 5. Les points marqués sur ces

Fig. 5.



lignes de flux montrent les positions des particules aux 0, 1, 2, ..., 19, 20 à partir de notre origine (n° **10**). Les nombres ont été inscrits le long de la ligne de flux de la particule dont la distance à la ligne centrale est, au repos, 0,6, pour permettre la comparaison avec la *fig.* 3. Les courbes qui coupent les lignes de flux dans la partie gauche de la *fig.* 5 donnent les positions simultanées de rangées de particules qui, en dehors de la perturbation, sont

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

des lignes droites normales à la direction du mouvement. Les quadrilatères ainsi dessinés dans le demi-cercle de gauche sont les formes auxquelles passent les carrés d'éther que l'on voit entrer à la droite du diagramme, quand ils traversent l'atome. Nous avons ainsi la solution complète de la seconde question cinématique fondamentale.

12. La première question dynamique qui se présente, lorsque nous revenons à l'hypothèse de l'atome mobile et de l'éther immobile autour de lui, est celle-ci : Quelle est l'énergie cinétique totale k de la portion d'éther qui est, à chaque instant, à l'intérieur de l'atome? Pour la résoudre, considérons un cylindre d'éther infini et de révolution à l'intérieur duquel se meut l'atome. L'intégrale, prise par rapport au temps, à partir d'une origine quelconque $t = 0$, de l'énergie cinétique totale de l'éther dans ce cylindre est tk, puisque l'éther extérieur au cylindre ne subit aucune perturbation du fait du mouvement de l'atome, selon nos hypothèses actuelles. Considérons un disque circulaire d'épaisseur infiniment petite e, découpé dans ce cylindre. Lorsque l'atome l'a traversé, il a fourni à l'intégrale tk un terme égal à l'intégrale, prise par rapport au temps, des énergies cinétiques de toutes les orbites des particules en lesquelles nous pouvons imaginer qu'il est divisé, et il ne fournit plus rien après le passage. Imaginons le disque divisé en anneaux concentriques, de section méridienne rectangulaire $e\,dr'$. La masse d'un de ces anneaux est $2\pi r' dr' e$, puisque sa densité est 1 ; toutes ses parties décrivent des orbites égales. Nous trouvons ainsi que la contribution totale du disque s'élève à

$$2\pi c \int_0^1 dr' r' \int \frac{ds^2}{dt}, \tag{12}$$

où $\int \frac{ds^2}{dt}$ représente l'intégration étendue à une moitié de l'orbite d'une particule d'éther, dont la distance normale à la droite centrale est r' (en effet, $\frac{1}{2}\frac{ds^2}{dt^2}$ est l'énergie cinétique d'une particule idéale, de masse 1, se déplaçant suivant l'orbite considérée). La valeur de l'intégrale tk est la somme des termes fournis par les éléments successifs du cylindre. La formule (12) donne donc

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'accroissement relatif au temps $\frac{e}{q}$, q étant la vitesse de l'atome; puisque k est l'accroissement pendant l'unité de temps, on a

$$k = 2\pi q \int_0^1 dr' r' \int \frac{ds^2}{dt}. \tag{13}$$

13. L'intégrale double (13) a été calculée avec une approximation amplement suffisante pour notre objet par des sommations qui pourront paraître assez grossières; d'abord, les sommations $\int \frac{ds^2}{dt}$ pour les dix orbites tracées par la *fig.* 4 et ensuite la sommation de ces termes multipliés chacun par $dr' r'$. Dans les sommations relatives à chaque demi-orbite, on a pris pour ds les segments de la courbe entre les différents points qui ont servi à la déterminer. Ceci revient à faire $dt = 1$ tout le long des trois orbites qui correspondent à des distances normales de 0; 0,6; 0,8 et tout le long des autres demi-orbites, excepté pour les portions voisines du point anguleux, qui correspondent à des intervalles tous plus petits que 1. La voie suivie est rendue suffisamment claire par le Tableau III, qui montre la marche du calcul et de la sommation des différentes parties pour l'orbite qui correspond à la distance normale 0,7.

TABLEAU III.

Orbite $r' = 0,7$.

ds.	ds^2.	dt.	ds^2/dt.
0,006	0,000036	0,14	0,000257
0,137	0,018769	1,00	0,018769
0,112	0,012544	1,00	0,012544
0,077	0,005929	1,00	0,005929
0,050	0,002500	1,00	0,002500
0,048	0,002304	1,00	0,002304
0,050	0,002500	1,00	0,002500
0,052	0,002704	1,00	0,002704
		Somme.....	0,047507

Le Tableau IV donne les sommes pour les dix orbites et les produits de chaque somme par la valeur correspondante de r'; ce

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

calcul prépare l'intégration finale, qui a été achevée par la mesure de l'aire d'une courbe représentative tracée sur un papier quadrillé convenable, comme il a été expliqué n° 6. Le résultat ainsi trouvé est 0,02115. Il est très satisfaisant de voir qu'il concorde à moins de 0,1 pour 100 près avec la somme directe des nombres très peu resserrés de la colonne 3 du Tableau IV.

TABLEAU IV.

r'.	$\int ds^2/dt$.	$0,1\, r' \int ds^2/dt$.
0,0	0,0818	0,00000
0,1	0,0804	0,00080
0,2	0,0781	0,00156
0,3	0,0769	0,00231
0,4	0,0722	0,00289
0,5	0,0670	0,00335
0,6	0,0567	0,00340
0,7	0,0475	0,00332
0,8	0,0310	0,00248
0,9	0,0114	0,00102
	Somme.....	0,02113

14. Portons dans (13) le nombre déterminé à la fin du n° **13** et faisons $q = 1$; il vient

$$k = 2\pi . 0,002115. \tag{14}$$

On peut exprimer ce résultat en remarquant que la valeur de k est 0,634 de l'énergie cinétique $\left(\frac{4\pi}{3}\frac{1}{2}\overline{0,1}^{2}\right)$ d'un globe matériel rigide de la même dimension que notre atome, qui se déplacerait avec la même vitesse. Si l'on se reporte à la définition de k, donnée au début du n° **12**, on peut formuler ainsi la conclusion : La distribution des densités de l'éther à l'intérieur de notre atome sphérique idéal, telle que la représente la formule (11), pour $k = 100$, communique à l'éther intérieur, lorsque l'atome se déplace lentement dans l'éther indéfini, une énergie cinétique qui est, à chaque instant, 0,634 de l'énergie cinétique que prendrait, pour la même vitesse, un globe rigide idéal, de la même grandeur que l'atome et de la même densité que l'éther non déformé, se mouvant dans un espace vide idéal.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Si l'atome, que nous supposons maintenant être un élément de matière pondérable réelle, a une inertie propre égale à I par unité de volume, l'inertie effective de son mouvement à travers l'espace occupé par l'éther sera $\frac{\pi}{6} s^3 (I + 0,634)$, en désignant le diamètre de l'atome par s (et non, comme précédemment, par 2) et en prenant toujours la densité de l'éther comme unité. Dans tout ce qui suit, nous supposerons que I soit très grand, beaucoup plus grand que 10^6, peut-être supérieur à 10^{12}.

15. Considérons maintenant, comme au n° 11 ci-dessus, notre atome au repos et l'éther animé d'un mouvement qui soit une translation à l'extérieur de l'atome et qui soit, à l'intérieur, dirigé suivant les lignes de flux courbes avec les vitesses variables indiquées sur la *fig.* 5. L'inertie effective d'une portion d'éther contenant l'atome surpassera l'inertie simple d'un égal volume d'éther libre de la quantité $\frac{\pi}{6} s^3 . 0,634$. On démontre en effet, en Dynamique, que l'énergie cinétique totale d'un corps ou d'un système de corps en mouvement est égale à l'énergie cinétique due au mouvement de son centre de gravité, augmentée de la somme des énergies cinétiques des mouvements de toutes ses parties par rapport au centre de gravité.

16. Supposons maintenant qu'un corps transparent, solide, liquide ou gazeux, consiste en un assemblage d'atomes de même grandeur et de même nature que notre atome idéal défini au n° 2, avec une valeur de I extrêmement grande, comme il a été indiqué au n° 14. Les atomes peuvent être tous immobiles, comme dans un corps amené au zéro absolu, ou bien ils peuvent être animés des mouvements calorifiques que présentent les molécules d'un solide, d'un liquide ou d'un gaz à toute température assez peu élevée pour que les vitesses soient partout petites relativement à celles de la lumière. L'inertie effective de l'éther par unité de volume de l'assemblage différera extrêmement peu de ce qu'elle serait si les atomes étaient absolument fixes, et aura pour valeur, d'après le n° 15,

$$1 + N \frac{\pi}{6} s^3 \, 0,634, \tag{15}$$

où N désigne le nombre d'atomes par centimètre cube dans l'as-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

semblage, le centimètre étant désormais notre unité de longueur. Si l'on désigne par V la vitesse de la lumière dans l'éther libre, la vitesse dans l'espace occupé par l'assemblage d'atomes imaginé sera

$$\frac{V}{\left(1+N\frac{\pi}{6}s^3.0,633\right)^{\frac{1}{2}}}. \tag{16}$$

17. Prenons, par exemple, $N = 4.10^{20}$ (1), et, ce qui convient pour le cas de l'oxygène et de l'argon, $s = 1,42.10^{-8}$, ou $N\frac{\pi}{6}s^3 = 0,60.10^{-3}$. Si l'assemblage ainsi défini était condensé mille fois, la fraction 0,6 de son volume total serait occupée par les atomes et 0,4 par l'éther libre, ce qui est intermédiaire entre la densité d'un groupement cubique de sphères (espace inoccupé : $1-\frac{\pi}{6} = 0,4764$) et celle de l'arrangement le plus dense possible (espace inoccupé : $1-\frac{\pi}{3\sqrt{2}} = 0,2395$).

En faisant $N\frac{\pi}{6}s^3 = 0,60.10^{-3}$ dans (16) on trouve, pour l'indice de réfraction de notre assemblage 1,00019, ce qui est un peu inférieur à l'indice de réfraction de l'oxygène (1,000273). En prenant dans (11) une valeur de K plus grande que 100, il serait facile d'obtenir une formule qui donnerait exactement, pour un assemblage où $0,6.10^{-3}$ de l'espace total est occupé par les atomes, l'indice de réfraction de l'oxygène, de l'azote, de l'argon ou d'un gaz quelconque. Il est remarquable que les hypothèses particulières spécifiées au n° 5 exigent que la densité de l'éther au centre de l'atome soit bien supérieure à 100 fois la densité de l'éther libre pour donner une réfringence de l'ordre de celle de l'oxy-

(1) Je suis forcé de prendre ce nombre très fort au lieu de 19.10^{18} donné par Maxwell; j'ai trouvé qu'autrement il serait impossible de concilier les valeurs connues des viscosités et des compressibilités de l'hydrogène, de l'oxygène et de l'azote avec la formule théorique de Maxwell

$$Ns^2 = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}}\frac{v}{D} = 0,3989\frac{v}{D},$$

où v est la vitesse du son dans le gaz considéré, calculé suivant la formule de Newton, et D le quotient de la viscosité par sa densité. Il faut se rappeler que la loi d'Avogadro fait N le même pour tous les gaz.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

gène. Il n'y a cependant pas de difficulté à admettre une condensation aussi élevée de l'éther par l'atome, si l'on regarde le problème qui nous occupe comme la base d'une hypothèse physique qui mérite considération.

18. Toutefois, il y a une difficulté grave, peut-être insurmontable, que je dois indiquer en terminant : Comment concilier notre hypothèse avec le résultat que l'éther, dans l'atmosphère terrestre, est immobile par rapport à la terre, résultat qui paraît établi par une admirable expérience conçue par Michelson et réalisée, avec le souci le plus sérieux d'atteindre une conclusion indiscutable, par lui et Morley (1) ? Je ne vois rien d'attaquable dans l'idée ni dans l'exécution de cette expérience. Peut-être, cependant, serait-il possible d'échapper à la conclusion qui semblait en résulter, grâce à une brillante hypothèse, faite indépendamment par Fitzgerald (2), et par Lorentz (3), de Leyde, qui supposent que le mouvement de l'éther à travers la matière pourrait altérer légèrement ses dimensions linéaires ; que les dimensions linéaires de la dalle de pierre qui constituait le support de l'appareil de Michelson et Morley soient réduites d'un cent-millionième (4) seulement dans la direction du mouvement, alors le résultat de l'expérience ne prouverait plus rien contre la liberté du mouvement de l'éther à travers l'espace occupé par la Terre.

ADDITION AU RAPPORT PRÉCÉDENT (5).

19. Dans le Rapport que j'ai présenté au Congrès, je me suis limité à un problème de Dynamique ; j'ai simplement fait entrevoir la possibilité de trouver dans la solution une explication de la diffi-

---

(1) *Philosophical Magazine*, décembre 1887.

(2) Leçons publiques au Trinity College de Dublin.

(3) *Essai d'une théorie des phénomènes électriques et optiques dans les corps en mouvement*, Leiden, 1895.

(4) Ce nombre est le carré du rapport de la vitesse de la Terre autour du Soleil (30^{km} par seconde) à la vitesse de la lumière (300 000^{km} par seconde).

(5) Dans cette Note, Lord Kelvin a résumé les additions à son Rapport, faites oralement lors de sa Conférence au Congrès de Physique, le mercredi 8 août.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

culté fondamentale de la théorie ondulatoire de la lumière, que j'ai rappelée au premier et au dernier paragraphe de mon Rapport. Je ne puis résister à la tentation de parler des efforts que je continue de tenter pour découvrir des hypothèses propres à embrasser au moins une partie des sujets connexes, mentionnés dans la Note du premier paragraphe.

20. Pour les atomes d'électricité que j'appellerai ici, avec M. Larmor, *électrons,* il paraît indispensable d'imaginer une classe spéciale d'atomes, qui n'obéissent pas à la condition formulée aux lignes 12 .... 21 du n° 5. Ainsi un *électron positif* (1) serait un atome qui, par attraction, condense l'éther dans l'espace qu'il occupe; un électron négatif serait un atome qui, par répulsion, raréfie l'éther subsistant à l'intérieur du volume qu'il occupe. Les déformations produites dans l'éther à l'extérieur de deux atomes de cette espèce par les attractions ou les répulsions qu'ils exercent sur l'éther qui leur est intérieur détermineraient une attraction apparente entre un électron positif et un électron négatif et une répulsion apparente entre deux électrons à la fois positifs ou négatifs. Ces attractions et ces répulsions apparentes croîtraient beaucoup plus vite, quand la distance diminue, que ne le voudrait la loi de l'inverse du carré de Newton. Cette loi, qui, comme Coulomb et Cavendish nous l'ont appris, régit aussi les attractions et les répulsions électriques, ne peut être expliquée par une déformation d'un éther possédant les propriétés élastiques des solides réels ou des corps hypothétiques imaginés jusqu'ici. Mais on l'explique parfaitement dans une hypothèse très simple, en admettant une action à distance entre les différentes parties de l'éther. Considérons deux masses d'éther qui occupent des volumes infinitésimaux V, V′, distants de D. Dans cette hypothèse, elles se repoussent mutuellement avec une force égale à

$$\frac{(\rho - 1)\,V(\rho' - 1)V'}{D^2},$$

où ρ, ρ' désignent les densités des deux masses d'éther considérées,

(1) Il semble probable que cette électrisation est *résineuse*, mais elle pourrait être *vitrée*. Il ne faut pas oublier que si l'électricité vitrée est appelée *positive*, cela tient uniquement à ce qu'on la recueille sur le conducteur principal de la vieille machine électrique à plateau de verre.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

la densité de l'éther non troublé étant prise pour unité. La force est une attraction ou une répulsion suivant que $\rho - 1$, $\rho' - 1$ sont de même signe ou de signe contraire; elle est nulle quand l'une de ces quantités est nulle, c'est-à-dire que l'éther dont la densité a la valeur normale n'éprouve ni attraction ni répulsion de la part d'une autre masse d'éther voisine ou éloignée.

21. Cette théorie ressemble beaucoup à la doctrine que professait Aepinus au milieu du XVIII^e^ siècle et qu'on appelle généralement *théorie d'un fluide unique;* mais ici au lieu d'un fluide électrique nous avons l'éther, qui est un solide élastique remplissant tout l'espace. Dans notre hypothèse actuelle, deux atomes électriques semblables se repoussent et des atomes électriques différents s'attirent, en vertu de *forces* qui s'exercent entre chaque atome et la masse d'éther qu'il renferme et en vertu de la répulsion ou de l'attraction de ces masses d'éther; l'éther contenu dans l'espace qui les entoure et qui les sépare ne contribue en rien à l'action mutuelle.

Les déformations de l'éther sont ainsi déchargées de l'*impossible tâche de transmettre simultanément la force électrostatique et la force magnétique;* nous pouvons bien imaginer qu'elles soient tout à fait aptes à s'acquitter du devoir plus simple de transmettre la force magnétique seule.

22. Jusqu'ici un obstacle qui a paru insurmontable a empêché de développer cette idée et d'en déduire des conséquences pratiques, c'est la grandeur de la force qui s'exerce, dans beaucoup de cas bien connus d'attraction magnétique, entre des pôles de fer, qu'elle provienne d'aimants d'acier ou d'électro-aimants. Si l'on considère que nos expériences les plus délicates dans différentes branches de la Science nous montrent des corps pondérables, grands ou petits, mis en mouvement aisément par des forces inférieures au millième de la pesanteur (1) (*heaviness*) d'un milligramme, comment concevoir que l'éther à travers lequel ces corps se meuvent puisse présenter les déformations nécessaires à la transmission de

(1) Je ne puis ici employer sans ambiguïté le simple mot *poids* (*weight*), qui signifie légalement *masse* et que l'on emploie plus souvent dans la pratique pour désigner une masse que la pesanteur d'une masse soumise à la gravitation.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

forces qui, entre les pièces polaires planes d'un électro-aimant, peuvent dépasser, deux cents (1) fois la pesanteur d'un kilogramme par centimètre carré? Cette difficulté disparaît, si l'on admet l'hypothèse formulée au n° 2 de mon Rapport. Nous pouvons supposer la densité de l'éther aussi grande qu'il nous plaira, sous la seule condition qu'elle ne soit pas trop grande pour troubler sensiblement la proportionnalité de l'inertie effective à la gravité dans les différentes espèces de matière, telle qu'elle a été démontrée par les expériences de Newton sur les pendules de plomb, de laiton, de verre, etc., et par son interprétation de la troisième loi de Képler. Nous pouvions probablement, si nous le voulions, admettre que la densité de l'éther atteint 10^{-6}. Je me contenterai, actuellement, de proposer 10^{-9}.

La vitesse de la lumière étant 300000^{km} par seconde, la rigidité (qui est le produit de la densité par le carré de cette vitesse) se trouve égale à 9.10^{11} dynes par centimètre carré, ce qui dépasse un peu la rigidité de l'acier (7.10^{11}). Ce n'est donc pas le manque de force qui peut nous faire douter de l'aptitude de l'éther à transmettre les actions magnétiques. J'avoue que je me sens maintenant plein de l'espérance de voir résolues quelques-unes des autres difficultés formidables que l'on rencontre chaque fois que l'on tente d'expliquer l'isolement et la conduction électrique, la force électromagnétique et la force magnétique d'un aimant d'acier, par une action mécanique définie de l'éther.

---

(1) La force magnétique la plus intense qu'on ait mesurée jusqu'ici a, je crois, été observée par du Bois (*voir* le *Rapport* de M. du Bois, t. II) qui a trouvé 76000 C. G. S. entre les deux petites faces planes terminales des pôles de fer doux d'un puissant électro-aimant. Ceci donne pour l'attraction mutuelle par centimètre carré des deux faces $\frac{76000^2}{8\pi}$ ou approximativement 23.10^7 dynes, soit 230 kilogrammes.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LES

LOIS THÉORIQUES DU RAYONNEMENT,

PAR W. WIEN,

PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE WURTZBOURG.

Traduit de l'allemand par P. Culmann et Ch.-Éd. Guillaume.

La radiation émise par les corps solides à une température déterminée diffère suivant la nature de ces corps. Mais l'absorption varie, à la même température, dans le même sens, de telle sorte que la loi générale est toujours vraie : *Pour chaque longueur d'onde le rapport de l'énergie rayonnée à l'énergie absorbée est, à une température donnée, indépendant de la nature du corps.*

Cette loi célèbre établie par Kirchhoff a, pour cette raison, une signification universelle. Le rapport indiqué dans la loi est désigné sous le nom de *pouvoir émissif d'un corps noir ;* l'absorption de ce dernier étant posée égale à 1 on admet donc que le corps en question absorbe tous les rayons incidents. Il faut remarquer que cette notion du corps noir est indépendante de l'existence réelle de corps absorbant toutes les radiations. On peut admettre comme certain qu'il n'existe pas de corps complètement noirs pour toutes les longueurs d'onde. Mais, comme Kirchhoff l'a déjà indiqué, la radiation que nous désignons comme appartenant à un corps noir s'établit d'elle-même dans un espace fermé dans lequel les rayons émis ne peuvent pas se propager librement, et sont rejetés à l'intérieur par des parois isothermes. Même si le pouvoir absorbant ou émissif des parois est très faible, les réflexions successives

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

finissent par absorber complètement chaque pinceau de rayons, de telle sorte que les conditions imposées aux corps noirs sont satisfaites. On peut donc définir le rayonnement d'un corps noir comme la radiation qui s'établit d'elle-même dans un espace fermé, entouré d'une enveloppe dont la température est uniforme. Toute radiation d'une autre composition se transformera automatiquement dans la radiation du corps noir, qui n'éprouve plus, à partir de ce moment, aucune modification.

On peut donc définir la radiation du corps noir comme l'*état d'équilibre stable* correspondant à une température donnée.

Chaque radiation due à la chaleur des corps rayonnants remplit l'espace qu'elle pénètre d'une quantité d'énergie déterminée, dont la densité est très petite, parce que cette énergie doit être divisée par la vitesse de la lumière, mais qui, cependant, possède une valeur finie que l'on peut évaluer. Si elle se trouve en équilibre avec les parois isothermes qui l'enferment, elle possède une certaine température, celle de l'enceinte. La quantité déterminée d'énergie rayonnante qui se trouve dans cet état d'équilibre thermique doit posséder aussi, en plus d'une température déterminée, une entropie déterminée. Si un corps rayonne de la chaleur, son entropie devient plus faible et la compensation doit être cherchée dans l'entropie enlevée par le rayonnement.

En dehors des surfaces rayonnantes ordinaires, on peut aussi supposer l'existence de surfaces parfaitement réfléchissantes de deux catégories : surfaces à réflexion régulière et surfaces parfaitement diffusantes. Les rayons tombant sur des surfaces diffusantes sont renvoyés uniformément dans toutes les directions. Il est peu important aussi que ces surfaces aient une existence réelle, pourvu qu'elles remplissent ces conditions avec une grande approximation, et qu'une plus grande perfection de leurs propriétés ne soit pas limitée par des lois naturelles. Le rayonnement qui se trouve en état d'équilibre parfait est complètement diffusé, aucune direction n'est privilégiée. Une radiation possédant des directions privilégiées n'est donc pas en équilibre.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

I. — Détermination de la température de la radiation.

Dans l'état d'équilibre thermique complètement stable la radiation totale est constituée par un ensemble défini de radiations de chaque longueur d'onde. Si maintenant nous attribuons à cette radiation une température déterminée, il faut aussi attribuer cette température non seulement à la radiation totale mais encore à chaque couleur isolée. Il faut remarquer toutefois qu'il n'existe pas de radiation homogène d'une longueur d'onde déterminée, mais que l'on peut toujours isoler une partie de la radiation totale limitée par deux longueurs d'onde peu différentes. Les radiations ayant la même énergie totale, mais des compositions différentes, ne seraient pas en équilibre thermique; elles feraient échange d'énergie jusqu'à ce que les couleurs fussent complètement égalisées.

On peut aussi déterminer la température de chaque radiation complètement diffusée. Il faut alors comparer l'énergie de chaque couleur à celle qu'on rencontre dans le spectre du corps noir, et la température de cette radiation sera connue lorsqu'on l'aura identifiée, pour chaque couleur, à l'énergie d'un corps noir de température connue. Une radiation quelconque se présente en général comme un ensemble d'énergies de diverses températures, la comparaison des différentes couleurs donnant l'égalité avec des températures différentes dans le spectre du corps noir.

Aux températures atteintes jusqu'ici, le maximum de la courbe de l'énergie du corps noir en fonction de la longueur d'onde se trouve dans l'infra-rouge. Vers les courtes longueurs d'onde, la courbe descend assez rapidement. La radiation a donc, pour une même température, moins d'énergie dans le bleu que dans le rouge et, inversement, pour une même énergie le rouge correspond à une moindre température que le bleu. Donc la transformation de la couleur rouge en couleur bleue ne peut être produite que par du travail extérieur ou par une compensation quelconque, tandis que, dans la transformation inverse, la radiation peut produire du travail.

Cette considération est importante pour un grand nombre de processus chimiques. Dans la fluorescence, la couleur de la radiation incidente est modifiée. Lorsque cette transformation se pro-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

duit dans le sens de la loi de Stokes, c'est-à-dire lorsque la longueur d'onde est augmentée par la fluorescence, le phénomène peut se produire sans compensation.

Dans le cas contraire, une compensation est nécessaire, et la radiation peut être partiellement absorbée et transformée en chaleur à basse température ou concourir à une modification chimique.

S'il existe des corps qui émettent de la lumière fluorescente à des températures élevées, auxquelles ils donnent naissance à des rayons susceptibles d'engendrer eux-mêmes la fluorescence, il est nécessaire qu'il se produise des modifications chimiques si la transformation ne suit pas la loi de Stokes.

Les lois de la Thermodynamique permettent de calculer la quantité de travail qui peut être gagnée dans la transformation d'une radiation en une autre de couleur différente.

Soient λ_1 et $\lambda_1 + \delta_1$, les limites de la radiation primitive à la température Θ_1 obtenue par comparaison avec le corps noir; soient λ_2 et $\lambda_2 + \delta_2$ les limites après la transformation correspondant à la température Θ_2; l'énergie de la radiation est $\delta_1 \varphi_1 = \delta_2 \varphi_2$.

Dans cette transformation nous pouvons gagner la quantité de travail

$$\varepsilon_1 \varphi_1 \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{\Theta_1}.$$

Dans la transformation d'une radiation complexe, chaque couleur doit être considérée isolément. En plaçant des miroirs au voisinage d'un corps rayonnant, on peut produire des états d'équilibre instable, dans lesquels les radiations ont une direction déterminée.

Supposons une surface rayonnante plane à contour circulaire et une demi-sphère parfaitement réfléchissante, dont le centre coïncide avec celui de la plaque. Tous les rayons émis par la surface lui reviennent par réflexion. Mais la marche des rayons est régulière dans une certaine mesure. Plus la surface rayonnante est petite en comparaison du diamètre de la demi-sphère, plus l'angle du cône de rayons tombant sur un point de la demi-sphère devient petit. Comme, ici encore, la radiation est en équilibre avec celle du plan rayonnant, nous aurons à lui attribuer la température de ce plan.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

La nature du plan importe peu, puisque la radiation s'établit comme si le plan absorbait tous les rayons incidents.

Désignons par dS un élément d'un plan noir, β l'angle avec la normale; l'énergie totale émanée de la surface sera

$$e = 2\pi\varepsilon \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\beta \cos\beta \, d\beta = \pi\varepsilon,$$

ε étant une constante dépendant seulement de la température, e le pouvoir émissif dans le sens employé par Kirchhoff.

Considérons maintenant la radiation dans le voisinage immédiat du plan rayonnant loin de ses bords, et isolons sur la normale une petite longueur h; il existe, entre le plan et un autre plan parallèle, mené par l'extrémité de la longueur h, entre les angles β et $\beta + d\beta$, la quantité d'énergie

$$\frac{2\pi\varepsilon \sin\beta \cos\beta \, d\beta}{v} \frac{h}{\cos\beta},$$

v étant la vitesse de la lumière.

Intégrons de o à $\frac{\pi}{2}$ en remarquant qu'il existe une quantité égale d'énergie se propageant dans les deux sens et divisons l'énergie totale par le volume; nous aurons la densité de l'énergie

$$\psi = \frac{4\pi\varepsilon}{v} = \frac{4e}{v}.$$

Considérons maintenant l'énergie au voisinage d'un élément de la surface sphérique réfléchissante, situé près de la normale au centre de la plaque; soient ds la grandeur de cet élément, α l'angle de divergence des rayons issus de la plaque. L'élément dS envoie à l'élément ds une quantité d'énergie égale à $\frac{\varepsilon \, ds \, dS \cos^2\alpha}{r^2}$, r étant le rayon de la sphère.

Or,

$$dS \cos\alpha = 2\pi r^2 \sin\alpha \, d\alpha;$$

l'énergie totale envoyée du plan vers ds est donc

$$2\pi\varepsilon \, ds \int_0^{\alpha_1} \sin\alpha \cos\alpha \, d\alpha = \pi\varepsilon \sin^2\alpha_1 \, ds.$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

La densité de l'énergie se calcule aisément si nous élevons sur ds un parallélépipède de hauteur h. Ce volume contient la quantité d'énergie

$$\frac{2\,ds}{v}\,2\pi\varepsilon\int_0^{\alpha_1}\sin\alpha\cos\alpha\,\frac{h}{\cos\alpha}\,d\alpha=\frac{4\,\varepsilon h}{v}(1-\cos\alpha_1)\,ds;$$

donc la densité de l'énergie est égale à

$$\psi_\alpha=\psi(1-\cos\alpha_1).$$

Si l'on connaît la densité de l'énergie dans un pinceau de rayons dont l'angle de divergence est α, on détermine la température par la densité de l'énergie correspondant à celle d'un corps noir ayant la valeur $\frac{\psi_\alpha}{1-\cos\alpha}$.

On voit, par conséquent, que, pour des rayons sensiblement parallèles, la température peut être très élevée, bien que la densité de l'énergie soit faible. La diffusion de la lumière est donc toujours liée à une perte de la température. Ainsi, tandis que nous devons attribuer au rayonnement direct du Soleil la température de l'astre lui-même, la lumière du jour, diffusée par les nuages ou la surface de la Terre, possède une température plus basse, et l'on ne peut obtenir par son moyen que des températures peu élevées.

Si nous posons pour ψ la fonction des températures dont nous donnerons plus tard la définition, on arrive à la formule indiquée par Planck pour la température d'un pinceau de rayons (1).

La lumière polarisée correspond, à intensité égale, à une température plus élevée que la lumière non polarisée. Mais l'effet complet de la polarisation n'atteint son maximum que lorsque ces rayons ont sensiblement la même direction. Dans ce cas, un pinceau de lumière polarisée a la même température qu'un pinceau non polarisé possédant une densité d'énergie double. Un rayon non polarisé peut être séparé à l'aide d'un nicol en deux rayons qui suivent des chemins différents; on peut, par conséquent, ramener, à l'aide d'un miroir, la moitié de l'énergie émise vers le corps rayonnant; il suffit d'un rayon polarisé possédant la moitié de l'énergie du rayon non polarisé pour compenser le rayonnement.

---

(1) *Annalen der Physik*, t. I, p. 735; 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

La rotation magnétique du plan de polarisation constitue un cas exceptionnel digne de remarque, et l'on pourrait ici imaginer un dispositif qui mettrait en échec le principe de Carnot s'il n'existait pas une compensation encore inconnue.

Faisons, en effet, les suppositions suivantes : Deux corps de température égale sont entourés d'une enveloppe adiabatique. Les rayons qu'ils s'envoient réciproquement traversent deux prismes de nicol. Entre ces prismes se trouve une substance non absorbante sur laquelle agissent des forces magnétiques qui font tourner le plan de polarisation d'un angle déterminé. La radiation émanant du corps 1 pénètre dans le nicol 1. Nous supposerons que le rayon subissant la réflexion totale n'est pas absorbé, mais renvoyé dans sa propre direction par des miroirs convenablement disposés. Admettons que le plan de polarisation soit tourné de 45° par les forces magnétiques. La section principale du deuxième nicol étant orientée dans la direction parallèle au plan de polarisation du rayon émergent, toute la lumière transmise par la substance absorbante traversera le nicol. Par conséquent, la moitié des rayons émis par le corps 1 frappera le corps 2.

Les rayons émis par le corps 2 se divisent en deux parties égales dans le nicol 2. Une moitié est, comme précédemment, renvoyée par réflexion. L'autre moitié, après que son plan de polarisation a subi une rotation de 45° dans le même sens que les rayons émis par le corps 1, vient frapper le premier nicol. La section principale de ce nicol étant perpendiculaire au plan de polarisation, aucune radiation ne le traverse, et nous pouvons renvoyer toute la lumière au corps 2.

Le corps 2 reçoit ainsi trois fois plus d'énergie que le corps 1. L'un de ces corps s'échauffera par conséquent de plus en plus aux dépens de l'autre.

On peut résoudre, de deux façons différentes, cette contradiction avec le second principe de la Thermodynamique.

Ou bien le magnétisme de la substance douée du pouvoir rotatoire est détruit par la radiation qui la traverse, c'est-à-dire que, si la rotation est produite par des aimants permanents, ces aimants sont affaiblis ;

Ou tous les corps transparents doués du pouvoir rotatoire absorbent la lumière en faisant tourner son plan de polarisation.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Mais, dans ce cas, il faudrait qu'il existât une limite supérieure pour la rotation magnétique, car, sans cela, on pourrait augmenter les forces magnétiques jusqu'à ce que des couches, assez minces pour que l'absorption ne fournisse pas la compensation nécessaire, fassent tourner suffisamment le plan de polarisation.

M. Guillaume a déjà fait remarquer que ces considérations répondent à la question de la température des espaces cosmiques. On ne peut parler d'une température du vide que s'il est rempli d'une radiation stationnaire. En s'appuyant sur la loi de Stefan, dont nous allons parler, on peut évaluer la température des corps célestes qui reçoivent leur lumière du Soleil. Ils doivent s'échauffer jusqu'à ce que leur propre radiation, calculée d'après la loi de Stefan, soit égale à l'énergie qu'ils reçoivent du Soleil.

Il faut naturellement tenir compte de la réflexion qui se produit à leur surface. Pour la Terre, on obtient à peu près la température moyenne en se basant sur le pouvoir réflecteur de Mars, tandis que la température de Neptune doit être inférieure à —200°.

II. — Étude thermodynamique de l'influence de la température sur la radiation des corps noirs.

M. Boltzmann a, le premier, déduit une loi numérique exacte de la Thermodynamique et de la théorie électromagnétique de la lumière. Sa démonstration est basée sur un procédé imaginé par Bartoli (1).

Supposons qu'une radiation se produise dans un cylindre droit dont la section soit égale à l'unité. Soit $a - x$ la distance entre un piston mobile et l'axe fixe du cylindre. Si cette base est constituée par un corps émettant des radiations, il s'établira, dans l'espace laissé libre par le piston, la radiation des corps noirs à directions complètement diffusées, même si les parois latérales et le piston sont des miroirs parfaits, comme nous le supposerons. La température de cette radiation correspond à la température du corps qui l'émet. Si un mouvement du piston augmente le volume disponible dans le cylindre, la radiation se complétera aux dépens de la

(1) *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 291 ; 1884.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

chaleur du corps émettant la radiation; elle aura partout la même densité. D'après M. Boltzmann, la radiation exercera une pression égale à $\frac{1}{3}\psi$ sur le piston, si l'on désigne par ψ la densité de l'énergie. Ce phénomène est absolument analogue à la dilatation isotherme d'un gaz. Mais, si nous éliminons le corps émettant la radiation, par l'interposition d'une plaque formant miroir, une augmentation de volume entraînera une diminution de la densité de l'énergie, car, premièrement, la radiation existante occupera un volume plus grand et, en second lieu, la radiation produira du travail en exerçant une pression sur le piston. Ce phénomène correspond à la dilatation adiabatique d'un gaz.

L'équation de la Thermodynamique

$$dQ = dU + dW,$$

où dQ est la différentielle de la chaleur reçue, dU l'accroissement de l'énergie interne et dW le travail fourni, devient, dans notre cas, si le chemin parcouru par le piston est égal à x,

$$dQ = d[(a-x)\psi] - \frac{1}{3}\psi\,dx = (a-x)\,d\psi - \frac{4}{3}\psi\,dx.$$

La température est la réciproque du facteur intégrant qui ne dépend pas de x; dans le cas présent,

$$\Theta = \text{const.}\sqrt[4]{\psi} = b\sqrt[4]{\psi},$$

et l'entropie S est déterminée par l'équation

$$dS = \frac{dQ}{\Theta},$$

d'où

$$S = \text{const.} + \frac{4}{3b}(a-x)\psi^{\frac{3}{4}}.$$

La densité de la radiation est, par conséquent, proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue.

Ce qui précède est la démonstration de la loi de Stefan donnée par M. Boltzmann.

On peut démontrer la même loi en étudiant des faisceaux de rayons presque parallèles.

Prenons comme source de la radiation un petit élément de surface ayant la forme d'un cercle, et plaçons-le au milieu d'un hémi-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

sphère formant miroir. Tous les rayons seront réfléchis et frapperont l'hémisphère dans une direction s'écartant peu de la normale. Désignons par r le rayon de l'hémisphère, par ψ_α la densité de l'énergie au voisinage de la surface sphérique et nommons $\mathcal{E}$ le produit $\psi_\alpha r^2$. Si r est grand par rapport à la surface rayonnante, $\mathcal{E}$ sera constant à l'intérieur de l'hémisphère, sauf au voisinage immédiat de l'élément de surface. L'énergie interne sera

$$U = 2\pi \int_0^r \psi_\alpha r^2 dr = 2\pi \int_0^r \mathcal{E}\, dr = 2\pi \mathcal{E} r = 2\pi \psi_\alpha r^3.$$

La pression électromagnétique exercée sur la surface sphérique est $2\pi r^2 \psi_\alpha$. Supposons maintenant que la sphère se dilate de dr. Le travail fourni est

$$dW = 2\pi r^2 \psi_\alpha dr$$

et

$$dQ = dU + dW = 2\pi[d(r^3\psi_\alpha) + r^2 \psi_\alpha dr] = 2\pi(r^3 d\psi_\alpha + 4\psi_\alpha r^2 dr).$$

La réciproque du facteur intégrant est de nouveau $c\sqrt[4]{\psi_\alpha} = \Theta$; on retrouve donc la loi de Stefan. Pour l'entropie, on obtient

$$S = \text{const.} + \frac{8\pi r^3}{3b} \psi_\alpha^{\frac{3}{4}}.$$

En remplaçant par un élément de miroir l'élément de surface qui émet la radiation, on rend adiabatique la dilatation de la surface sphérique, et la couleur de la radiation varie pendant le mouvement, d'après le principe de Doppler. Supposons la radiation monochromatique; soient λ_0 sa longueur d'onde à l'état initial, λ_1 sa longueur d'onde après une seule réflexion, c la vitesse du mouvement du miroir, v la vitesse de la lumière; on aura

$$\lambda_1 = \frac{v + 2c}{v} \lambda_0.$$

Pendant que r augmente de dr, chaque rayon subit un certain nombre de réflexions sur le miroir sphérique, nombre qui est déterminé par l'équation $n = \frac{dr}{2r} \frac{v}{c}$. La nouvelle longueur d'onde est alors

$$\lambda_n = \left(\frac{v + 2c}{v}\right)^n \lambda_0 = \left(1 + \frac{2c}{v}\right)^{\frac{dr}{2r}\frac{v}{c}} \lambda_0;$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

si v est très grand par rapport à c, cette équation devient

$$\lambda_n = \lambda_0 \left[\left(1 + \frac{1}{m} \right)^m \right]^{\frac{dr}{r}}_{\lim m = \infty} = \lambda_0 e^{\frac{dr}{r}}.$$

Cette expression montre que le phénomène est réversible. Si le mouvement est de sens inverse, dr devient $-dr$ et $\lambda_0 = \lambda_n e^{-\frac{dr}{r}}$.

Posons $\lambda_n = \lambda_0 + d\lambda$; λ_n pouvant être égalé à $\left(1 + \frac{dr}{r}\right)\lambda_0$, on aura

$$d\lambda = \frac{dr}{r}\lambda,$$

d'où l'on tire

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{r}{r_0}.$$

Mais, pour un changement adiabatique, $dQ = 0$; par conséquent

$$0 = r\, d\psi_\alpha + 4\psi_\alpha\, dr;$$

donc

$$\psi_\alpha = \left(\frac{r_0}{r}\right)^4 \psi_\alpha, \qquad \frac{\psi_\alpha}{\psi_\alpha^0} = \left(\frac{r_0}{r}\right)^4 = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4,$$

mais comme on a $\frac{\psi_\alpha}{\psi_\alpha^0} = \frac{\theta^4}{\theta_0^4}$, on aura

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\theta_0}{\theta}, \qquad \theta\lambda = \theta_0\lambda_0.$$

Quand la température augmente, la longueur d'onde de toute partie monochromatique d'une radiation diminue de manière à rendre constant le produit de la température par la longueur d'onde. On en conclut que le maximum de l'énergie, correspondant à λ_m, se déplace vers les petites longueurs d'onde. Le déplacement est proportionnel à la température absolue, ou

$$\lambda_m \theta = \text{const.}$$

Limitons une radiation monochromatique par deux longueurs d'onde. Si la température augmente, la radiation croît proportionnellement à la quatrième puissance de la température absolue et, en outre, la couleur se déplace vers les courtes longueurs d'onde, de sorte que l'intervalle diminue dans la même proportion. Mais ce déplacement étant inversement proportionnel à la température

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

absolue, et les ordonnées augmentant dans la même proportion, les ordonnées devront croître proportionnellement à la cinquième puissance de la température absolue.

Les lois déduites de la Thermodynamique nous permettent, par conséquent, de calculer la densité de la radiation, et, par là même, la température et l'entropie pour chaque couleur et chaque direction déterminée des rayons, si nous connaissons la répartition de l'énergie pour une température déterminée.

En outre, nous pouvons conclure que le mélange des couleurs augmente l'entropie quand la répartition se rapproche de celle du corps noir. De même, tous les phénomènes qui dispersent les rayons, comme la réflexion ou la transmission diffuse, la diffraction, augmentent l'entropie et ne sont pas réversibles.

J'ai indiqué précédemment (1) que la radiation libre devait aussi être considérée comme non réversible. Je voudrais préciser cet énoncé en disant que l'on ne peut rien affirmer sur la température et l'entropie de la radiation libre tant qu'il n'existe pas un état d'équilibre stable ou instable. Sur ce point, je ne suis pas d'accord avec M. Planck, qui veut (2) que la simple propagation d'une radiation existante soit un phénomène réversible.

Considérons, par exemple, une radiation qui se trouve dans un espace clos par des parois formées de miroirs parfaits; supposons que la répartition de l'énergie soit celle d'un corps noir et que la radiation soit complètement diffusée. Supposons, en outre, cet espace séparé, par une paroi réfléchissante mobile, d'un deuxième espace de même nature, mais vide. La pression électromagnétique de la radiation agira sur la paroi et fournira du travail quand celle-ci se déplacera. Le deuxième espace s'emplira aussi de radiations. Ce phénomène est adiabatique; on gagne du travail, mais la densité de la radiation et, par conséquent, la température baissent. Si maintenant nous enlevons la paroi au lieu de la déplacer, la radiation se propagera dans le deuxième espace sans fournir de travail. Sa densité diminuera aussi; chaque couleur aura, par suite, une température un peu plus basse qu'avant. Le phénomène n'est pas réversible.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LII, p. 162; 1894.
(2) *Ann. der Physik*, t. I, p. 736; 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

III. — Répartition de l'énergie dans le spectre d'un corps noir.

Tandis que les considérations précédentes se déduisent de la Thermodynamique à l'aide de lois physiques bien établies, la répartition de l'énergie spectrale entre les diverses longueurs d'onde ne peut pas se faire sans l'aide d'une hypothèse.

M. W. Michelson (1) admet que la loi de Maxwell sur la répartition des vitesses parmi un grand nombre de molécules est valable pour les corps solides, et déduit de cette hypothèse une loi de la radiation qui s'écarte des conséquences tirées de la Thermodynamique reproduites ci-dessus.

J'ai établi ultérieurement (2) une loi générale du rayonnement en m'appuyant sur les hypothèses suivantes :

1° Dans un gaz qui rayonne, chaque molécule n'émet que des radiations d'une seule longueur d'onde. La fréquence n'est fonction que de la vitesse de la molécule;

2° L'intensité de la radiation limitée par deux longueurs d'onde très voisines est proportionnelle au nombre de molécules qui émettent des oscillations de cette période.

De ces hypothèses, des lois qui découlent de la Thermodynamique et de la loi de Maxwell on déduit l'expression suivante pour l'intensité de la radiation comprise entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$:

$$\varphi_\lambda d\lambda = \frac{C}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda\Theta}},$$

où C et β sont deux constantes. M. Van der Waals (3) traite la question d'une manière analogue.

Les hypothèses qui forment la base de cette démonstration ne sont pas confirmées, pour le moment, par d'autres faits. Mais l'objection que MM. Lummer et Pringsheim ont faite à ma démonstration (4) ne me semble pas être fondée. MM. Lummer et Pringsheim disent que la radiation s'établissant d'elle-même dans un espace fermé doit être indépendante du nombre des

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. VI; 1887.
(2) *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 662; 1896.
(3) *Acad. Amsterdam*, 10 janvier 1900.
(4) *Verh. der deutschen phys. Ges.*, I, 1, p. 31; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

particules qui émettent des radiations, parce qu'une seule particule suffirait pour établir le régime de la radiation. Cette opinion est erronée, car l'établissement de l'équilibre des radiations est une conséquence du deuxième principe de la Thermodynamique, et ce principe n'est valable que pour un grand nombre de molécules. Il ne peut pas s'appliquer à une seule molécule gazeuse.

M. Planck (1) a étudié la répartition de l'énergie en se plaçant à un point de vue tout à fait nouveau. Il considère la radiation comme un phénomène électromagnétique, et recherche dans quelles conditions l'énergie, émise et absorbée par de petits résonateurs linéaires, arrive à une répartition qui lui permette de rester en équilibre sans qu'il se produise aucun nouveau changement d'état, à moins toutefois qu'une action extérieure entre en jeu. En identifiant cet état avec l'équilibre stable d'une radiation, il obtint la répartition spectrale de cette radiation.

L'existence d'un état d'équilibre définitif des radiations est intimement liée au principe de l'irréversibilité. Cette irréversibilité n'est pas un caractère propre à la nature des oscillations électriques; elle doit être introduite par des hypothèses particulières.

Le point de départ de cette théorie est l'oscillation d'un couple (dipol) électrique étudié par Hertz (2).

Ce couple est infiniment petit, les changements de son moment électrique ont le caractère d'oscillations sinusoïdales régulières. En général, cette oscillation a besoin d'un apport d'énergie au point où se trouve le couple. Mais, si l'on suppose qu'une deuxième onde électrique de même période passe en ce point l'apport d'énergie peut être supprimé sans que l'oscillation cesse. La deuxième onde électrique pourra être alimentée par une force extérieure au système. Le couple prend une certaine quantité d'énergie à l'onde qui vient vers lui et la renvoie dans une direction différente. L'intensité de l'onde due à la résonance est déterminée par l'amplitude de l'onde excitatrice, par la longueur d'onde et par la différence de phase entre le résonateur et l'onde excitatrice.

---

(1) PLANCK, *Berl. Ber.*, 4 fév. 1893, 8 juillet 1897, 16 déc. 1897, 7 juillet 1898, 18 mai 1899; *Ann. der Phys.*, t. I, p. 719; 1900.

(2) *Wied. Ann.*, t. XXXVI, p. 1; 1889.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

La composante électrique de cette onde, qui a la direction du couple oscillant, entre seule en jeu.

Dans ces conditions, on obtient, pour le moment électrique du couple oscillant, une équation différentielle de même forme que l'équation différentielle des oscillations entretenues par une force extérieure et amorties par un frottement. L'amortissement par frottement est remplacé ici par l'amortissement par rayonnement.

L'oscillation excitatrice peut être décomposée par l'intégrale de Fourier en oscillations partielles de longueurs d'onde différentes. Ces oscillations partielles diffèrent en outre par leur amplitude et par leur phase. Supposons que l'oscillation excitatrice change rapidement avec le temps; on pourra, pour un temps qui ne sera pas trop court, prendre la moyenne de l'énergie excitatrice qui, elle, ne changera que lentement avec le temps. C'est cette moyenne qu'on appellera l'*intensité*.

Si, dans l'espace rempli par l'onde excitatrice, il se trouve un résonateur, ce résonateur sera excité par l'onde. Si cette onde comprend plusieurs oscillations de longueurs d'onde presque égales, il ne sera pas excité seulement par une oscillation, mais par des groupes entiers d'oscillations.

On peut, comme cela se fait d'ordinaire, considérer l'intensité de l'onde excitatrice comme une intégrale formant la somme de l'énergie comprise entre deux périodes voisines.

L'énergie du résonateur est déterminée par la valeur moyenne de l'énergie du couple électrique oscillant, qui, à son tour, détermine l'énergie émise. L'énergie du résonateur peut être déduite de l'onde excitatrice, si l'amplitude, la période et la phase de toutes les oscillations partielles sont connues. Mais, si l'intensité seule de l'oscillation excitatrice est donnée, on ne pourra que partager l'énergie du résonateur en deux parties, dont l'une sera déterminée par cette intensité, tandis que l'autre, qui dépend, en outre, de l'amplitude, de la période et de la phase, restera inconnue.

M. Planck émet l'hypothèse que, pour un temps suffisamment long, cette seconde partie, qui correspond aux valeurs variant rapidement, disparaît, car sans cela on ne pourrait pas établir une relation nécessaire entre l'oscillation excitatrice et l'énergie du résonateur. Cette hypothèse introduit un caractère propre à la radiation et absolument étranger à la théorie électromagnétique dans le phé-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

nomène, mais à l'aide de cette hypothèse on obtient l'irréversibilité par des raisonnements absolument corrects.

M. Planck fait encore la remarque suivante :

D'après la loi que nous avons rappelée au début de ce Rapport, il s'établit, dans un espace formé par des parois isothermes, un état stationnaire de la radiation indépendant de la nature des parois. Si l'on réussit à établir cet état stationnaire avec des corps déterminés quelconques, cet état sera celui qu'exige la loi de Kirchhoff. Pour la loi de Kirchhoff, la nature des parois qui limitent l'espace rempli par la radiation est, il est vrai, indifférente, mais l'énergie émise et absorbée doit être prise à la réserve d'énergie de corps chauds. Cependant, on peut se demander si un système rayonnant quelconque et qui, par certaines restrictions, devient irréversible, possède toutes les propriétés de la chaleur. Les phénomènes des radiations irréversibles ne présentent, à première vue, par rapport à la chaleur, que des analogies, comme par exemple les systèmes monocycliques de Helmholtz. Pour ces systèmes, comme pour la radiation irréversible, l'irréversibilité provient de ce que l'on renonce à agir ou que l'on ne peut pas agir sur tous les paramètres du système. Mais il ne me paraît pas impossible que d'autres systèmes électromagnétiques avec d'autres hypothèses donnent lieu à des phénomènes de radiations irréversibles conduisant à d'autres valeurs de l'entropie.

Pour que la démonstration de M. Planck devienne absolument rigoureuse, il faudrait montrer que l'hypothèse de la *radiation naturelle* fût la seule qui conduisît à l'irréversibilité.

Il faudrait montrer en outre que tous les systèmes électromagnétiques donnent lieu à des phénomènes réversibles ou conduisent aux mêmes valeurs de l'entropie. Alors toutes les hypothèses seraient écartées.

Si, toutefois, on accepte l'hypothèse de M. Planck on peut déterminer l'entropie et par conséquent la température de la radiation. La conservation de l'énergie électromagnétique donne une équation qui permet de calculer le changement de l'énergie du résonateur en fonction du temps, changement qui est dû aux petits écarts que présente l'état du système par rapport à l'état stationnaire.

D'une manière analogue, la variation de l'entropie du système

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

est obtenue en faisant la différence entre la variation de l'entropie du résonateur et la quantité d'entropie perdue par radiation.

Si la radiation frappant le résonateur n'est pas polarisée, ce qui doit avoir lieu lorsque la radiation est stationnaire, la moitié de la radiation qui correspond à l'oscillation, polarisée dans un plan parallèle à l'axe du résonateur, le traverse sans aucune altération. L'autre moitié est modifiée par le résonateur, et celui-ci émet une radiation déterminée dans la direction du rayon incident. Le plan de polarisation de cette radiation est perpendiculaire à l'axe. L'entropie, modifiée par le résonateur, dépendra de l'énergie reçue par celui-ci ou de l'énergie de la radiation incidente qui lui est proportionnelle pour l'état stationnaire. La variation totale de l'entropie se compose par conséquent de deux parties : la variation d'entropie du résonateur et celle que le résonateur fait subir aux radiations qui, après l'avoir frappé, sont renvoyées par lui. Leur variation ne dépend donc que de l'énergie du résonateur, et s'exprime par une fonction de l'énergie, de l'écart de l'énergie par rapport à l'état stationnaire, et de la variation de l'énergie dans le temps dt.

Cette relation est simplifiée par cette condition que l'entropie doit toujours augmenter, le phénomène étant irréversible.

Pour l'accroissement de l'entropie $d\mathrm{S}_t$ pendant le temps dt on obtient alors

$$d\mathrm{S}_t = d\mathrm{U}\,\Delta\mathrm{U}\,\frac{3}{5}\,\frac{d^2\mathrm{S}}{d\mathrm{U}^2},$$

U étant l'énergie du résonateur, dU l'accroissement de l'énergie pendant dt et ΔU l'écart de l'état stationnaire.

Pour trouver la fonction de l'énergie, M. Planck admet que, s'il existe n résonateurs indépendants, l'accroissement de l'entropie est déterminé par la même équation, si l'on pose :

$$\mathrm{U}_n = n\,\mathrm{U}$$

et

$$\Delta\mathrm{U}_n = n\,\Delta\mathrm{U}, \qquad d\mathrm{U} = n\,d\mathrm{U},$$

ainsi que

$$d\mathrm{S}_t^n = n\,d\mathrm{S}_t,$$

U_n désignant dans ces équations l'énergie du système entier.

Posons, pour abréger :

$$\frac{3}{5}\,\frac{d^2\mathrm{S}}{d\mathrm{U}^2} = \mathrm{F}(\mathrm{U}),$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

on aura

$$n\,dS_t = n\,F(U)\,dU\,\Delta U = dU_n\,\Delta U_n\,F(U_n) = n^2\,F(nU)\,dU\,\Delta U,$$

donc

$$F(nU) = \frac{1}{n}F(U),$$

$$F(U) = \frac{\text{const.}}{U},$$

$$S = -\alpha U \log(\beta U),$$

où α et β sont des constantes.

Mais on a

$$dS = \frac{dU}{\Theta}, \qquad \Theta = \frac{dU}{dS},$$

donc

$$\frac{1}{\Theta} = -\alpha \log(\beta e U), \qquad U = \frac{1}{\beta e}\,e^{-\frac{1}{\alpha\Theta}}.$$

A l'aide des lois du premier paragraphe, basées uniquement sur la Thermodynamique, on tire de ces équations la loi du rayonnement citée au deuxième paragraphe.

Quoique les dernières hypothèses sur lesquelles se fonde la détermination de l'entropie soient absolument plausibles, je me permettrai toutefois de faire remarquer une certaine difficulté logique qui semble encore subsister.

L'expression de l'entropie ne peut être établie qu'en supposant l'existence de plusieurs (au moins deux) résonateurs. D'autre part, rien n'indique, dans les considérations précédentes, que l'irréversibilité et l'état stationnaire ne puissent pas être obtenus avec un seul résonateur. Si l'expression trouvée pour l'entropie ne devient nécessaire que si deux résonateurs travaillent, ces résonateurs ne sont pas indépendants l'un de l'autre, ce qui est en contradiction avec l'une des hypothèses. Cependant l'expression trouvée pour l'entropie existe probablement pour un seul résonateur; mais il serait désirable qu'elle fût aussi démontrée pour ce cas.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LE

RAYONNEMENT DES CORPS NOIRS,

PAR O. LUMMER,

MEMBRE DE L'INSTITUT PHYSICO-TECHNIQUE DE L'EMPIRE D'ALLEMAGNE.

Traduit de l'allemand par R. Dongier et M. Lamotte,
Préparateurs à la Sorbonne.

Nous ne nous occuperons, dans ce travail, que de l'émission d'énergie due à la température du corps rayonnant, et qui est fonction de la température seule; nous laisserons donc de côté le rayonnement, qui, par le fait de la *luminescence,* varie lors même que la température de la source est maintenue constante.

Les lois du rayonnement *purement calorifique* sont complètement connues, si nous savons comment varie l'énergie émise par chaque corps en fonction de sa température et de la longueur d'onde de chaque radiation. En vertu de la loi de Kirchhoff sur l'émission et l'absorption, les corps les plus divers sont en relation simple avec le corps défini comme *absolument noir*. Il importait donc de déterminer d'abord, pour toutes les températures, la répartition, en fonction de la longueur d'onde, de l'énergie spectrale du corps absolument noir. Ce résultat peut être aujourd'hui considéré comme obtenu, conformément au vœu exprimé par Kirchhoff dans son célèbre Mémoire de 1860 :

« L'énergie rayonnante du corps noir est une fonction de la longueur d'onde et de la température qu'il est du plus haut intérêt de connaître. La recherche expérimentale présente de grandes

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

difficultés; il est permis cependant d'espérer qu'on arrivera à déterminer cette fonction, qui est certainement de forme simple, comme le sont toutes les relations connues jusqu'à ce jour, qui ne dépendent pas des propriétés spécifiques des corps (1). »

I. — Distribution de l'énergie dans le spectre.

Il a fallu un nombre considérable de travaux expérimentaux avant d'arriver à l'établissement des lois du rayonnement. Mariotte (2) connaissait déjà une propriété importante de la chaleur rayonnante. Les rayons du soleil, rendus convergents par un miroir concave, traversent sans perte apparente une lame de verre. La chaleur émise par un feu de cheminée ordinaire est presque absorbée par le verre, tandis que la lumière du feu est visible sans affaiblissement sensible au travers du verre.

Des observations de même nature, effectuées par Herschel (3), conduisirent ce dernier à l'étude approfondie de la puissance calorifique des rayons du soleil. Avant lui Landriani, Rochon et Sennebier avaient recherché l'intensité calorifique des différentes couleurs étalées par le prisme, et trouvé que le maximum calorifique est dans le jaune ou le rouge.

L'étonnement fut grand lorsque Herschel, rompant avec les faits énoncés par ses prédécesseurs, établit que le spectre calorifique dépasse le spectre visible, s'étendant au delà du rouge, où se trouve même le maximum de chaleur « Where we have most heat, we find no light at all ». Dans ses recherches classiques, Herschel détermina très simplement, avec un thermomètre noirci, et sans concentrer les rayons, les valeurs relatives de l'intensité des différentes radiations du spectre.

En 1824, Seebeck écrit au sujet des travaux d'Herschel :

« On se souvient encore de la discussion que provoquèrent la découverte d'Herschel et ses conséquences relatives aux radiations invisibles et en particulier aux rayons calorifiques émis par le

(1) G. Kirchhoff, *Pogg. Ann.*, t. CIX, p. 292; 1860.

(2) Mariotte, *Traité de la nature des couleurs*. Paris, 1686 (à la fin de la deuxième Partie).

(3) W. Herschel, *Phil. Trans. of London*, Part I, p. 284-326 et 437-538; 1800.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

soleil; des doutes et des objections qu'il endura, en même temps que des marques d'approbation dont il fut l'objet. »

Leslie (1) fut un des premiers contradicteurs d'Herschel; avec son thermomètre différentiel sensible, il ne constata de la chaleur que dans la partie visible du spectre, avec un maximum au voisinage du rouge. Quelque temps après, Englefield (2) confirma la découverte d'Herschel en montrant qu'en toute circonstance le maximum calorifique est dans l'infra-rouge. Pour Wünsch (3), ce maximum est situé dans le rouge si l'on opère avec un prisme de verre, dans le jaune avec un prisme d'alcool.

Seebeck (4), dans un excellent travail, put apporter un peu de clarté parmi ces résultats contradictoires. En opérant avec des prismes de différentes substances, il confirma les résultats de ses prédécesseurs : pour le flint, le maximum se trouve dans l'infra-rouge; pour le crown, dans le rouge; pour l'eau et d'autres substances, dans le jaune. Le résultat de Leslie est seul indiqué comme tout à fait inexact. Ruhland (5), ayant été engagé par Seebeck à reprendre ses expériences, les confirma.

Les causes productrices de la chaleur et de la lumière sont identiques; elles sont dues aux vibrations du même éther; cela résulte déjà de la théorie générale moléculaire d'Ampère (6). Mais ce résultat a été établi d'une façon incontestable par les expériences de Melloni (7). L'absorption produite par une colonne d'eau et mesurée pour les différentes portions du spectre au moyen de la pile thermo-électrique et du galvanomètre de Nobili lui fournit l'explication des résultats de Seebeck. Les rayons calorifiques

---

(1) Leslie, *Gilbert's Ann.*, t. X, p. 88-199; 1802.

(2) Englefield, *Journ. of Roy. Inst.*, p. 202; 1802. — *Gilb. Ann.*, t. XII, p. 399-408.

(3) Wünsch, *Gehler's Journal*, t. IV, p. 597.

(4) Seebeck, *Berl. Akad. Ber.*; 1819. — *Schweigger's Jahrb. f. Ch. u. Ph.*, t. X, p. 129-176; 1824.

(5) Ruhland, *Ueber die polarische Wirkung des getrübten heterogenen Lichtes. Von der Berl. Akad. preisgekrönte Schrift*, t. V, p. 50. Berlin, 1817. — *Gehler's Journ.*, t. X, p. 165.

(6) Ampère, *Bibl. univ.*, t. XLVIII, p. 225. — *Pogg. Ann.*, t. XXVI, p. 161-170; 1826. *Voir* aussi le Rapport de M. H. Rubens.

(7) Melloni, *Pogg. Ann.*, t. XXVIII, p. 371-380; 1833. t. XXXV, p. 112-277; 1835. t. XXXVII, p. 480; 1836. — *Ann. de Chim. et Phys.*, t. XLVIII, p. 385. — *Pogg. Ann.*, t. XXIV, p. 640-649; 1832. t. LXII, p. 18-30; 1844.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

du spectre solaire subissent une absorption d'autant plus grande que la réfrangibilité est plus faible. Melloni en conclut que le maximum calorifique du soleil est rejeté d'autant plus loin dans la région infra-rouge que la substance est plus transparente ou diathermane; il confirma expérimentalement cette conséquence avec le sel gemme qu'il considère comme parfaitement transparente pour les radiations calorifiques.

Les recherches de Melloni, de Masson et Jamin (1) et d'autres physiciens, relatives au pouvoir absorbant de diverses substances pour les différentes longueurs d'onde, permettent implicitement de déterminer la distribution de l'énergie dans le spectre. Toutefois le nombre des températures observées est insuffisant pour construire la courbe de l'énergie. Signalons, en particulier, que Masson et Jamin opéraient avec une pile thermo-électrique linéaire. On peut aussi appliquer à l'étude des valeurs de l'intensité aux différents points du spectre les expériences de Franz (2) sur la diathermanéité des liquides colorés.

Draper (3) avait trouvé que, dans le spectre de diffraction, le maximum de l'énergie solaire se trouve près du jaune. Il n'a pas discuté ses expériences; il préconisa, pour obtenir la distribution de l'énergie dans le spectre, l'emploi de miroirs et de réseaux métalliques par réflexion, afin d'éviter les absorptions qui se produisent dans les prismes ainsi que dans les lentilles.

J. Müller, le premier, se propose de mesurer la distribution véritable de l'énergie calorifique du *spectre solaire complet* fourni par un prisme de sel gemme et le compare à celui que donne un prisme de verre. Il se sert pour cela d'une pile thermo-électrique linéaire de Jamin et Masson. Les courbes représentatives de l'énergie sont identiques dans la région visible. Dans la partie obscure, la courbe du sel gemme s'élève au-dessus de celle du verre. Müller ne limite pas là les conséquences de ses expériences; il essaye, en effet, de conclure la forme de la courbe du spectre de diffraction (spectre normal) de celle du spectre fourni par un prisme. Après ces expériences, il s'est en vain efforcé d'effectuer

(1) Masson et Jamin, *Comptes rendus*, t. XXXI, p. 14; 1850.
(2) Franz, *Pogg. Ann.*, t. CI, p. 46, 681; 1857.
(3) J.-W. Draper, *Phil. Mag.*, march 1857. — *Phil. Mag.*, 5e série, t. VIII, p. 75, 81; 1879. — *Scientific Papers*, p. 97; London 1878.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

des mesures directes sur le spectre de diffraction. Ayant construit la courbe de dispersion à l'aide des raies de Fraunhofer, il a pu, par extrapolation, déterminer jusqu'à 1,9μ les longueurs d'onde des radiations qui fournissent encore une énergie mesurable.

En passant du spectre prismatique au spectre normal, il y a lieu, d'après Müller, d'augmenter l'intensité dans le violet et de l'amoindrir dans le rouge, en raison de la dispersion du verre, plus grande dans le bleu que dans le rouge. Le maximum d'énergie se trouve dans le jaune vert entre les raies F et D. La courbe monte rapidement à partir du violet et redescend lentement au delà du maximum dans l'infra-rouge.

L'affirmation de Draper sur la position du maximum est ainsi confirmée; son opinion concernant la similitude des courbes d'énergie et d'intensité lumineuse est, au contraire, infirmée.

Müller pense, à cause de l'étendue considérable du spectre infra-rouge par rapport au spectre lumineux, que toute mesure directe de la distribution de la chaleur dans un spectre de diffraction est impossible. Le second spectre lumineux est, en effet, entièrement recouvert par les rayons obscurs du premier spectre (1).

C'est à Lundsquist (2) que revient le mérite d'avoir indiqué une méthode permettant de calculer la distribution de l'énergie dans le spectre normal, connaissant la distribution dans le spectre de dispersion, en partant de la formule de dispersion de Cauchy. Il donne aussi une formule d'où a été éliminée l'influence de la largeur de la pile thermo-électrique.

M. C. Runge (3) a résolu le problème d'une manière plus générale : il ne tient pas seulement compte de la largeur du bolomètre, mais aussi de celle de la fente.

Mouton (4) poursuivant les recherches de Lundquist remplace la méthode de calcul par une simple construction géométrique; il

---

(1) E. Pringsheim (*Wied. Ann.*, t. XVIII, p. 32-45; 1883) a fait disparaître cette difficulté en absorbant les radiations visibles à l'aide d'une substance diathermane opaque à la lumière. Paschen (*Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 272-306; 1893) a montré que le spectre de diffraction donne des résultats inexacts sur la distribution de l'énergie. *Cf.* aussi Lord Rayleigh, *Nature*, t. XXVII, p. 559; 1885.

(2) Lundquist, *Öfversigt af K. Vetensk. Acad. Handl.*, n° 10; 1874. — *Pogg. Ann.*, t. CLV, p. 146-155; 1875.

(3) C. Runge, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 712-714; 1897.

(4) Mouton, *Comptes rendus*, t. LXXXVIII, p. 295, 967, 1078 et 1189.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

obtient le premier la solution complète et définitive du problème en *déterminant directement la courbe de dispersion.*

La méthode employée peu après par Langley de la détermination des longueurs d'onde infra-rouges, a été indiquée par Desains et P. Curie (1), qui ont aussi esquissé les relations entre la température de la source et la répartition de l'énergie en fonction de la longueur d'onde.

Mais c'est à l'introduction, par Langley (2), du bolomètre comme instrument de mesure de l'énergie, que l'on doit les plus grands progrès dans l'étude de sa distribution dans le spectre.

Il est vrai que Svanberg (3) avait signalé déjà l'emploi du bolomètre, mais c'est entre les mains de Langley que cet instrument a acquis la réputation dont il jouit encore aujourd'hui. On peut dire que ce sont les recherches bolométriques de Langley qui nous firent réellement connaître les grandes longueurs d'onde et donnèrent aux travaux des physiciens cette impulsion qui a conduit par la voie expérimentale et par la voie théorique à l'établissement des véritables relations entre les longueurs d'onde et l'intensité du rayonnement.

Rubens (4) et Paschen (5) ont, depuis quelque temps, employé la méthode de Langley pour déterminer les courbes de dispersion dans l'infra-rouge des substances les plus importantes : fluorine, sylvine, sel gemme. La concordance présentée par leurs résultats est tellement parfaite, qu'il est possible d'étalonner, rien qu'en se servant des tableaux numériques, un prisme d'une de ces substances, dont on connaît l'angle réfringent. Paschen a pu ainsi déterminer très exactement la dispersion de la fluorine jusqu'à $9,34\mu$; il a observé que la formule de dispersion de Ketteler donne des nombres en désaccord avec l'expérience dans la région où la fluorine commence à absorber fortement.

---

(1) Desains et Curie, *Comptes rendus,* t. XC, p. 1506; 1880.

(2) Langley, *Proc. Amer. Acad.,* t. XVI, p. 343. — *Sill. Journ.,* 3e série, p. 187; 1881. — *Comptes rendus,* t. XCII, p. 711-713; 1881. T. XCIII, p. 140-143; 1881. — *Chem. News,* t. XLIII, t. VI; 1881. — *Wied. Ann.*, t. II, p. 598-610; 1884. — *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. IX, p. 433-506; 1886.

(3) A.-F. Svanberg, *Kongl. Akad. Handl.,* 1850. — *Pogg. Ann.,* t. LXXXIV, p. 411; 1851.

(4) Rubens, *Wied. Ann.*, t. LI, p. 381-395; t. LIII, p. 267-286; 1894.

(5) F. Paschen, *Wied. Ann.*. t. LIII, p. 301-333, 337-342, 812-822; 1894.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

II. — La loi de Kirchhoff et ses conséquences pour le rayonnement calorifique.

A. — La loi de Kirchhoff.

On admet, depuis Prévost, l'existence d'échanges réciproques d'énergie rayonnante des corps en présence. Afin de pouvoir calculer la grandeur de ce rayonnement, il est nécessaire de connaître la loi qui le régit et de mesurer la totalité de l'énergie échangée dans un certain temps. D'après la loi fondamentale de Lambert, un élément de surface ds envoie à un deuxième élément ds' situé à la distance r une quantité d'énergie de longueur d'onde déterminée égale à

$$I_{\lambda'} \frac{ds\, ds'}{r^2} \cos\delta \cos\delta'\, ds,$$

δ et δ' désignant les angles de la direction r avec les éléments ds et ds'; I_λ représente l'intensité des radiations comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$, émises dans la direction r par l'unité de surface de l'élément ds.

Cette énergie varie d'un corps à l'autre et est différente pour les diverses longueurs d'onde.

On désigne par E l'énergie rayonnée dans toutes les directions pendant l'unité de temps par le groupe ds des radiations qui partent de la surface F. Comme l'intensité du rayonnement est la même dans toutes les directions, la loi du cosinus est applicable, et la totalité de l'émission fournie par l'élément ds est

$$E_\lambda = I_\lambda\, ds \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\delta \cos\delta\, d\delta\, d\varphi,$$

et, par suite, pour une section égale à l'unité,

$$E_\lambda = \pi I_\lambda$$

que nous désignerons, faute de mieux, comme étant le *pouvoir émissif d'une surface*.

L'émission totale produite par l'ensemble des radiations de lon-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

gueurs d'onde différentes s'exprime par la formule

$$S = \int_0^\infty E_\lambda \, d\lambda = \pi \int_0^\infty I_\lambda \, d\lambda.$$

On adopte généralement, pour la définition du pouvoir émissif *absolu,* l'émission totale fournie par l'unité de surface d'un corps à la température de 1° absolu (— 272°C.) qui rayonne vers une enveloppe de température absolue 0° (— 273°C.).

Comme on ne peut pas amener un appareil de mesure au zéro absolu, il est impossible de mesurer directement le pouvoir émissif absolu d'un corps; mais il est possible de déduire sa valeur de la mesure du rayonnement à une température connue, si l'on sait comment varie l'émission avec la température.

Avant d'être en mesure de déterminer cette valeur absolue, on s'est contenté de mesurer les rapports des pouvoirs émissifs et des pouvoirs absorbants des différents corps pour une même température :

L'intensité I d'une radiation monochromatique qui a traversé l'épaisseur d d'un corps homogène est représentée par la formule bien connue de Biot (1)

$$I = I_0 e^{-kd}.$$

En comparant les valeurs de l'absorption obtenues avec les différentes sources rayonnantes, on a vérifié que les substances absorbent principalement les radiations qu'elles sont susceptibles d'émettre elles-mêmes lorsqu'elles sont portées à des températures élevées.

Angström (2) explique ces faits, qu'Euler avait énoncés dans sa *Theoria lucis et colorum* par un phénomène de résonance.

De la Provostaye et Desains (3) furent conduits après un grand nombre de recherches expérimentales, à énoncer la loi de l'identité de l'absorption et de l'émission.

---

(1) Biot, *Pogg. Ann.,* t. XXXVIII, p. 35-38; 1836. — Baur, *Wied. Ann.,* t. XIX, p. 12-16; 1883.

(2) A.-J. Angström, *Pogg. Ann.,* t. XCIV, p. 141; 1853. T. CXVII, p. 290-302. *Öfvers af Förhandl.,* p. 365-370; 1861.

(3) De la Provostaye et Desains, *Comptes rendus,* t. XXXVI, p. 84-87; t. XXXVII, p. 168; 1853.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Stewart (1) arrive aussi à la même conclusion en remarquant que le rayonnement du noir de fumée à 100° traverse plus facilement des substances comme le verre, le sel gemme, etc., que le rayonnement issu de ces substances chauffées à 100°.

En dehors des physiciens déjà nommés, Brewster et Foucault se sont approchés de la découverte de la loi véritable; mais c'est à Kirchhoff (2), dont le travail marque une étape importante dans l'histoire des radiations, que revient l'énoncé théorique incontestable relatif à chaque espèce de radiation simple.

La loi de Kirchhoff peut s'énoncer ainsi : Pour les radiations de même longueur d'onde et à la même température, le rapport du pouvoir émissif au pouvoir absorbant est le même pour tous les corps; *ce rapport est de plus égal au pouvoir émissif d'un corps absolument noir*.

Si, pour la même longueur d'onde et à la même température, e_λ représente le pouvoir émissif du corps noir, E_λ et A_λ les pouvoirs émissif et absorbant d'un corps donné, la loi de Kirchhoff se traduit par la relation

$$E_\lambda = A_\lambda e_\lambda,$$

qui n'est applicable qu'à un rayonnement purement calorifique.

Abandonnant le langage habituel, Kirchhoff définit le pouvoir absorbant A_λ comme étant le rapport de l'énergie absorbée à l'énergie *totale* de l'extérieur.

Si le corps est athermane, aucune radiation ne le traverse complètement; il en résulte pour la même longueur d'onde la relation

$$A_\lambda = 1 - R_\lambda.$$

Le pouvoir absorbant ainsi défini *n'est pas identique* au coefficient d'absorption k; dans le cas des métaux, par exemple, ce dernier peut prendre une valeur très grande, tandis que le pouvoir absorbant $A_\lambda = 1 - R_\lambda$ est relativement faible, à cause de la valeur très élevée du pouvoir réfléchissant. Kirchhoff admet, pour sa dé-

---

(1) B. Stewart, *Proc. of Edinb. Soc.*, p. 95-79; 1857-1858; p. 203; 1858-1859. *Phil. Mag.*, 4e série, t. XX, p. 169-173; t. XXI, 391-393.

(2) Kirchhoff, *Berl. Ber.*, p. 216; 1859; *Pogg. Ann.*, t. CIX, p. 275-301; 1860.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

monstration, l'existence de surfaces complètement absorbantes ou parfaitement polies.

Il considère le corps absolument noir comme absorbant complètement les radiations qu'il reçoit, comme ne les réfléchissant pas et ne se laissant traverser par aucun rayon. Kirchhoff (1) démontre plus loin qu'il existe entre l'intensité i du rayonnement dans le vide et l'intensité i' dans un milieu pour lequel l'indice est n la relation

$$i' = n^2 i. \tag{2}$$

Ce résultat remarquable est connu sous le nom de *loi de Clausius,* bien que Clausius (2) l'ait établi après Kirchhoff (3), en se servant, il est vrai, de la concentration des rayons. D'après lui, le rayonnement provenant d'un corps noir, ou, comme nous pouvons le désigner avec M. Thiesen (4), le *rayonnement noir* varie d'un milieu à l'autre, et la distribution de l'énergie rayonnante n'est pas la même dans l'air que dans le vide.

Kirchhoff a tiré, de sa loi relativement au rayonnement noir, deux conséquences importantes; l'une a permis la *réalisation pratique des corps noirs,* l'autre conduit à la *loi de Draper.* Ainsi que le dit Kirchhoff, le corps tout à fait noir ne saurait exister; il faudrait qu'il ne possédât pas de dispersion, qu'il absorbât également et complètement toutes les lumières et, afin d'éviter les réflexions, qu'il eût pour toutes les couleurs le même indice de réfraction que le milieu dans lequel il rayonne.

Comme la réalisation du rayonnement noir paraissait impraticable, on a cherché à établir la loi du rayonnement par l'étude du rayonnement fourni par des corps appropriés. En réalité, après avoir mesuré avec détail l'émission et l'absorption d'un corps déterminé pour toutes les longueurs d'onde et à toutes les températures, on peut déduire par le calcul l'émission du rayonnement noir.

---

(1) G. KIRCHHOFF, *Untersuchungen über das Sonnenspectrum,* etc., 2e édition. Dümmler, Berlin, 1862; *Pogg. Ann.,* t. CIX; 1860.

(2) CLAUSIUS, *Pogg. Ann.,* t. CXXI, p. 1-44; 1864.

(3) *Ostwald's Klassiker der exakten Wissensch.,* n° 100, herausg. von MAX PLANCK. Anmerk. 16, etc.

(4) THIESEN, *Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges.;* Berlin, 2 février 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Aucune recherche systématique n'a été exécutée dans cette voie; on s'est limité à la recherche des lois de l'émission dans le cas d'une onde simple et dans le cas de la totalité des radiations. On ne s'est pas non plus préoccupé de s'assurer si un corps ordinaire ne pouvait suivre la loi du rayonnement noir que lorsque son pouvoir absorbant est le même pour toutes les longueurs d'onde et pour toutes les températures. Dans ce cas seulement on a

$$\int_0^\infty E_\lambda \, d\lambda = A_\lambda \int_0^\infty e_\lambda \, d\lambda.$$

Un tel corps est appelé un *corps gris* si, par la réflexion, il fait varier seulement quantitativement et non pas qualitativement l'ensemble des longueurs d'onde incidentes.

On ne sait pas s'il existe des corps gris. On n'a pas examiné au juste les différents corps à ce point de vue, parce qu'on a laissé de côté la question des différences plus ou moins grandes qui existent entre les corps réels et le corps noir, et de leur importance pour le rayonnement. Cela est d'autant plus remarquable que la réalisation du rayonnement noir a été déjà invoquée par Kirchhoff lui-même comme conséquence de sa loi.

B. — Réalisation des corps noirs.

Les considérations qui suivent ont conduit à la réalisation des corps noirs (1). On rencontre des difficultés d'ordre purement technique qui s'opposent à l'emploi des lames de platine recouvertes d'oxyde. Il est difficile d'obtenir des couches superficielles régulières qui, d'ailleurs, se volatilisent à haute température. Les couches irrégulières, rendues incandescentes électriquement, sont le siège de températures qui diffèrent en des points voisins et qui se maintiennent stationnaires à côté les unes des autres.

Si l'on enduit une partie d'une lame de platine poli d'une substance réfractaire, le dos de la lame dans la région recouverte est toujours plus sombre que l'entourage, pendant que la portion

(1) W. Wien und O. Lummer, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 451-456; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

enduite, si elle n'est pas trop étendue, et malgré sa température inférieure, se détache en clair sur le platine incandescent. Il est difficile de trouver de telles surfaces noires rayonnant dans un espace librement ouvert, puisque les oxydes métalliques sont encore loin de rayonner comme un corps noir, que le noir de fumée ou la mousse de platine changent de propriétés aux températures élevées, et que le verre et d'autres corps ayant un rayonnement uniforme fondent à des températures peu élevées. Le platine pur, loin d'être noir, est même, à l'état fondu, un miroir parfait, semblable au mercure. Pourtant, ainsi que nous allons le montrer, le pouvoir réfléchissant des corps conduit à les utiliser pour la réalisation d'un corps noir.

Pour les corps opaques comme le platine, on a, comme nous avons vu,

$$A_\lambda = 1 - R_\lambda,$$

d'où l'on tire

$$e_\lambda = E_\lambda + e_\lambda R_\lambda.$$

Sous cette forme la loi de Kirchhoff indique que *l'émission d'un corps noir est égale à celle d'un corps quelconque augmentée d'une fraction de l'énergie totale émise par le corps noir égale au pouvoir réfléchissant du corps*. Si donc on rend au corps rayonnant les radiations qui lui manquent en raison de son pouvoir réfléchissant, il se comportera comme un corps absolument noir.

En calculant, par exemple, le rayonnement réciproque de deux éléments assez rapprochés l'un de l'autre ou assez grands pour que le faisceau total des rayons émis ou réfléchis par l'un soit complètement recueilli par l'autre, on trouve, dans le cas où ils ont la même température, qu'ils rayonnent l'un vers l'autre comme des éléments noirs (1).

Kirchhoff a tiré de sa loi une conclusion plus générale et s'exprime de la manière suivante :

« Si les parois d'une enceinte sont constituées par des corps à la même température et si aucune radiation ne peut les traverser, chaque faisceau de rayons est constitué dans l'intérieur

(1) O. Lummer, *Naturwissensch. Rundschau*, t. XI, nos 6, 7, 8; 1896.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de l'enceinte, pour sa nature et son intensité, comme s'il provenait d'un corps parfaitement noir à la même température; il est indépendant des propriétés et de la forme des corps, et ne dépend que de leur température. »

Puisque, dans une enceinte à température uniforme, règne une radiation de même densité que celle du corps noir, on peut définir d'après W. Wien la radiation noire comme l'état d'équilibre calorifique parfait (1).

Pour tirer de cette conséquence des idées de Kirchhoff une méthode qui soit véritablement pratique et avec laquelle on puisse réaliser avec une approximation aussi grande qu'on le voudra le rayonnement d'un corps noir, *il est nécessaire de porter l'enceinte à une température aussi uniforme que possible et de ne permettre la sortie des radiations que par une petite ouverture* (2).

La surface intérieure ne reçoit, il est vrai, aucun rayon par cette ouverture, et il en résulte un écart de l'état d'équilibre calorifique. On se rend un compte exact du degré de cet écart en faisant le calcul relativement à un faisceau de rayons qui, arrivant par l'ouverture, se réfléchit et ressort de nouveau. En partant de la loi de Kirchhoff, on trouve aussi, par ce calcul, l'émission d'une enceinte creuse.

On voit immédiatement que, pour des parois qui réfléchissent sans diffusion, il revient d'autant moins de rayons à l'ouverture que le faisceau incident, atteignant la paroi du fond dans une direction inclinée, subit plus de réflexions. L'absorption produite par un miroir étant faible, il y a lieu d'employer des substances très absorbantes, afin d'amoindrir la proportion des radiations diffusées qui émergent de l'ouverture.

Nous sommes aussi arrivés, en renversant le même principe, à la réalisation de bolomètres absorbants noirs. Comme il est difficile d'établir des enceintes presque complètement closes avec des lames bolométriques de 1 μ d'épaisseur, et que, d'autre part, la faible résistance électrique amoindrit la sensibilité, il est préférable d'employer une enveloppe polie, ainsi que nous l'avons fait,

(1) W. Wien, *Wied. Ann.*, t. LII, p. 133-135; 1894.
(2) W. Wien et O. Lummer, *loc. cit.*, p. 453.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pringsheim et moi (1), avec le bolomètre de surface et ainsi que l'a réalisé plus tard Paschen (2) pour le bolomètre linéaire.

A la même époque, St-John (3) arriva à la même conclusion que nous par la voie empirique, en recherchant les propriétés rayonnantes des terres rares employées dans le manchon Auer. Il portait au rouge blanc, dans un four à réverbère, une lame de platine, mi-partie noircie et mi-partie polie, et observait les rayons émis par elle au travers de l'ouverture du poêle. Ces substances rayonnantes très différentes présentèrent à l'œil une clarté tellement voisine que St-John croyait tout d'abord que l'oxyde noir était tombé. Ces recherches amenèrent à penser que le rayonnement des substances contenues dans le manchon Auer n'était pas dû à un phénomène de luminescence, mais provenait d'un rayonnement purement calorifique.

Bunte (4) attribue le rayonnement considérable des terres rares à une force catalytique qui provoquerait dans les particules les plus ténues du manchon Auer une température plus élevée que celle de la flamme du bec Bunsen. Bunte a cru démontrer expérimentalement que les mélanges de terres rares de pouvoirs éclairants très différents possèdent le même pouvoir émissif. Il amenait les substances à l'incandescence dans un long tube de charbon chauffé électriquement et, quoique n'ayant rien déduit de ses résultats sur les différentes radiations, il a confirmé, sans le savoir, la théorie de l'enceinte creuse de Kirchhoff.

En même temps qu'en Allemagne, des recherches sur les corps noirs ont été faites en Amérique. Mendenhall et Saunders (5) indiquent, dans une publication préliminaire, que H.-F. Reid (6) avait déjà proposé, en 1895, d'appliquer le principe de Kirchhoff en employant comme corps noir une boule creuse percée d'une ouverture. Dans le Mémoire précité de M. Reid, il est dit seulement

---

(1) O. Lummer et E. Pringsheim, *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 397; 1897.

(2) F. Paschen, *Berl. Academ. Ber.*, p. 4, 1899; *Wied. Ann.*, t. LX, p. 722; 1897.

(3) Ch.-E. Saint-John, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 433-450; 1895.

(4) Bunte, *Verhdlgn. der Deutsch. Chemisch. Gesellsch.*, Berlin; 1899.

(5) E. Mendenhall et F.-A. Saunders, *Johns Hopkins University Circulars*, t. XVI, p. 47; 1897.

(6) H.-F. Reid, *Astrophysikal Journal*, août 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

qu'il se propose d'étudier le rayonnement d'un corps noir, mais sans mentionner le principe de sa réalisation.

L. Boltzmann, cependant, avait déjà énoncé ce principe longtemps avant nous, et avant lui Christiansen avait, dans une certaine mesure, réalisé le rayonnement noir. Dans son beau travail sur l'*Émission de la chaleur par les surfaces striées,* Christiansen (1) compare le rayonnement d'une des faces du cube de Leslie percée de 121 trous coniques avec le rayonnement d'une surface plane argentée. Il trouve le nombre 1,04 pour la valeur du pouvoir émissif des trous qui « agissent ainsi comme de petites taches absolument noires ». Peu après, Boltzmann, dans son Mémoire *Sur une relation découverte par M. Bartoli entre le rayonnement et le deuxième principe* (2), relate en passant qu'ayant entrepris des recherches sur les radiations calorifiques, il emploie comme corps noir une enceinte formée de parois isothermes et présentant une petite ouverture, « appliquant ainsi un principe dont Christiansen avait fait usage depuis peu pour expliquer l'augmentation des propriétés rayonnantes d'une surface striée ». Boltzmann paraît n'avoir jamais poussé bien loin ses essais, peut-être à cause des difficultés expérimentales qu'il a rencontrées.

Le corps noir rendu incandescent électriquement. — La difficulté de ces recherches consiste dans la nécessité d'exécuter des mesures bolométriques dans une enceinte où se trouvent des dispositifs compliqués destinés au chauffage de boules creuses à une haute température. Il était à désirer qu'il fût donné au corps absolument noir la forme d'un appareil de laboratoire qui fût maniable et rendu incandescent électriquement (3). Il est clair qu'une enceinte constituée par une lame de platine doit avoir la forme d'un cylindre, parce que cette forme est la seule qui puisse être parcourue dans la direction de l'axe par un courant électrique se distribuant régulièrement dans la section normale à l'axe.

Dans le tube de platine on introduit un tube à paroi mince d'une matière réfractaire conservant encore sa forme vers 1700° C.

---

(1) C. Christiansen, *Wied. Ann.*, t. XXI, p. 364; 1884.
(2) L. Boltzmann, *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 31; 1884.
(3) O. Lummer et F. Kurlbaum, *Verhdlgn. d. Phys. Ges., Berlin,* t. XVII, p. 106; 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

L'extrémité du cylindre de platine qui dépasse le bout du tube rayonnant est rétrécie jusqu'à ne ménager qu'une petite ouverture destinée au passage des radiations. Il vaut mieux, à cause de la conductibilité calorifique de l'extrémité, employer comme source de rayonnement la partie centrale du cylindre. On utilise pour cela deux séries de diaphragmes; les uns servent à limiter le faisceau des rayons; les autres sont utilisés pour l'introduction et l'isolement de l'élément thermométrique.

C. — La loi de Draper.

En vertu de cette hypothèse que l'intensité i_λ du rayonnement du corps noir est nulle pour toutes les températures inférieures à une certaine température, Kirchhoff est conduit à penser que *tous les corps commencent à émettre des radiations lumineuses de mêmes longueurs d'onde à une même température*. Ainsi, pour tous les corps l'incandescence est rouge pour une certaine température. Pour une température plus élevée, la lumière émise est jaune, et ainsi de suite. Cette conséquence de la loi de Kirchhoff est inacceptable, parce que i_λ tend asymptotiquement vers zéro en même temps que la température, et ne subit nulle part de variation brusque (1).

Si même on adopte cette hypothèse, la conclusion qui en résulte n'est pas exacte. La loi de Kirchhoff exprime seulement que, de tous les corps à la même température, le corps noir est celui qui émet la plus grande quantité d'énergie.

Les courbes d'énergie rayonnante des différents corps en fonction de la température sont ainsi enveloppées par celle relative au corps noir. De plus, il est clair que nous pourrons constater avec l'œil l'existence de radiations émises par les corps rayonnants, lorsque leur intensité atteindra le seuil de la sensation. Le noir sera visible en premier lieu, puis les corps apparaîtront dans l'ordre de leur pouvoir émissif, chacun d'eux à la température pour laquelle l'intensité du rayonnement a atteint le seuil. Et Kirchhoff ne pense-t-il pas ainsi, quand il énonce que l'intensité des

---

(1) *Voir* M. Planck, *loc. cit.*, Anm. 5.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

radiations de longueur d'onde donnée émises par les différents corps à une température déterminée peut être très variable, qu'elle est proportionnelle au pouvoir absorbant de ces corps pour les mêmes radiations?

Bien que, dans aucun cas, la loi de Draper ne suive la loi de Kirchhoff, ces conséquences ne résultent pas non plus des recherches de Draper, ainsi que je vais le montrer.

Draper chauffe les substances les plus différentes dans un canon de fusil bouché et observe, avec l'œil bien obscuré, le commencement de la sensation lumineuse. Tandis que la chaux, le marbre, le spath fluor font apparaître d'abord de la lumière blanche ou bleuâtre, les métaux, le charbon et d'autres corps semblables, qui commencent à devenir lumineux vers 510° C (977° F), émettent d'abord, avec le canon de fusil, de la lumière rouge.

Draper laisse de côté les corps tels que la chaux, le spath fluor, etc., comme ayant une luminescence propre, et affirme « que tous les corps solides et peut-être aussi les métaux fondus commencent à luire à la même température ».

Cette loi de Draper n'est pas exacte; d'après la loi de Kirchhoff, tous les corps ayant un rayonnement purement calorifique, chauffés dans le canon de fusil, *doivent* être également clairs. Le résultat relatif à la *luminescence* de la chaux, du spath fluor, etc., est exact en réalité; mais Draper ne pouvait pas le savoir; en effet, en vertu de la loi de Kirchhoff et de la théorie de l'enceinte creuse, l'apparition de lumière sur certains corps, précédant l'incandescence de la plupart des substances, ne pouvait être regardée que comme une exception à la loi du rayonnement calorifique proprement dit.

Considérées au point de vue actuel, ces conclusions de Draper et de Kirchhoff sont particulièrement intéressantes.

La loi de Draper *n'est pas démontrée* par les expériences de Draper lui-même. Pour Kirchhoff ces expériences viennent à l'appui de la *deuxième* conséquence qu'il a tirée de sa loi, tandis que ces expériences ne confirment que la *première* conclusion de Kirchhoff, d'après laquelle le rayonnement noir règne dans une enceinte à température constante. En outre Kirchhoff, en partant d'un point de vue faux, arrive à cette conséquence exacte que l'émission prématurée de lumière par les substances telles que la

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

chaux, etc., ne peut pas, en tout cas, être regardée comme un rayonnement calorifique proprement dit.

Malgré tout, la loi de Draper fut considérée comme valable jusqu'aux travaux de H.-F. Weber (1), qui rechercha la température du début de l'émission lumineuse d'une lampe à incandescence et de divers métaux échauffés électriquement. Il établit, et plus tard son élève Emden (2) le confirma, que l'or commence à être lumineux à 423° C. et le platine à 404°.

Incandescence grise et incandescence rouge. — Le début de l'incandescence se manifeste dans le spectre par l'apparition du vert jaune et se compose d'une lumière *blanc grisâtre*. Cette observation avait été déjà faite par Draper (3) dans ses recherches sur le spectre d'un fil de platine incandescent; il trouva que la première trace de lumière apparaît vers 654° C. (1210° F.) avec du rouge, de l'orange et, au lieu du jaune, une lumière grise. La température s'élevant, le spectre s'étendit des deux côtés et le gris se transforma en jaune.

L'incandescence grise (*Graugluth*) fut donc d'abord découverte par Draper; depuis, elle a été observée et confirmée indépendamment par Brewster (1850) et par W. von Bezold (4), et, en 1889, par Hering et Hillebrand (5). Tous ont trouvé que l'on voit *sans couleur* un spectre faiblement lumineux. H.-F. Weber a décrit ainsi, le premier, les apparences de l'incandescence grise et ses énigmatiques manifestations, qu'il observa sans décomposition spectrale : « Cette première trace de lumière est d'un gris nébuleux sombre; elle paraît instable, reluit faiblement, monte et descend. Ce tremblotement disparaît seulement lorsque le rayonnement rouge commence à apparaître. »

Je suis parvenu à démontrer que le phénomène de l'incandescence grise ainsi que ses apparences fantastiques s'expliquent sans difficulté si l'on regarde l'incandescence grise comme la sensation

---

(1) H.-F. Weber, *Berl. Akad. Ber.*, t. XXVIII, p. 491; 1887. *Wied. Ann.*, t. XXXII, p. 256; 1887.
(2) R. Emden, *Wied. Ann.*, t. XXXVI, p. 214-236; 1889.
(3) Draper, *loc. cit.*, p. 33.
(4) W. von Bezold, *Pogg. Ann.*, t. CL, p. 71; 1873.
(5) *Wien. Akad. Ber.*, t. XCVIII, Abth. 3, p. 70; 1889.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

lumineuse produite par les *bâtonnets* et l'incandescence rouge comme la sensation produite par les *cônes* (1).

A. König (2) a établi nettement, dans ses recherches sur le pourpre rétinien, la différence entre les bâtonnets et les cônes et démontré que les dyschromatoptiques éprouvent la sensation lumineuse par le moyen des bâtonnets. Ils ne voient pas non plus en général les petites surfaces claires dont les images se forment sur la rétine dans la *fovea centralis*, où il n'y a pas de bâtonnets. J. von Kries (3) va plus loin et admet que les cônes et les bâtonnets sont des organes de la vision tout à fait distincts; les cônes servent à la vision *colorée* pour les éclairements intenses, tandis que les bâtonnets permettent au contraire la vision sans coloration avec de très faibles éclairements.

Si l'on observe dans l'obscurité, en dirigeant l'œil convenablement, le commencement de l'illumination, la première impression émane de la région de l'œil qui ne sert pas ordinairement à la vision. Nous voyons ainsi quelque chose que nous ne fixons pas; l'objet disparaît à nos yeux aussitôt que nous le regardons directement de manière à amener son image sur la *fovea*. J'ai pu, en observant le rayonnement noir dans de bonnes conditions, constater l'incandescence grise à une température voisine de 360° C (4).

III. — Le rayonnement considéré comme une fonction de la température et de la longueur d'onde.

A. — Recherches expérimentales et théoriques antérieures a la réalisation du corps noir.

Avant de savoir mesurer l'énergie rayonnée par une substance, on avait recherché la loi de l'émission en déterminant la vitesse de refroidissement d'un corps. On admet, depuis Newton, que la perte de chaleur est directement proportionnelle à la différence des températures des corps qui s'influencent. Martin, Erxleben et Delaroche démontrèrent, sans donner toutefois la loi véritable,

(1) O. Lummer, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 14-29; 1897.
(2) A. König, *Berl. Akad. Ber.*, p. 577; 1894.
(3) J. von Kries, *Zeitsch. f. Psych. und Phys.*, t. IX, p. 81-123; 1894.
(4) O. Lummer, *Zeitsch. f. Instrumkde*, t. XIX, p. 216; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

que cette loi du refroidissement n'était valable que dans le cas de différences de température relativement petites.

Des recherches plus étendues furent effectuées dans un grand intervalle de température par Dulong et Petit (1). Ils observaient la vitesse de refroidissement d'un thermomètre porté à très haute température et plongé dans une boule creuse en cuivre à température constante. Leurs résultats, relatifs au vide, sont représentés par la formule

$$S = ma^{\theta}$$

où S est la quantité de chaleur qu'un corps à θ° émet pendant l'unité de temps par l'unité de sa surface; a est une constante, la même pour tous les corps, égale à 1,0077; enfin m dépend de la nature de la surface du corps rayonnant. Despretz (2) fit aussi des expériences sur le refroidissement. Plus tard, de la Provostaye et Desains (3), ayant repris avec un grand soin et dans les conditions les plus diverses les expériences de Dulong et Petit, confirmèrent ces résultats dans leurs parties essentielles. Narr (4) effectua aussi des expériences sur le même sujet. Dans toutes ces recherches, la durée du refroidissement n'est pas déterminée avec exactitude à cause de la conduction par l'air. Toutefois cette cause d'erreur peut être éliminée si l'on opère à de très faibles pressions, comme l'ont démontré Kundt et Warburg (5).

Draper (6) montra en 1847, en utilisant un fil de platine rendu incandescent par l'électricité, que la loi de Dulong et Petit n'est qu'approchée pour les hautes températures. Draper mesurait le rayonnement à l'aide d'une pile thermoélectrique et déterminait la température par l'allongement du fil de platine suspendu verticalement et tendu par un faible poids.

Toutes les recherches qui suivirent n'ont pas fourni d'autre

---

(1) Dulong et Petit, *Ann. de Ch. et Phys.*, 7e série, p. 225 et 337; 1877.

(2) Despretz, *Ann. de Ch. et Phys.*, t. VI, p. 184-201; 1817.

(3) De la Provostaye et Desains, *Ann. de Ch. et Phys.*, 7e série, t. XII, p. 129; t. XVI, p. 337. — *Pogg. Ann.*, t. LXIV, p. 87-94; 1845.

(4) Narr, *Pogg. Ann.*, t. CXLII, p. 123-158; 1871.

(5) Kundt et Warburg, *Pogg. Ann.*, t. CLV, p. 337 et 525, t. CLVI, p. 177; 1875.

(6) Draper, *Amer. Journ. of Sc.* (2), t. IV; 1847. — *Phil. Mag.* (3), t. XXX; mai 1847. — *Scient. Memoirs*, p. 44; Londres, 1878.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

résultat que de démontrer d'une façon incontestable la non-validité de la loi de Dulong et Petit pour les hautes températures. A cet ordre de recherches se rattachent les travaux de Wilhelmy, Soret, Violle, Ericsson, Donald, Macfarlane et Langley.

Rosetti (1) a établi une formule particulière pour représenter les résultats obtenus avec la pile thermoélectrique :

$$S = (a\theta_1^3 + b\theta_2) - (a\theta_1^3\theta_2 + b\theta_1)$$

(θ_1 et θ_2 sont les températures absolues des corps rayonnants; a et b sont des constantes).

Rosetti fait rayonner la surface recouverte de noir de fumée d'un cube de Leslie rempli d'eau ou de mercure, et pour les hautes températures, il observe le rayonnement d'une boule de cuivre incandescente dont la température est mesurée par la méthode calorimétrique.

D'après Wüllner (2), la formule ainsi obtenue est peu vraisemblable, puisqu'on fait dépendre le rayonnement d'un corps du rayonnement d'un autre.

J. Stefan (3) eut la bonne fortune d'établir, en faisant une étude critique des travaux effectués jusqu'en 1879, la loi que *le rayonnement total d'un corps est proportionnel à la quatrième puissance de sa température absolue.*

Stefan, comme il le dit lui-même, fut amené à cette loi en essayant d'égaler au rapport des températures le nombre de Tyndall 11,7 représentant le rapport du rayonnement calorifique d'un fil de platine pour la température du rouge naissant (525°C.) et pour le blanc (1200°C.). Il trouva précisément que $\frac{(1200+273)^4}{(525+273)^4}$ est égal à 11,6.

Lorsqu'il eut tenu compte de l'erreur due à la conductibilité dans les recherches de Dulong et Petit, de Despretz, de la Provostaye et Desains, etc., il trouva que les vitesses de refroidissement observées par ces physiciens s'accordaient avec la loi de la quatrième puissance.

---

(1) Rosetti, *Rend. Acc. Lincei,* 3e série, t. II, p. 54; 1878. *Ann. de Chim. et de Phys.,* 5e série, t. XVII.

(2) Wüllner, *Lehrbuch der Experim. Physik*, t. III, p. 362; 1885.

(3) J. Stefan, *Wien. Akad. Ber.*, 2e série, t. LXXIX, p. 391-428; 1879.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Stefan établit aussi que les résultats de Draper ne s'accordent que grossièrement avec sa loi, peut-être à cause de l'incertitude de la détermination de la température; dans tous les cas, le petit nombre des essais effectués ne saurait suffire pour la justification de son hypothèse.

Afin de mettre à l'épreuve l'exactitude de la loi de Stefan, Graetz (1) observa le refroidissement d'un thermomètre dans une enveloppe portée à diverses températures maintenues constantes, dans laquelle on faisait le vide le plus avancé possible à l'aide d'une pompe agissant d'une façon continue. Graetz trouve que la loi de Stefan est plus approchée pour les basses températures que celle de Dulong et Petit. Il l'adopte pour calculer le premier le pouvoir émissif absolu du verre (2) :

$$\sigma = 1,085.10^{-12}.$$

Du reste, les recherches de Graetz sont à peine décisives pour confirmer la loi de Stefan; elles ne s'appliquent, en effet, qu'à des températures relativement basses.

Pour les températures élevées, on devait prendre d'autres corps rayonnants que des thermomètres; la température était ainsi difficile à déterminer et mal connue. On se servait de fils de platine rendus incandescents par le courant électrique et l'on calculait leurs températures au moyen de leur résistance.

Des recherches de cette nature ont été exécutées entre autres par Rivière (3), Sir W. Siemens (4), Abney et Festing (5), Bottomley (6) et Schleiermacher (7). Toutes conduisent à admettre que le débit de chaleur est moindre que ne l'indique la formule de Dulong et Petit et grandit, par contre, plus vite que ne l'indique la

(1) Graetz, *Wied. Ann.*, t. XI, p. 913-930; 1880.

(2) Comme Kurlbaum l'a montré (*Wied. Ann.*, t. LXV, p. 758; 1898), cette valeur doit être encore augmentée à cause de la réflexion sur les parois de l'enceinte, dont il n'est pas tenu compte.

(3) Rivière, *Comptes rendus*, t. XCV, p. 452; 1882.

(4) W. Siemens, *Proc. Roy. Lond. Soc.*, t. XXXV, p. 166-177; 1883.

(5) Abney et Festing, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XVI, p. 224; 1883.

(6) Bottomley, *Proc. Lond. Soc.*, t. XXXVII, p. 177; 1884. — *Phil. Trans. London*, t. CLXXVIII, p. 429-450; 1887; t. CLXXXIV A, p. 591-616; 1893.

(7) Schleiermacher, *Wied. Ann.*, t. XXVI, p. 287-308; 1885; t. XXXIV, p. 623-646; 1888; t. XXXVI, p. 346-357; 1889.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

loi de Rosetti. Les résultats de Rivière montrent que le rayonnement grandit plutôt comme la cinquième que comme la quatrième puissance.

Les expériences de W. Siemens ne sont pas à l'abri des erreurs de conductibilité calorifique. Bottomley élimine la conductibilité calorifique en faisant rayonner un fil de dimensions bien connues, de 1^m de longueur. Les résultats obtenus dans le vide en 1887 ne s'accordèrent pas avec la loi de Stefan, bien que les écarts ne fussent pas trop considérables.

Les recherches de Schleiermacher sur le rayonnement d'un fil de platine dans un récipient bien évacué sont aussi très soignées. Pour obtenir avec exactitude la température au moyen de la résistance, il utilise jusqu'au voisinage de 1000°C. des thermomètres à air en porcelaine.

D'après Schleiermacher, le platine progresse plus vite que la quatrième puissance de la température absolue, tandis que les résultats obtenus avec l'oxyde de cuivre suivent la loi de Stefan avec une approximation suffisante.

Contrairement à toutes les observations précédentes, Schneebeli (1) trouve que la loi de Stefan est presque complètement confirmée dans un grand intervalle de température ; il reste longtemps isolé avec ce résultat remarquable, qui s'explique aisément avec nos connaissances actuelles par le dispositif des expériences de Schneebeli, essentiellement différent de celui de ses prédécesseurs ou de ceux qui l'ont suivi. Il se sert, comme le fait Baur, d'un bolomètre de feuille d'étain noircie au moyen de chlorure de platine. La source rayonnante est le réservoir d'un thermomètre à air chauffé dans un four à double paroi de Perrot. Il peut ainsi, dans chaque cas, mesurer la température avec plus d'exactitude que dans toutes les autres méthodes employées jusqu'à cette époque. Pour faire arriver le rayonnement jusqu'au bolomètre, il perce les deux parois du fourneau et fait glisser un tube de fer étroit jusqu'au voisinage de la paroi du réservoir. Il employait ainsi, sans le savoir, au lieu d'une surface rayonnante libre, une enceinte creuse remplissant très sensiblement les conditions d'un corps noir.

---

(1) Schneebeli, *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 430-438; 1884.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Les résultats obtenus par Schneebeli sont indiqués dans le Tableau suivant :

Θ_1.....	397°	586°	719°	854°	1007°	871°	1013°	1097°	1177° abs.
$\frac{\Theta_1^4 - \Theta_2^4}{S}$.	9,2	10,2	10,9	10,9	10,6	71	71,6	71,5	73,5

Θ_1 représente la température de la paroi de l'enceinte, Θ_2 celle du bolomètre, S le rayonnement total ramené à la même unité pour chaque série d'expériences. Les faibles écarts s'expliquent sans peine par la difficulté de la détermination des températures élevées au moyen du thermomètre à air.

La théorie de L. Boltzmann. — La loi du rayonnement établie par Stefan pour les différents corps prit sa véritable signification lorsque Boltzmann (1) eut démontré théoriquement qu'elle s'appliquait seulement aux corps complètement noirs.

D'après la théorie électromagnétique de la lumière, un rayon exerce sur l'unité de surface et sous une incidence normale une pression exprimée par l'énergie de l'unité de volume compris dans la portion soumise au rayonnement (2). A l'aide d'un mode de raisonnement employé dans la théorie cinétique des gaz on conclut que, dans un cube dont les parois sont à une même température, chacune d'elles ne perçoit que le tiers de la pression exercée par la totalité des rayons.

Si, dans l'unité de volume d'un tel espace, le rayonnement total est représenté par $\psi(\Theta)$, la pression de l'éther $f(\Theta)$ sur l'unité de surface est donnée par

$$f(\Theta) = \frac{1}{3}\psi(\Theta). \tag{1}$$

Bartoli (3) avait imaginé un *cycle* démontrant, à l'aide du deuxième principe de la Thermodynamique, l'existence d'une pression de l'éther dans l'espace traversé par le rayonnement.

---

(1) L. Boltzmann, *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 31 et 291-294; 1884.

(2) Lebedef (*Wied. Ann.*, t. V, p. 292; 1892) compare la force répulsive due au rayonnement à la gravitation. Il pense aussi avoir mesuré la valeur de la pression des radiations. *Voir* le Rapport de M. Lebedef.

(3) Bartoli, *Sopra i movimenti prodotti dalla luce e dal calore.* Le Monnier, 1876. *Voir* aussi B. Galitzine, *Ueber strahlende Energie* (*Wied. Ann.*, t. III, p. 479; 1892).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Boltzmann se sert d'un cycle semblable pour établir, entre la pression de l'éther $f(\Theta)$ et l'énergie du rayonnement du corps chaud, la relation quantitative

$$\Theta\, df - f\, d\Theta = \psi\, d\Theta. \tag{2}$$

En tenant compte de la relation (1), on obtient

$$\Theta \frac{d\psi}{3} = \frac{4}{3}\psi\, d\Theta.$$

Par l'intégration, cette équation conduit à la loi de Stefan :

$$\psi = \text{const.} \times \Theta^4. \tag{3}$$

En 1879, W. Jaques (1) avait effectué des mesures sur la distribution de la chaleur dans les spectres de différentes sources rayonnantes (platine recouvert d'oxydes métalliques). Il trouva que la forme des courbes d'énergie est à peu près la même pour les différentes substances et que la distribution de l'énergie est à peu près indépendante de la température du corps rayonnant.

Lecher (2) arrive à la même conclusion par l'étude théorique de la loi de Kirchhoff et attribue les différences constatées dans le spectre aux perturbations résultant de la réflexion partielle sur la surface limite du rayonnement provenant de l'intérieur. La première incandescence grise observée par Draper dans le jaune fut regardée par Lecher comme preuve que le rayonnement d'un corps possède déjà aux plus basses températures toutes les radiations qu'il contient aux températures les plus élevées, et que le maximum se trouve toujours dans le jaune.

Desains et Curie (3), en opérant avec des plaques de platine et de cuivre, portées au blanc incandescent, constatèrent que le maximum de l'énergie se trouve près de $1,86\,\mu$ pour le platine et de $4\,\mu$ pour le cuivre.

Langley (4) s'occupa avant tout de cette question. Il observait

---

(1) W.-W. Jaques, *Inaug Diss. Johns Hopkins Univ.* Baltimore. — J. Wilson and Son, 1879. — *Proc. Americ. Acad.*, t. III, p. 865; April 1879.

(2) E. Lecher, *Wien. Akad. Ber.*, t. LXXXV, Vol. II, p. 441-490; 1882.

(3) Desains et Curie, *Comptes rendus*, t. XC, p. 1506; 1880.

(4) S.-P. Langley, *Ann. Chim. et Phys.*, 6e série, t. IX, p. 433-506; 1886.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

avec un spectrobolomètre sensible muni de prismes et de lentilles de sel gemme. On expérimenta avec le Soleil, le cratère d'une lampe à arc, le platine fondu, le cuivre noirci au noir de fumée et porté au rouge, et le cube de Leslie entre 100° C et — 21° C.

Langley exprime ainsi ses résultats :

1° Les maxima se trouvent tous plus loin dans l'infra-rouge que celui du Soleil;

2° Lorsque la température s'élève, les ordonnées grandissent plus rapidement pour les petites longueurs d'onde que pour les grandes; le maximum se déplace donc vers le violet lorsque la température augmente;

3° Les courbes ne sont pas symétriques; elles montent suivant une pente rapide pour redescendre ensuite lentement vers l'infra-rouge.

Langley n'a effectué des mesures que dans le spectre normal du Soleil; à la suite de nouvelles déterminations de la dispersion, ses résultats ont eté reconnus inexacts au delà de 5μ.

La théorie de W. Michelson. — W. Michelson (1) a essayé de retrouver théoriquement les résultats de Langley.

En faisant certaines hypothèses sur les vibrations des atomes, il ramène le problème à celui des chocs élastiques, auquel la loi de distribution de Maxwell est applicable. Il démontre, à l'aide du calcul des probabilités, que chaque atome doit se mouvoir autour de sa position d'équilibre à l'intérieur de sa sphère d'action de rayon ρ dans des directions continuellement variables et passant par le centre. Chaque atome de vitesse v donne naissance à une onde de période

$$\tau = \frac{4\rho}{v}.$$

Michelson suppose que l'énergie rayonnante d'un groupe de rayons de longueurs d'onde comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$, est proportionnelle :

1° Au nombre, fourni par la loi de distribution de Maxwell, des petites particules dont les vitesses varient entre v et $v + dv$;

---

(1) W. Michelson, *Journal de la Société phys.-chim. russe*, t. XIX, p. 79; 1887. — *Journal de Phys.*, 2e série, t. III, p. 467-479; 1887. — *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXV, p. 425-435; 1888.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

2° A une fonction $\varphi\left(\frac{mv^2}{2}\right) = \psi\left(\frac{1}{\tau^2}\right)$ de l'énergie cinétique de ces particules;

3° A une fonction $f(\Theta)$ de la température absolue du corps rayonnant.

Il établit ainsi, relativement au rayonnement noir ou homogène, la relation

$$E = C\Theta^{\frac{2}{3}} f(\Theta)\lambda^{-(2p+4)} e^{-\frac{c}{\lambda^2\Theta}}$$

dans laquelle C et c sont des constantes, p un nombre entier positif et e la base des logarithmes naturels.

Il résulte de cette formule que E s'annule aussi bien pour $\lambda = 0$ que pour $\lambda = \infty$, et qu'il existe un seul maximum E_m dont la longueur d'onde λ_m est fournie par l'équation

$$\lambda_m^2 \Theta = \frac{c}{p+2} = \text{const.} \qquad (1)$$

En fixant $f(\Theta)$ au moyen de la loi de Stefan-Boltzmann, Michelson obtient pour l'expression de l'énergie d'un corps noir

$$E = C\Theta^{\frac{3}{2}}\lambda^{-6} e^{-\frac{c}{\lambda^2\Theta}}. \qquad (2)$$

Dans la comparaison de la courbe théorique déduite de cette formule, de même que dans le contrôle de la relation $\lambda_m^2 \Theta = \text{const.}$, Michelson commet la faute de se servir de la courbe *prismatique* de Langley pour vérifier les relations établies dans le spectre *normal*. La confirmation de sa théorie ainsi obtenue devient de ce fait illusoire.

L'application de ces formules, en admettant pour le spectre solaire le résultat de Langley, $\lambda_m = 0{,}5\,\mu$, a conduit Michelson à attribuer au Soleil la température de 40 000°.

L'énergie maximum E_m est, d'après Michelson, représentée par

$$E_m = \text{const.} \times \Theta^{4,5}. \qquad (3)$$

Cette formule, combinée avec celle qui donne le rayonnement total S, fournit la relation

$$E_m \times \lambda_m = \text{const.} \times S. \qquad (4)$$

La théorie de Michelson, qui a conduit aux relations inexactes (1) et (3) par suite de l'hypothèse particulière sur la forme de

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

vibration d'un atome, a eu le privilège d'ouvrir la voie qui a permis d'obtenir une formule utilisable de la distribution de l'énergie.

Kövesligethy (1) a établi une équation spectrale d'une manière tout à fait différente.

Sa formule

$$E = C\Theta^5 \frac{\lambda^2}{(\lambda^2\Theta^2 + a^2)^2}, \qquad \text{où} \qquad a = \lambda_m \Theta,$$

conduit à la relation

$$\lambda_m \Theta = \text{const.}$$

Elle doit être modifiée pour obéir à la loi de Stefan et être écrite :

$$E = C\Theta^5 \frac{(\lambda\Theta)^2}{[(\lambda\Theta)^2 + a^2]^2}.$$

Elle conduit à une forme inexacte de la courbe de l'énergie.

La relation $\lambda_m \Theta = \text{const.}$ avait déjà été déduite en 1889 par H.-F. Weber (2) de sa loi du rayonnement. Dans ses recherches sur les lampes à incandescence, il obtint la relation $H = C\frac{A^2}{O^2}$ entre l'éclairement moyen H, la consommation d'énergie A et la surface rayonnante O.

Pour obtenir cette formule comme conséquence d'une loi générale du rayonnement, H.-F. Weber fut conduit, pour le rayonnement homogène, à la relation

$$E = C\lambda^{-2} e^{a\Theta - \frac{1}{b^2\Theta^2\lambda^2}},$$

dans laquelle les constantes C et b varient d'un corps à l'autre, tandis que a est une constante, la même pour tous les corps, égale à 0,0043. Elle n'est pas d'accord avec la loi de Stefan-Boltzmann.

Weber cherche à justifier sa formule par les expériences de Bottomley, Schleiermacher, Graetz, Violle, Langley, Nichols, Garbe et Tyndall, mais il ne fait pas du tout mention de celles de Schneebeli. D'ailleurs les expériences mêmes de Graetz s'accordent

---

(1) R. v. Kövesligethy, *Grundzüge einer theoretischen Spectralanalyse*, Halle, chez H.-W. Schmidt; 1890.

(2) H.-F. Weber, *Berl. Akad. Ber.* (II), p. 933-957; 1888.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

moins bien avec la formule de Weber qu'avec celle de Stefan (1).

Michelson (2) reproche à la formule de Kövesligethy de n'être pas suffisamment fondée; d'autre part, il fait observer qu'on retrouve la formule de Weber en posant, dans sa propre formule, $p = -1$; mais il ne faut pas oublier que, d'après lui, p est nécessairement positif.

Lord Rayleigh (3) pense que la loi de Weber a, sur celle de Michelson, l'avantage de donner une formule plus simple pour la répartition des perturbations.

En 1898, Edler (4) entreprit une série d'expériences très soignées, en vue de vérifier les nombreuses formules se rattachant à celle de Weber. Il étudia le rayonnement d'une pile thermoélectrique large, dont la surface était recouverte d'une substance ayant un pouvoir émissif le plus grand possible : noir de fumée, oxyde de fer, blanc de zinc. Ces expériences, limitées aux basses températures, prouvent que le noir de fumée et le blanc de zinc obéissent assez exactement à la loi de Stefan, beaucoup moins bien à celle de Weber.

En résumé, les recherches antérieures à 1893 ne permettent pas de conclure d'une manière définitive.

Paschen (5) chercha à résoudre la question en étudiant le rayonnement du platine poli, mais sans succès. Le platine poli n'obéit à aucune des lois énoncées et, de plus, les résultats de Paschen ne sont même pas d'accord avec ceux de Bottomley et de Schleiermacher (6).

Pour déterminer la température, Paschen disposait l'élément thermoélectrique, aplati au marteau, entre deux lames de platine mince pliées l'une sur l'autre; il lançait un courant électrique

---

(1) L. Graetz, *Wied. Ann.*, t. XXXVI, p. 857-864; 1889.
(2) W. Michelson, *J. Soc. ph. chim. russe*, 6e série, t. XXI, p. 87-103; 1889.
(3) Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, t. XXVII, p. 460-469; 1889.
(4) Edler, *Wied. Ann.*, t. XL, p. 531-560; 1890.
(5) Paschen, *Wied. Ann.*, t. XLIX, p. 50-68; 1893.
(6) En 1898, S. Tereschin a montré (*Journ. de la Soc. physico-chimique russe*) que les expériences de Bottomley, Rosetti, Nichols et ses propres expériences sur le rayonnement du platine peuvent être représentées par la formule

$$\varphi = Be^{n\Theta^2}(\Theta^4 - \Theta_0^4),$$

où n est égal respectivement à 9.10^{-7}; $8{,}8.10^{-7}$; 7.10^{-7} et 4.10^{-7}.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

dans ces deux lames tenues à l'air libre. Mais une partie du courant passe aussi dans l'élément : la présence de cet élément augmente l'épaisseur des lames et par suite la température observée est inférieure à la température réelle de la lame qui rayonne. On peut éliminer la première cause d'erreur en renversant le courant. Comme les courbes obtenues avec des lames de différentes épaisseurs n'ont pas de différence systématique, on en conclut que la deuxième cause d'erreur est négligeable.

Paschen emploie le bolomètre à bande de Lummer et Kurlbaum (1), qu'il dit avoir rendu dix fois plus sensible : mais cette assertion repose sur une erreur.

Le coefficient qui, d'après la loi de Stefan, devrait être constant, varie, pour le platine, dans un intervalle de 1400 degrés C., de 4 à 39; pour le noir de fumée, de 9,8 à 15. Le coefficient de Weber varie encore plus vite.

Dans un travail ultérieur, Paschen (2) effectue la correction nécessitée par le rayonnement total de l'écran et donne, pour l'exposant relatif au platine, 5,4235; pour l'exposant relatif au noir de fumée, 4,532.

Ces nombres diffèrent beaucoup de ceux qu'ont obtenus les autres observateurs. Je ne vois d'autre explication à ces écarts, en outre de la détermination défectueuse de la température, que dans la circonstance suivante : « la bande de platine était recouverte de noir de fumée jusqu'à ce qu'elle perdît tout éclat métallique et parût d'un noir intense ».

Or le noir de fumée a une émission sélective marquée [Crova et Compan (3), Angström (4) et Kurlbaum (5)]. En mesurant avec précision l'émission totale du noir de fumée et de la mousse de platine en couches d'épaisseur variable, Kurlbaum a trouvé que le noir de fumée, alors même qu'il paraît à l'œil tout juste noir, ne possède à 100° qu'une émission totale égale à la moitié de celle d'un corps absolument noir. A 100°, l'émission du noir de fumée, sous une épaisseur suffisante, atteint 0,95, celle du noir de

(1) O. Lummer et F. Kurlbaum, *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 204-224; 1892.
(2) F. Paschen, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 685 et 704; 1897.
(3) Crova et Compan, *Comptes rendus*, t. CXXVI, p. 707-710; 1898.
(4) Knut Angström, *Akad. Verh.*, Stockholm, p. 283-295; 1898.
(5) F. Kurlbaum, *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 846-853; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

platine 0,97 de l'émission du corps noir; mais Crova trouve, pour le noir de fumée lavé à l'alcool, une valeur un peu plus élevée.

Kurlbaum et moi (1), nous avons été amenés à étudier le rayonnement du platine au moyen du bolomètre, en cherchant à reproduire l'étalon lumineux de Violle, sous une forme plus aisée à réaliser : celle d'une lame de platine portée à l'incandescence par un courant électrique. L'émission lumineuse croît très rapidement avec la température; il était donc indispensable que la détermination de cette température fût très exacte et sa définition très précise. Nous avons atteint ce double but en mesurant la température par le rapport de l'intensité totale de l'émission à l'intensité des radiations qui ont traversé une couche d'eau d'épaisseur déterminée. Il fallait encore fixer, au moins d'une manière approximative, dans l'échelle ordinaire, la position de la température ainsi déterminée.

A cet effet, nous avons donné à la lame de platine incandescent la forme d'une boîte hermétiquement close, à l'intérieur de laquelle est placé l'élément thermoélectrique bien isolé. Afin d'éliminer l'erreur occasionnée par la conductibilité calorifique, l'élément est enroulé en spirale dans l'intérieur de la caisse. D'après un calcul approximatif, en supposant l'épaisseur du platine égale à 10 μ, la différence de température entre la surface extérieure et la surface intérieure de la boîte ne dépasse pas 2,5 degrés C. à 1400°. Nous avons reconnu ainsi qu'entre 400° et 1600° C. l'émission totale du platine poli varie presque exactement comme la *cinquième puissance de la température absolue* (2).

Ce résultat est confirmé par les mesures que Pringsheim et moi avons effectuées dans le spectre du platine (3).

Pendant longtemps, on a été imbu de cette idée, vulgarisée par Stefan, que toutes les substances devaient suivre la *même* loi : on préférait révoquer en doute toutes les expériences antérieures, comme inexactes ou insuffisantes, plutôt que de reconnaître la

(1) O. Lummer et F. Kurlbaum, *Berl. Akad. Ber.*, t. XI; 1894. *Verh. der Berl. Phys. Ges.*, t. XIV; 1895.
(2) O. Lummer et F. Kurlbaum, *Verh. d. Berl. Phys. Ges.*, t. XVII, n° 9; 1898.
(3) O. Lummer et E. Pringsheim, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. I, n° 12; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

signification des résultats qui se trouvaient contredire l'hypothèse. Par exemple, Stefan suspecte les mesures de températures de Draper, parce que les expériences de Draper sur le platine ne s'accordent pas avec la loi de Stefan. Graetz objecte entre autres choses, aux expériences de Schleiermacher et de Paschen sur le platine, qu'on trouve pour l'émission d'un fil rendu incandescent par le courant une valeur trop grande, à cause de la pulvérisation du métal. Ayrton et Kilgour (1) reprochent à Bottomley de ne pas avoir fait varier la forme du corps incandescent. H.-F. Weber ne tient aucun compte des expériences de Schneebeli qui contredisent sa loi. D'après Paschen, la mesure de la température de Schneebeli est entachée d'une cause d'erreur « dont on ne peut apprécier la portée »; il n'en propose pas de meilleure du reste. Des expériences d'Edler il ne souffle mot.

La loi du déplacement de W. Wien. — C'est après le travail de W. Wien (2) seulement que la loi énoncée par H.-F. Weber et Kövesligethy prit sa signification réelle. Suivant la voie tracée par Boltzmann, W. Wien établit théoriquement l'équation

$$\lambda_m \Theta = \text{const.}$$

Il considère une enceinte dont les parois sont parfaitement réfléchissantes et démontre que : dans une transformation adiabatique, la variation de la couleur dans le rayonnement diffusé doit être la même que la variation provoquée par le changement de température, conformément au principe de Doppler.

D'après ce principe, W. Wien obtient, pour représenter le déplacement de couleur, l'équation

$$\lambda\Theta = \lambda_0 \Theta_0. \tag{1}$$

En combinant cette relation avec celle qui exprime la loi de Stefan-Boltzmann, on trouve :

$$E = \Theta^5 \varphi(\lambda.\Theta). \tag{2}$$

L'expression de l'énergie E qui est en général une fonction de λ et de Θ se trouve ainsi ramenée à une fonction de Θ et du produit $\lambda\Theta$.

---

(1) Ayrton et Kilgour, *Phil. Trans.*, London, 1893.

(2) W. Wien, *Berl. Ak. Ber.*, t. VI, p. 56-62; *Wied. Ann.*, t. LII, p. 132; 1864.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Grâce à cette *loi de déplacement* de Wien, on est à même de calculer la répartition de l'énergie dans le spectre d'un corps noir, pour une température quelconque, dès qu'on connaît cette répartition pour une seule température. Ou, en d'autres termes, l'émission d'un corps noir est complètement déterminée, si on la connaît pour *une seule* longueur d'onde à *toutes* les températures.

De cette loi on déduit immédiatement les relations $\lambda_m \Theta = \text{const.}$ et $E_m \Theta^{-5} = \text{const.}$ Actuellement, les lois établies par la théorie se résument donc dans les équations :

$$(3) \qquad \begin{cases} S = \int_0^\infty E \, d\lambda = \sigma \Theta^4, \\ \lambda_m \Theta = \text{const.} = A, \\ E_m \Theta^{-5} = \text{const.} = B ; \end{cases}$$

la troisième n'étant du reste qu'une conséquence des deux autres.

Au cours de son calcul, W. Wien fait deux hypothèses arbitraires : il admet d'abord que, dans l'intérieur d'une enceinte à parois parfaitement blanches, possédant un pouvoir diffusif égal à l'unité, l'émission peut être remplacée par ses trois composantes rectangulaires. Il suppose ensuite que le nombre des réflexions se présente sous la forme d'un rapport infiniment grand, dont les deux termes, indépendants l'un de l'autre, sont infiniment petits. Mais il est possible de se passer de la décomposition signalée et d'effectuer le calcul en considérant un train d'ondes de direction *quelconque* comme l'a fait récemment M. Thiesen (1); de plus, dans le calcul de M. Thiesen, le nombre des réflexions reste indéterminé, et l'on trouve la loi de W. Wien, affranchie de toute hypothèse arbitraire.

Comme ces diverses lois ne s'appliquent qu'à un corps parfaitement noir, il importe avant tout de faire l'étude expérimentale de l'émission d'un pareil corps, et cela même aux hautes températures. D'une part, W. Wien et moi (2) avons réalisé cette idée et fait les expériences préliminaires; d'autre part, dans le même

(1) M. Thiesen, *Verh. der Deutsch. Phys. Ges.*, février 1900.

(2) W. Wien et O. Lummer, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 431-456; 1895. — O. Lummer, *Naturwissensch. Rundschau, loc. cit.*, 1896.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

temps, Paschen (¹) cherchait à déterminer la répartition de l'énergie dans le spectre du corps noir : dans ce but, il essayait de trouver les lois qui sont communes à tous les corps, ou plus exactement les lois qui s'accusent de plus en plus à mesure que les propriétés des corps se rapprochent davantage de celles du corps absolument noir.

Paschen se sert du bolomètre et du spectroscope catoptrique. Le prisme est en fluorine : le bolomètre est un bolomètre linéaire de Lummer et Kurlbaum. La substance étudiée est placée sur une lame de platine pliée en deux, à l'intérieur de laquelle se trouve un élément thermoélectrique Le Chatelier. Il construit la courbe de répartition de l'énergie pour un certain nombre de températures et aussi les courbes représentant dans une certaine région du spectre la variation de l'énergie en fonction de la température (« *isochromatics* » *de Nichols*).

Ces expériences de Paschen sont, dans leur ensemble, d'une très grande portée, encore que les résultats pris isolément, par exemple ceux qui se rapportent à l'émission du platine et du noir de fumée, soient bien éloignés de la réalité. Mais la multiplicité des mesures a permis de mettre en relief des conséquences fort remarquables. C'est ainsi que, pour toutes les substances étudiées, on a, très sensiblement,

$$\lambda_m \theta = \text{const.}$$

et aussi

$$E_m \theta^{-\alpha} = \text{const.},$$

l'exposant α variant d'un corps à l'autre. D'autre part, la forme de la courbe d'énergie est représentée assez fidèlement par l'équation

$$E = E_m \left[\frac{\lambda_m}{\lambda} e^{1-\frac{\lambda_m}{\lambda}} \right]^{\alpha},$$

où l'exposant α est le même pour toutes les températures. Si, des nombres, on passe aux logarithmes en prenant comme abscisse $\log\lambda$, et comme ordonnée $\log E$, on voit aisément que les courbes d'énergie relatives aux diverses températures sont homothétiques.

(¹) F. Paschen, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 455-492; 1896, et t. LX, p. 662-723; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Les trois formules ci-dessus peuvent se réunir en une seule, sous la forme

$$E = C\Theta^{(1-\beta)\alpha}\lambda^{-\alpha}e^{\frac{c}{\lambda\Theta^{\beta}}}, \tag{1}$$

dans laquelle C et $c = \alpha\lambda_m\Theta$ et $\beta < 1$ sont des constantes.

Cette formule a été en premier lieu déduite des expériences relatives à l'oxyde de fer; elle est analogue dans sa forme à celle de Michelson et convient aussi à peu près aux autres substances : oxyde de fer, platine, charbon, etc. On s'aperçut aussi que le coefficient β était d'autant plus voisin de 1 que le corps se rapprochait davantage du noir absolu; il était donc permis de penser que, pour un corps absolument noir, β est exactement égal à l'unité. Dans ce cas particulier, la courbe isochromatique

$$\log E = \gamma_1 - \gamma_2\frac{1}{\Theta}$$

se réduit à une droite si l'on prend pour ordonnée $\log E$ et pour abscisse $\frac{1}{\Theta}$. L'énergie est elle-même représentée par la formule plus simple

$$E = C\lambda^{-\alpha}e^{-\frac{c}{\lambda\Theta}}. \tag{2}$$

Ces formules représentent l'émission d'un corps noir, et, dans ses traits généraux, la radiation des corps divers, comme on le voit aisément par l'allure des courbes isochromatiques. Si la formule (2) est exacte, ces courbes doivent se réduire à des droites. Or il n'en est rien, même pour le noir de fumée.

Puisque la formule simple n'est pas exacte, les valeurs numériques de α et C ne sont acceptables qu'avec une certaine réserve.

De la formule (2) de Paschen il résulte que l'émission totale croît comme la puissance $(\alpha - 1)$. Paschen trouve pour le platine $\alpha = 6{,}42$ et pour le noir de fumée $\alpha = 5{,}53$. Par conséquent, l'émission totale du platine poli doit varier comme l'exponentielle 5,42 et celle du noir de platine comme l'exponentielle 4,53 : ce sont précisément les valeurs de ces exposants déduites des expériences de Paschen sur le rayonnement total de ces corps.

Des mesures analogues effectuées par W. Kurlbaum et moi (1)

(1) O. Lummer et F. Kurlbaum, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. XVII, n° 9; 1898. — *Zeitsch. f. Instrkde*, t. XIX, p. 216; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

au moyen de la boîte de platine fermée nous ont donné : pour le platine l'exposant 5; pour l'oxyde de fer, 4,5; pour le noir de fumée en couche d'épaisseur suffisante ou pour la mousse de platine, presque exactement 4.

Paschen lui-même conclut de ses expériences que l'exposant α peut être égal au plus à 5,24 pour un corps noir *qui vérifierait l'équation* (2) et que la constante universelle c est voisine de 14000. Pour la constante $\lambda_m\Theta$, il compte sur une valeur au moins égale à 2600.

A l'aide de ces hypothèses, Paschen eût pu aller plus loin encore dans cette voie et conclure que, pour un corps noir, α a nécessairement la valeur 5 et $\lambda_m\Theta = \frac{c}{5} = \frac{14000}{5} = 2800$: nous avons dit plus haut, en effet, que d'après la loi de Stefan-Boltzmann $\alpha - 1 = 4$. En définitive, on devrait représenter l'émission d'un corps noir par l'équation

$$E = C\lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda\Theta}}. \qquad (3)$$

Paschen n'a pas tiré cette conclusion.

L'équation spectrale de W. Wien. — En fait, W. Wien parvient par des considérations théoriques à cette formule (1). Il adopte l'idée de Michelson et prend comme point de départ la loi de répartition de Maxwell; mais il réduit le nombre des hypothèses en faisant usage de sa loi du déplacement. Cette loi le conduit à l'hypothèse que l'énergie cinétique est $v = \frac{\text{const.}}{\lambda}$, tandis que Michelson adopte la forme particulière $v = \frac{\text{const.}}{\lambda^2}$. D'autre part, Michelson admet que l'énergie cinétique moyenne des atomes vibrants est proportionnelle à la température absolue. Pour rendre cette hypothèse plus vraisemblable, ainsi que la loi de répartition de Maxwell, W. Wien applique ces deux hypothèses à l'émission d'un *gaz :* afin de donner à ce gaz les propriétés d'un corps noir, il le suppose enfermé dans une enceinte dont les parois sont parfaitement réfléchissantes.

---

(1) W. Wien, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 662-669; 1896.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

A l'émission de ce *gaz noir* W. Wien attribue les deux caractères suivants :

1° Chaque molécule émet à chaque instant des rayons d'une seule période, déterminée par la vitesse de la molécule à ce même instant.

2° L'énergie d'une radiation de période donnée est proportionnelle au nombre des molécules émettant cette radiation, calculé d'après la loi de Maxwell.

Grâce à ces hypothèses, Wien arrive à la relation

$$E = F(\lambda) e^{-\frac{f(\lambda)}{\Theta}} \tag{1}$$

qui renferme deux fonctions inconnues F et f; puis il détermine ces fonctions de manière que la loi de Stefan-Boltzmann et la loi du déplacement de Wien [formules (3), p. 73] soient vérifiées; ce qui donne en définitive

$$E = C\lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda\Theta}} \tag{2}$$

pour représenter la répartition de l'énergie dans le spectre d'un corps noir.

Les raisonnements de Wien prêtent à plusieurs objections. En premier lieu, l'idée n'est pas heureuse de vouloir rendre plus plausibles les hypothèses de Michelson en les appliquant à un gaz parce qu'en renfermant le gaz dans une enceinte à parois réfléchissantes pour en faire un corps noir de manière à pouvoir lui appliquer les lois de Boltzmann et de Wien, ce dernier fait perdre toute valeur à sa deuxième hypothèse. D'après la théorie de Kirchhoff, la densité du rayonnement à l'intérieur d'une enceinte parfaitement réfléchissante est indépendante de la nature et du nombre des molécules rayonnantes; elle dépend seulement de la température, comme Pringsheim et moi (1) l'avons fait remarquer déjà. Nous ajoutions alors que, dans une enceinte renfermant même une seule molécule, se produirait l'émission d'un corps noir correspondant à sa température. Cette remarque pourra paraître un peu spécieuse. Mais il est une chose certaine, c'est que le plus petit élément d'une surface rayonnante quelconque,

(1) O. Lummer et E. Pringsheim, *Verh. d. D. Ph. Ges.*, t. I, p. 31; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de platine poli par exemple, suffira à donner dans l'intérieur de l'enceinte réfléchissante la densité du rayonnement noir correspondant à sa température Θ.

Les déductions de Wien me paraissent revenir à ceci : les lois trouvées pour l'émission du platine poli, placé dans l'espace libre, doivent s'appliquer aussi au rayonnement noir dans une enceinte réfléchissante, où ne rayonne que du platine. Mais il n'en saurait être ainsi, car dans l'enceinte réfléchissante il ne peut exister que le rayonnement noir. Ce que nous venons de dire du platine est vrai aussi du gaz. Dans un gaz rayonnant dans l'espace libre, l'intensité de l'émission dépend du nombre des molécules qui possèdent une vitesse donnée; dans l'enceinte réfléchissante, elle n'en dépend point.

M. Königsberger (1) croit réfuter cette objection en disant que la loi de Maxwell s'applique à la répartition des vitesses, non seulement dans l'espace, mais aussi dans le temps. Il veut dire sans doute que la loi de Maxwell reste valable même pour une molécule unique, par rapport aux différentes vitesses prises successivement par cette molécule. Mais, dans ce cas même, l'intensité de l'émission ne dépend pas du nombre des réapparitions d'une même vitesse pendant l'unité de temps. Tout au plus, ce nombre influe-t-il sur la durée du régime variable précédant l'établissement de l'émission noire.

D'ailleurs, en laissant de côté ce paradoxe, la théorie de Wien renferme encore une part qui en affaiblit singulièrement la portée. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre des conclusions.

B. — Recherches expérimentales sur l'émission des corps noirs.

1. *Étude de l'émission totale.* — Les premières recherches sur l'émission d'une enceinte fermée ont été effectuées par Pringsheim et moi (2), en vue de vérifier la loi de Stefan-Boltzmann.

Aux environs de 100° C., le corps noir est constitué par l'intérieur d'un vase en cuivre à doubles parois; entre ces parois cir-

---

(1) L. Königsberger, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. I; 1899.

(2) O. Lummer et E. Pringsheim, *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 375-410; 1897, et *Ann. der Phys.*, t. III, p. 159 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

cule un courant de vapeur d'eau. La surface intérieure est recouverte de noir de fumée et est percée d'une ouverture par laquelle sortent les radiations.

Entre 200° et 600° C., nous employons une sphère de cuivre creuse, chauffée dans un bain de nitre fondu. La température est déterminée à l'aide d'un thermomètre pour les hautes températures et d'un élement Le Chatelier. La surface radiante de la sphère est recouverte de noir de platine au moyen du chlorure platinique.

Au-dessus de 600° C., la source est un cylindre creux en fer, pouvant être chauffé jusqu'à 1300° C. dans un four Perrot à double enveloppe. Le cylindre porte trois tubulures; l'une sert d'issue au rayonnement, tandis que les autres permettent d'introduire dans l'intérieur un élément thermoélectrique.

En réglant les flammes de gaz on parvient, du moins aux températures élevées, à réaliser à très peu près un éclat uniforme des parois.

Pour mesurer le rayonnement, nous avons recours au bolomètre à bande, recouvert de noir de platine, tels que le construisent Lummer et Kurlbaum.

Les lectures sont ramenées à la même sensibilité du bolomètre, à la même distance, au même courant auxiliaire et à la même température du volet, 17° C. Les nombres ainsi corrigés figurent dans la colonne III du Tableau ci-après.

Les températures sont exprimées dans l'échelle du thermomètre à azote avec réservoir en platine iridié, suivant l'étude comparative de ce thermomètre et de l'élément Le Chatelier effectuée récemment par L. Holborn et A. Day (1).

Une fois connues les déviations A et les températures correspondantes Θ, on calcule pour chaque couple de valeurs AΘ la constante σ de la formule de Stefan

$$A = \sigma(\Theta^4 - 290^4).$$

Ensuite, on calcule les températures au moyen de cette formule en y remplaçant σ par la moyenne des valeurs ainsi déterminées. En considérant les températures obtenues par ce calcul, on voit que les légers écarts que présentent les valeurs trouvées pour la

(1) L. Holborn et A. Day, *Ann. d. Phys.*, t. II, p. 505-545; 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

constante d'émission σ s'expliquent suffisamment par les erreurs qui affectent forcément la détermination de la température.

TABLEAU I.

N°s.	Température absolue.	Déviation réduite.	$\sigma\,10^{10}$.	Θ calculé.	$\Theta_{obs.} - \Theta_{calc.}$
	°			°	deg
1.....	373,1	156	127	374,6	— 1,5
2.....	492,5	638	124	492,0	+ 0,5
3.....	723	3320	124,8	724,3	— 1,3
4.....	745	3810	126,6	749,1	— 4,1
5.....	789	4440	(116,7)	778,0	+11,0
6.....	810	5150	121,6	806,5	+ 3,5
7.....	868	6910	123,3	867,1	+ 0,9
8.....	1092	16400	(115,9)	1074	+18
9.....	1112	17700	(116,3)	1095	+17
10.....	1378	44700	124,2	1379	— 1
11.....	1470	57400	123,1	1468	+ 2
12.....	1497	60600	120,9	1488	+ 9
13.....	1535	67800	122,3	1531	+ 4
	Moyenne.....		123,8		

Les expériences 5, 8 et 9 présentent des écarts relativement considérables; on en trouve l'explication dans cette circonstance qu'elles ont été effectuées avec le four Perrot à de *basses* températures et qu'alors l'équilibre calorifique n'est qu'imparfaitement réalisé dans l'intérieur du cylindre rayonnant. L'expérience 5 est du reste éliminée par les expériences 4, 6 et 7 effectuées avec le bain de nitre.

D'après la valeur des différences inscrites dans la sixième colonne, *on est en droit de regarder la loi de Stefan-Boltzmann comme vérifiée entre* 100° *et* 1300° C.

La faible variation systématique de la différence entre la théorie et l'expérience qui subsistait dans notre Mémoire a disparu, à la suite de la légère correction que l'échelle des températures de Holborn et Wien (1) a subie d'après les expériences de Holborn et Day.

Les mesures que j'ai effectuées en collaboration avec M. Kurl-

(1) L. HOLBORN et W. WIEN, *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 121; 1892.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

baum (¹) sur un corps noir porté à l'incandescence par un courant électrique, mesures qui se sont étendues jusqu'à 1800° (absol.), sont aussi d'accord avec la loi de Stefan-Boltzmann. La même loi se vérifie à quelques centièmes près jusqu'aux environs de 180 degrés au-dessous de zéro, ainsi qu'il résulte des mesures bolométriques effectuées sur l'émission d'une enceinte plongée dans l'air liquide.

2. *Répartition de l'énergie dans le spectre d'un corps noir.* — Après avoir démontré que l'émission totale d'un corps noir, porté à l'incandescence par le courant électrique, est proportionnelle à la puissance quatrième de la température absolue, j'ai entrepris aussitôt, en collaboration avec M. Pringsheim (²), une série de mesures sur le spectre. Notre appareil spectrobolométrique était installé dans la salle des horloges de la Reichsanstalt, où nous pouvions maintenir constante la température du corps noir, à quelques degrés près, des heures durant : à tel point que les nombres observés dans une série d'expériences durant plusieurs heures, pendant la marche ascendante de la température, ne différaient que de 1 pour 100.

Le spectre est produit par un spectroscope catoptrique muni d'un prisme en fluorine. Le bolomètre linéaire, de Lummer et Kurlbaum, a $0^{mm},6$ de large sur $0,1\,\mu$ d'épaisseur. Les quantités d'énergie exprimées dans le même système d'unités sont ramenées au spectre normal. On construit ensuite un diagramme en prenant comme abscisses les longueurs d'onde et comme ordonnées les quantités d'énergie. Aux bandes d'absorption de la vapeur d'eau et du gaz carbonique contenus dans l'atmosphère, correspondent des lacunes : on comble ces lacunes en utilisant l'ensemble des observations. Sur les courbes, on peut lire directement les valeurs de λ_m et de l'énergie correspondante E_m.

D'après ces expériences, les lois

$$\lambda_m \Theta = \text{const.} = A, \qquad E_m \Theta^{-5} = \text{const.} = B$$

(¹) O. Lummer et F. Kurlbaum, *Verh. d. Phys. Ges., Berlin*, t. XVII, n° 9; 1898.

(²) O. Lummer et E. Pringsheim, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. I, n° 1; 1899 (présenté par M. Kohlrausch à l'Académie de Berlin le 24 novembre 1898).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

se vérifient bien ; mais les courbes s'écartent passablement de la forme donnée par la formule de répartition de Wien [formule (2), p. 77].

Dans un second travail, nous avons voulu éliminer l'influence de l'absorption. Le spectroscope et le bolomètre étaient en entier disposés à l'intérieur d'une caisse, dans laquelle l'air était desséché et débarrassé du gaz carbonique. En outre, nous avons effectué des mesures comparatives avec un autre prisme en fluorine d'excellente construction, dont l'angle réfringent avait une valeur différente. Nous avons toujours obtenu les mêmes résultats, aussi bien dans ces séries que dans la première effectuée dans l'été de 1898.

Nous donnons ci-dessous les résultats de la série IV, qui se sont étendus sur le plus grand intervalle de température, et qui a été effectuée dans la caisse.

Sur la *fig.* 1 sont reproduites les courbes d'énergie rapportées au spectre normal : les ordonnées sont réduites de moitié. Les valeurs de λ_m et E_m, déduites de ces courbes, figurent dans les colonnes II et III du tableau : les colonnes IV et V renferment les valeurs, calculées d'après celles-là, de $A = \lambda_m \Theta$ et de $B = E_m \Theta^{-5}$. Dans l'avant-dernière colonne sont inscrites les températures calculées sur la valeur moyenne de B, et dans la dernière la différence entre ces températures calculées et les températures observées.

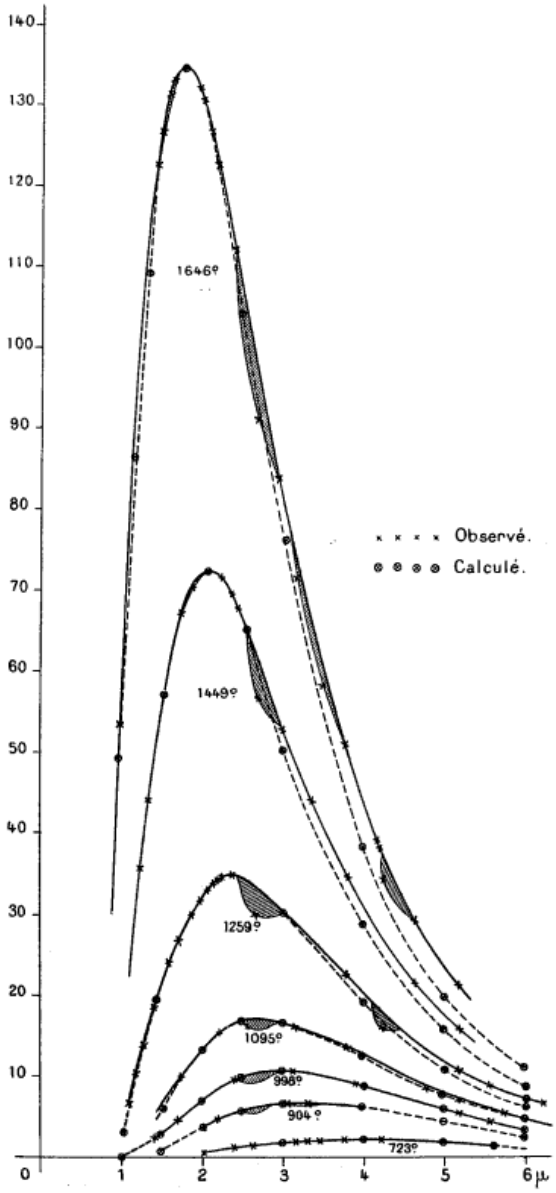
TABLEAU II.

Tempér. absolue.	λ_m.	E_m.	$A = \lambda_m \Theta$.	$B = E_m \Theta^{-5}$.	$T = \sqrt[5]{\frac{E_m}{B_{moy}}}$.	Diff.
621,2...	4,53	2,026	2814	2190.10^{-17}	621,3	+ 0,1
723.....	4,08	4,28	2950	2166.10^{-17}	721,5	— 1,5
908,5...	3,28	13,66	2980	2208.10^{-17}	910,1	+ 1,6
998,5...	2,96	21,50	2956	2166.10^{-17}	996,5	— 2,0
1094,5...	2,71	34,0	2966	2164.10^{-17}	1092,3	— 2,2
1259,0...	2,35	68,8	2959	2176.10^{-17}	1257,5	— 1,5
1460,4...	2,04	145,0	2979	2184.10^{-17}	1460,0	— 0,4
1646.....	1,78	270,6	2928	2246.10^{-17}	1653,5	+ 7,50
Moyenne.....			2940	2188.10^{-17}		

Les légers écarts entre les valeurs de A restent dans les limites de la précision avec laquelle il est possible de déterminer λ_m.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Fig. 1.



Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

L'accord des valeurs de B, qui dépend de la cinquième puissance de Θ, est d'autant plus remarquable qu'au delà de 1000° la température est déterminée au moyen d'une extrapolation, par une équation du second degré (1).

Les valeurs moyennes de A et de B servent à calculer les constantes C et c de l'équation de répartition de Wien.

Les écarts, en pointillé, entre les courbes expérimentales et les courbes construites d'après l'équation, ne sont pas dues aux erreurs accidentelles, mais à une erreur systématique. C'est ce qu'on voit nettement en traçant, d'après les courbes expérimentales, les *droites isochromatiques*

$$\log E = \gamma_1 - \gamma_2 \frac{1}{\Theta},$$

et déterminant le couple de valeurs γ_1 et γ_2 qui correspond à chacune de ces droites. A l'aide des coefficients γ_1 et γ_2 ainsi trouvés et des équations

$$\log C = \gamma_1 + 5 \log \lambda$$

et

$$c = \gamma_2 \frac{\lambda}{\log e},$$

on obtient pour chaque droite isochromatique un système de valeurs C et c. Ces systèmes de valeurs croissent systématiquement avec la longueur d'onde, comme on le voit par le Tableau ci-dessous qui contient les résultats de notre série I :

λ	1μ,21	1μ,96	2μ,20	3μ,63	4μ,56
c	13510	13810	14240	14800	16510
$C.10^{-11}$	1067	1219	1449	1771	2261

Dans la série III, qui atteint des longueurs d'onde plus grandes, c croît jusqu'à 18500 pour $\lambda = 8,3\,\mu$.

Les expériences de Beckmann (2) conduisent à une conclusion analogue. Beckmann a déterminé la courbe isochromatique $\lambda = 24\,\mu$ environ pour un corps noir. Les radiations utilisées étaient isolées du spectre du corps noir par la méthode de Rubens

(1) L. Holborn et L. Day, *Berl. Akad. Ber.*, p. 691-695; 1899.
(2) H. Beckmann, *Inaug. Diss.* (D' Edel, Hannover-Linden); 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

et Nichols (1), en faisant réfléchir le spectre quatre fois sur la fluorine. Suivant ces observations de Beckmann, la loi de Wien ne donne pas une représentation fidèle du spectre d'un corps noir.

Dans une étude précise des rayons restants de la fluorine, Rubens (2) a trouvé que cette substance présentait la réflexion métallique dans les *deux* régions $\lambda_1 = 24\mu$ et $\lambda_2 = 32\mu$: il s'ensuit que la longueur d'onde admise par Beckmann diffère de la longueur réelle. De toutes façons, comme le montre Rubens, même si l'on admet, au lieu de deux bandes séparées, un accroissement continu de l'énergie entre ces deux bandes, il est impossible de représenter les expériences de Beckmann par la formule de Wien, en y faisant $c = 14000$; il faudrait prendre $c = 26000$. M. Rubens commet une erreur lorsqu'il dit que ce nombre n'est pas d'accord avec les expériences de Lummer et Pringsheim.

Ces derniers physiciens (3) ont aussi exécuté récemment des mesures dans la région du spectre comprise entre 12 et 19μ, en employant un prisme de sylvine.

Ces expériences donnent une preuve de plus que la variation de C et c ne résulte pas des erreurs d'observation, mais tient en réalité à ce que l'équation de Wien ne représente pas exactement l'émission de l'enceinte.

Lummer et Pringsheim n'ont déterminé que les courbes isochromatiques : mais ces courbes conviennent très bien pour décider si le coefficient c croît avec la longueur d'onde. Une variation de c ne peut être provoquée que par un changement d'orientation des droites isochromatiques. Or toute cause qui, pour une longueur d'onde déterminée, affecte les mesures d'énergie à toutes les températures dans la même proportion n'influe pas sur cette valeur. Telles sont l'absorption par la vapeur d'eau et le gaz carbonique de l'atmosphère, la réflexion sélective du miroir argenté, l'absorption sélective du prisme ou du noir de platine recouvrant le bolomètre.

Si C et c ne sont pas des constantes, mais varient avec la lon-

---

(1) H. Rubens et E.-F. Nichols, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 418-462; 1897.
(2) H. Rubens, *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 576-588; 1899.
(3) O. Lummer et E. Pringsheim, *Zeits. f. Instrkde*, t. XX, p. 149; 1900. — *Deutsch. Phys. Ges.*, fév. 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

gueur d'onde, les courbes isochromatiques

$$\log E = f\left(\frac{1}{\Theta}\right)$$

ne sauraient être des droites, du moment que le corps noir suit les lois de Boltzmann et de Wien. La courbure d'une *seule* des isochromatiques d'un corps montre déjà que l'émission de ce corps ne suit pas ces lois. Mais ce criterium est peu sensible, et c'est seulement en nous appuyant sur le présent raisonnement que nous avons pu reconnaitre la courbure sur les courbes que nous avions obtenues avec la fluorine.

La courbure est beaucoup plus sensible dans les diagrammes obtenus avec la sylvine, parce que l'intervalle de température était plus grand. Les corps noirs étaient des sphères creuses baignées par de l'air liquide (— 188° C.), de la vapeur d'eau (100° C.) ou du nitre fondu (300° à 500° C.); à partir de 400° et jusqu'à 1800° abs., il était fait usage du corps noir chauffé par le courant électrique. Selon notre attente, nous trouvâmes pour ces grandes longueurs d'onde des valeurs de c encore plus grandes qu'auparavant; les valeurs de c croissent donc *non seulement avec la longueur d'onde, mais encore avec la température*. Cette conclusion concorde avec celle qu'on tire de la courbure des isochromatiques.

D'après un travail de M. Thiesen (1), nos expériences sur la fluorine peuvent se représenter par la formule

$$E = C(\theta\lambda)^{\frac{1}{2}}\lambda^{-5}e^{-\frac{c'}{\lambda\Theta}},$$

où

$$c' = 4{,}5\,\lambda_m\,\theta.$$

Même les expériences sur la sylvine s'accordent d'une manière assez satisfaisante avec cette formule. Contrairement à celle de Wien, cette formule donne pour $\Theta = \infty$, aussi $E = \infty$.

A l'encontre de nos observations, celles de Paschen vérifient complètement la formule de Wien relative à la répartition de l'énergie dans le spectre.

Peu de temps après que nous eûmes communiqué nos premiers

(1) M. Thiesen, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. II, févr. 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

résultats à l'Académie de Berlin, Paschen et Wanner publiaient un Mémoire sur la détermination photométrique de la « constante » c de la loi de Wien ; à ce moment, cette loi n'avait pas encore été vérifiée par la méthode spectrobolométrique. La source employée par Paschen et Wanner était constituée par une lame de platine, recouverte d'oxyde de fer et entourée d'une sphère creuse réfléchissante. La température était mesurée par la méthode de Paschen décrite plus haut (p. 74).

La réalisation du corps noir au moyen d'une enceinte réfléchissante, d'après la théorie de Kirchhoff, présente divers inconvénients. Sans compter qu'il n'existe pas de miroir parfait, il est impossible que l'élément de surface radiant soit transformé en corps noir par une infinité de réflexions. Un autre inconvénient, qui me paraît plus grave encore, c'est qu'il faut mesurer la température d'une *surface* rayonnant dans l'*espace libre*, alors qu'en fait on mesure, dans l'enceinte dont les parois sont à une température uniforme, la température du *volume* rayonnant.

Les courbes isochromatiques obtenues par Paschen et Wanner sont rigoureusement des *droites :* dans l'intervalle étudié, de $\lambda = 0,67\,\mu$ à $\lambda = 0,49\,\mu$ on a en moyenne

$$c = 14440.$$

Paschen et Wanner ont donné pour le même corps noir les résultats de quelques mesures bolométriques, d'où l'on déduit

$$\lambda_m \Theta = 2890 \qquad \text{ou} \qquad c = 5\lambda_m \Theta = 14450.$$

Malgré cette grande concordance et la constance de c pour quelques longueurs d'onde peu éloignées l'une de l'autre, il ne serait pas légitime d'en conclure que l'équation spectrale de Wien est exacte. Tant que l'on n'a pas démontré que cette formule représente bien l'émission d'un corps noir, la valeur numérique de c n'a aucune importance. Et la valeur de c donnée par Paschen et Wanner n'est exacte qu'autant que l'émission de l'enceinte réfléchissante est celle d'un corps noir. La méthode photométrique a d'ailleurs l'avantage que les mesures n'y sont pas troublées par le rayonnement diffus qui provient du maximum calorifique : cette perturbation peut être grave dans les expériences bolométriques.

Il faut rappeler ici les expériences qui ont eu pour but de

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

déterminer avec précision la répartition de l'énergie dans le spectre visible par des mesures photométriques et bolométriques simultanées. Cette méthode, due à König et à Rubens, a été appliquée par Rubens, Kurlbaum et moi (1) au platine poli (étalon de lumière de la Reichsanstalt), et sera appliquée aussi à un corps noir.

La vérification de la loi de Wien forme l'objet exclusif de deux travaux de Paschen (2). Le premier est consacré à l'étude des basses températures entre 100° et 600°C. Les sources sont des sphères creuses chauffées d'une manière uniforme dans des bains liquides. Comme le maximum d'énergie croît plus vite que la cinquième puissance de la température, on réduit d'abord l'ouverture de l'enceinte; cette réduction n'a pas d'influence, puis Paschen recouvre son bolomètre (d'après Lummer et Kurlbaum) de noir de platine qui était enduit de noir de fumée, et enferme la bande bolométrique dans une gaine parfaitement réfléchissante. Le spectroscope catoptrique porte un prisme en fluorine.

Pour coordonner les résultats de ses expériences, Paschen fait « le plus large usage du principe démontré par la théorie et par l'expérience, d'après lequel les courbes de l'énergie, construites dans le système de coordonnées logarithmiques, sont homothétiques (p. 74) ». Cette opération permet de déterminer avec une précision singulière les valeurs de λ_m et de E_m. Les courbes isochromatiques sont des droites; on en déduit les valeurs de c suivantes :

λ	$1{,}89^{\mu}$	$2{,}28^{\mu}$	$3{,}36^{\mu}$	$4{,}66^{\mu}$	$6{,}26^{\mu}$	$7{,}74^{\mu}$
c	14360	14450	14450	14450	14460	14440

En prenant la moyenne des valeurs de $\lambda_m\Theta$ déterminées avec différents bolomètres, on trouve

$$c = 5\lambda_m\Theta = 14455.$$

Dans son deuxième travail, Paschen a étudié l'émission d'un corps noir aux températures élevées. Convaincu de l'exactitude de

(1) Kurlbaum, Lummer, Rubens, *Zeitschr. f. Instrkde*, t. XVI, p. 208; 1896.
(2) F. Paschen, *Berl. Akad. Ber.* (2), t. CVIII, p. 959; 1899, 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

la formule de Wien, Paschen se propose seulement de déterminer les limites dans lesquelles cette formule est valable et la valeur exacte de la constante. Outre l'enceinte réfléchissante, Paschen emploie aussi un corps noir chauffé électriquement. Il fait varier la nature du corps noir et celle du corps réfléchissant et trouve que tout perfectionnement qui rapproche les conditions expérimentales des conditions théoriques atténue les écarts entre les observations et la loi de Wien ; « si l'on augmentait la précision des mesures, il faudrait certainement apporter aux dispositifs, qui suffisent maintenant, des perfectionnements notables, pour resserrer les limites d'exactitude de la loi ».

Paschen conclut en définitive que les conditions

$$\lambda_m \Theta = \text{const.}, \qquad E_m \Theta^{-5} = \text{const.}$$

sont réalisées avec une approximation assez grande. Les courbes d'énergie, en coordonnées logarithmiques, sont encore homothétiques; les isochromatiques sont des *droites* et répondent aux valeurs de C et c suivantes :

λ.....	$0{,}91\,\mu$	$1{,}21\,\mu$	$1{,}59\,\mu$	$1{,}97\,\mu$	$2{,}32\,\mu$	$3{,}25\,\mu$
$C\,10^2$.....	1032	1381	1411	1412	1415	1447
$c\,10^{-1}$.....	1410	1446	1447	1448	1450	1450
λ.....	$3{,}91\,\mu$	$4{,}59\,\mu$	$5{,}12\,\mu$	$6{,}26\,\mu$	$7{,}74\,\mu$	$8{,}24\,\mu$
$C\,10^2$.....	1485	1477	1489	1456	1548	1463
$c\,10^{-1}$.....	1458	1455	1458	1451	1486	1466

Il n'est pas trace ici, au moins en ce qui concerne c, de variation systématique. La moyenne des valeurs de c (14520) s'accorde à $\frac{1}{1400}$ près avec la moyenne des valeurs déterminées sur chaque courbe d'énergie $c = 5\lambda_m\Theta = 14530$.

Comme valeur définitive de c, Paschen adopte le nombre obtenu avec les basses températures

$$c = 14455.$$

A ses yeux la loi de Wien se trouve confirmée par ses expériences et celles de Wanner, pour les longueurs d'onde comprises entre $0{,}7\,\mu$ et $9{,}2\,\mu$ et les températures comprises entre 100° et 1300°, « aussi bien que le permet la difficulté des expériences ».

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Dans un Mémoire récent, Wanner (1) décrit des expériences photométriques par lesquelles il a déterminé les isochromatiques pour différentes longueurs d'onde. La moyenne générale de valeurs de c, déterminées entre $\lambda = 0,49\,\mu$ et $\lambda = 0,67\,\mu$, entre $\Theta = 990°$ et $\Theta = 1570°$ abs., serait :

$$c = 14509$$

avec une erreur probable égale à 20. Reste à juger jusqu'à quel point les « poids » attribués aux moyennes partielles sont justifiés. Pour $\lambda = 0,486\,\mu$, les valeurs de c oscillent entre 13134 et 15227. Wanner conclut de la constance de c que la loi de Wien est probablement exacte dans toute l'étendue du spectre visible.

Conclusions. — Paschen et Wanner sont d'accord avec Lummer et Pringsheim sur deux points : à savoir que $\lambda_m\Theta$ et $E_m\Theta^{-5}$ sont constants. Mais, d'après nos expériences, la répartition de l'énergie dans le spectre s'écarte de la loi de Wien. Ces écarts se font sentir surtout dans la région des grandes longueurs d'onde et aux températures élevées; ils sont nettement accusés par une variation systématique de C et de c. Au contraire les expériences de Paschen et celles de Paschen et Wanner s'accordent *rigoureusement* avec la formule de Wien.

A vrai dire, Paschen et Wanner n'ont pas atteint des longueurs d'onde aussi grandes que les nôtres; néanmoins, les écarts entre les résultats des divers expérimentateurs dépassent de beaucoup la limite des erreurs d'observation connues. Au point de vue exclusivement expérimental, les travaux de Paschen et Wanner me paraissent de valeur au plus égale à ceux de Lummer et Pringsheim. A mon avis, la précision avec laquelle les premiers ont cherché à déterminer c est prématurée et celle qu'ils ont réalisée est illusoire.

La théorie de M. Planck. — Les recherches théoriques de Planck ont apporté de nouveaux arguments à l'appui de la formule de répartition de Wien.

Sous le titre général *Phénomènes de rayonnement irréversibles*, Planck (2) a publié une série de mémoires dans lesquels il

(1) H. Wanner, *Ann. de Ph.*, t. II, p. 141-157; 1900.

(2) M. Planck, *Berl. Akad. Ber.*, p. 57, 715, 1122; 1897; p. 449; 1898; p. 440; 1899; *Ann. de Phys.*, t. I, p. 69-122 et 719-737; 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

étudie l'émission et l'absorption des rayons calorifiques au point de vue de la théorie électromagnétique de la lumière. Planck considère un champ électromagnétique limité de toutes parts par des parois parfaitement réfléchissantes et renfermant des résonateurs accordés sur une période donnée. Il cherche l'action mutuelle de ces résonateurs, en supposant que l'amortissement de leurs vibrations provient seulement de la perte d'énergie due à l'émission.

L. Boltzmann (1) objecte que, dans un diélectrique limité par des parois réfléchissantes, même s'il s'y trouve des résonateurs *sans résistance* de Joule (2), toute transformation électromagnétique est réversible.

Pour lever cette objection, Planck introduit la notion du *rayonnement naturel*.

Tout phénomène de rayonnement qui satisfait à la définition du rayonnement naturel est forcément irréversible. Ensuite, il définit une fonction qu'il appelle *entropie électromagnétique totale du système*, démontre qu'elle obéit à la loi de l'entropie et calcule l'état du système pour lequel cette fonction passe par un maximum. Si l'on admet la nature électrodynamique des radiations, l'état d'équilibre électrodynamique est identique à l'état d'équilibre thermodynamique : la formule trouvée par Planck pour définir le premier équilibre doit nécessairement représenter l'émission d'un corps noir. Cette formule conduit à la loi de répartition de Wien. Suivant Planck, cette loi est donc une conséquence nécessaire de l'application du principe de Clausius au rayonnement électromagnétique et, dit-il, « ses limites de validité, si tant est qu'elle en ait, sont les mêmes que celles du principe de Clausius ».

Les arguments de Planck ne nous paraissaient pas, à Pringsheim et à moi (3), être irréfutables. Car il reste à démontrer que toute forme de l'équation de répartition, autre que celle de Wien, la forme que propose Thiesen, par exemple, conduit à une expression de l'entropie en contradiction avec le principe de Clausius.

---

(1) L. Boltzmann, *Berl. Akad. Ber.*, p. 660, 1016; 1897; p. 182; 1898.

(2) C'est-à-dire dans lesquels il n'y a pas la transformation directe de l'énergie électrique en énergie calorifique connue sous le nom de *phénomène de Joule*. (*Trad.*)

(3) O. Lummer et E. Pringsheim, *Verhandlgn. d. Deutch. Phys. Ges.*, II, n° 12, p. 225; 1889.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pour échapper à cette objection, Planck cherche, dans un mémoire récent, à obtenir la formule de Wien, sans ambiguïté et cela de la manière suivante :

Imaginons que, dans le champ électromagnétique stationnaire, se trouvent, non plus un seul résonateur, mais des résonateurs en nombre n quelconque, identiques entre eux. Dans tous ces résonateurs, les phénomènes sont exactement les mêmes pendant le temps dt, mais restent indépendants les uns des autres.

Supposons que l'un des résonateurs, se trouvant dans le champ stationnaire, possède une énergie supérieure d'une petite quantité ΔU à la valeur U qui correspond à l'état stationnaire. Si l'énergie de ce résonateur varie de dU, il en résultera, suivant Planck, une augmentation d'entropie

$$dS_\Theta = -\,dU\,\Delta U f(U).$$

Planck admet, de plus, que l'augmentation d'entropie des n résonateurs dépendra de nU comme dS_Θ dépend de U et arrive ainsi à l'équation

$$f(nU) = \frac{1}{n} f(U).$$

En faisant usage des lois de Boltzmann et de Wien, il retrouve ensuite l'équation de répartition.

On peut se demander si l'augmentation d'entropie pour un nombre quelconque n de résonateurs est bien la même que pour un seul résonateur écarté de ses conditions d'équilibre d'une quantité égale à la somme des écarts communiqués à chacun des n premiers. Car l'équation ne représente l'augmentation de l'entropie pour un résonateur unique qu'en supposant celui-ci infiniment peu éloigné de son état stationnaire.

IV. Mesure, en valeur absolue, de l'émission d'un corps noir.

Avant même qu'on sût réaliser un corps noir, Christiansen (1) avait tenté de mesurer en valeur absolue l'émission d'un tel corps. Il opérait par la méthode du refroidissement sur une lame de

(1) Christiansen, *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 267-283; 1883.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

cuivre enduite de noir de fumée : il avait déterminé exactement la capacité calorifique de cette lame et en mesurait la température au moyen d'un élément thermoélectrique noyé dans le métal. La lame était placée successivement dans une enceinte noircie et dans une enceinte réfléchissante : on calculait l'échange d'énergie provoqué par la réflexion. Pour faire ce calcul, Christiansen suppose que toute émission homogène est proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue et que le pouvoir absorbant du corps radiant est constant. De ces deux hypothèses la première, qui a été attaquée de plusieurs côtés, me paraît superflue, puisqu'on n'observe que l'émission totale. Christiansen prend 0,91 pour le pouvoir absorbant du noir de fumée, 0,05 pour celui de l'argent; il se trouve ainsi qu'une surface noire à 100° émet, dans une enceinte à 0°, 0,0167 calorie par centimètre carré et par seconde.

Kurlbaum (1) et Knut Angström (2) ont élaboré, presque en même temps, une méthode basée sur un principe tout différent. Elle consiste à comparer l'élévation de température provoquée par le rayonnement à celle que produit un courant électrique dont l'intensité est mesurée en valeur absolue. Mais les deux physiciens ont réalisé cette idée commune sous des formes différentes.

Kurlbaum emploie comme récepteur notre bolomètre qui forme l'une des branches d'un réseau de Wheatstone. Il importe de connaître avec précision l'aire du bolomètre. Pour cette raison, on dispose l'un derrière l'autre deux bolomètres, de manière que les bandes de l'un remplissent exactement les vides de l'autre; on obtient ainsi une *paroi* bolométrique. La source est un corps noir, baigné de vapeur d'eau ou de glace fondante.

Comme l'émission du corps noir obéit à la loi de Stefan, il est indifférent d'effectuer les mesures dans tel ou tel intervalle de température.

Kurlbaum a trouvé :

$$E_{100} - E_0 = 0{,}0176, \qquad \text{soit} \qquad \sigma = 1{,}28.10^{-12}\ \frac{\text{pet. cal.}}{\text{cm}^2.\text{sec.}}.$$

(1) F. Kurlbaum, *Zeitsch. f. Inst.*, t. XIII, p. 122; 1893; *Wied. Ann.*, t. LI, p. 591-592; 1894; t. LXV, p. 746-760; 1898.

(2) Knut Angström, *Acta Reg. Soc. Upsal;* juin 1893.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Si l'on prend le watt comme unité :

$$E_{100} - E_0 = 0{,}0731 \frac{\text{watt}}{\text{cm}^2}; \qquad \sigma = 5{,}32 . 10^{-12} \text{ watt}.$$

Une fois que le bolomètre a été étalonné, on peut mesurer immédiatement, en valeur absolue, l'émission d'un corps quelconque.

Angström se sert, comme récepteur, d'une lame de platine platiné; il mesure l'élévation de température provoquée par le rayonnement ou par le courant au moyen d'un élément thermoélectrique.

V. — Détermination de la température d'après la répartition de l'énergie dans le spectre du corps noir et du platine poli.

La mesure de la répartition de l'énergie dans le spectre du platine poli sert de base à une méthode de détermination des températures, que nous avons mise en œuvre, Pringsheim et moi (1), à l'aide de la caisse en platine décrite plus haut. Il importait d'observer l'émission directe de la surface libre et de soustraire le bolomètre au rayonnement *dérobé,* provenant de la réflexion entre la lame incandescente et son enveloppe.

Il résulte de ces mesures aussi pour le rayonnement du platine :

$$\lambda_m \Theta = \text{const.},$$

mais que les maxima d'énergie croissent à peu près comme la *sixième* puissance de la température absolue. Cette loi serait d'accord avec celle de Lummer et Kurlbaum, que l'émission totale croît comme la cinquième puissance de la température, si la formule de Paschen

$$E = C\lambda^{-\alpha} e^{-\frac{c}{\lambda\Theta}},$$

où $\alpha = 6$, représentait bien l'émission homogène du platine. Une comparaison numérique montre que les nombres calculés et les nombres observés coïncident bien jusqu'à une certaine distance

(1) O. Lummer et E. Pringsheim, *Verhandlgn. d. Deutch. Phys. Ges,,* n° 12, p. 230; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

des maxima, mais que les premiers décroissent notablement plus vite vers les deux extrémités des courbes.

Cette circonstance concorde avec cette autre que les isochromatiques présentent une courbure notable et que les valeurs de c calculées d'après ces isochromatiques varient d'une manière systématique. Entre 1μ et 4μ, c croît de 13800 à 18000 environ, c'est-à-dire plus rapidement que dans le cas d'un corps noir.

Le produit $\lambda_m \Theta$ est en moyenne égal à 2630. Connaissant ce nombre et le nombre $\lambda_m \Theta = 2940$ relatif au corps noir, on est à même de fixer des limites très rapprochées enserrant la température d'autres corps dont l'émission a des qualités déterminées, en se basant sur la position du maximum d'énergie dans le spectre.

Dans le cas d'un corps *noir* ou *gris*, la relation $\lambda_m \Theta = 2940$ permet de déterminer immédiatement la température, du moment que λ_m est connu. Si l'on veut appliquer ce calcul à un corps quelconque, il est nécessaire, d'après Lummer et Pringsheim, de l'enfermer dans une enceinte bien réfléchissante, munie d'une ouverture étroite par laquelle sorte le rayonnement direct de ce corps. A vrai dire, l'émission ainsi obtenue n'est pas rigoureusement celle d'un corps noir et ne suffirait pas pour étudier les lois de l'émission; mais elle suffit pour déterminer, d'après les lois connues, la température inconnue dans l'espace intérieur à l'enceinte. Mais, même sans donner à la surface rayonnante les propriétés d'une surface noire, on peut déterminer d'une manière approximative la température d'une substance pour laquelle $\lambda_m \Theta = \text{const.}$, et qui possède des propriétés intermédiaires entre celles du platine et celles du corps noir, c'est-à-dire pour laquelle $6 > \alpha > 5$. C'est l'étude de l'émission totale et de l'énergie maxima qui renseigne sur ce point. De la loi de répartition résulte la valeur de λ_m, dès qu'on a obtenu pour Θ les deux limites $\frac{2940}{\lambda_m}$ et $\frac{2630}{\lambda_m}$.

Les nombres du Tableau ci-après ont été calculés en supposant que les sources en question appartiennent à la classe des « corps noir-platine ».

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

	λ_m.	Θ_{max}.	Θ_{min}.
	μ	°	°
Arc électrique.....	0,7	4200 abs.	3750 abs.
Lampe de Nernst.....	1,2	2450	2200
Bec Auer.....	1,2	2450	2200
Lampe à incandescence....	1,4	2100	1875
Bougie.....	1,5	1960	1750
Bec Argand.....	1,55	1900	1700

Violle (1), d'après des mesures calorimétriques, évalue la température de l'arc électrique à 3900° abs.; Wilson et Gray (2) à 3600°, d'après une extrapolation faite sur la courbe d'émission de l'oxyde de cuivre. Abney et Festing (3) donnent, pour l'arc électrique, $\lambda_m = 0{,}73\,\mu$, ce qui correspondrait, dans notre calcul, à $\Theta_{max} = 4000°$ et $\Theta_{min} = 3600°$. Plus récemment, Wanner (4), en prolongeant les droites isochromatiques du charbon de lampe, trouve comme température 3700° pour le charbon à mèche, 3850° pour le charbon de cornue. De ce que les nombres obtenus avec les deux longueurs d'onde employées, soit $\lambda = 0{,}66$ et $\lambda = 0{,}55\,\mu$, concordent entre eux, Wanner conclut « que la loi de Wien est exacte dans le spectre visible jusqu'à 4000° ».

Mais l'extrapolation sur les *droites* isochromatiques n'est pas sans danger; en outre, la méthode de Wanner doit conduire à des valeurs trop faibles de la température. En effet, Wanner admet que l'émission du charbon est égale, *en intensité*, à celle d'un corps noir. Cela est peu probable, malgré la formation du cratère, quoique la présence de cette cavité rapproche sûrement le charbon des corps noirs. Nous en avions conclu déjà, Pringsheim et moi, que pour le charbon Θ_{max} est plus exact que Θ_{min}.

IV. — Équation générale pour l'émission d'un corps noir.

Comme nous l'avons vu, les expériences de Lummer et Pringsheim d'une part, celles de Paschen et Wanner d'autre part, ont donné des résultats essentiellement différents. Les premières, en

(1) J. Violle, *Comptes rendus*, t. CXX, p. 868; 1895.
(2) W.-E. Wilson et P.-L. Gray, *Proc. R. S.*, t. LVIII. p. 24-38; 1895.
(3) Abney et Festing, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXV, p. 328; 1883.
(4) H. Wanner, *Ann. d. Phys.*, t. II, p. 156; 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

effet consacrent la loi de Wien, d'après laquelle,

$$\lim_{\Theta=\infty} E \neq \infty.$$

Les autres sont représentées par la formule de Thiesen, d'après laquelle

$$\lim_{\Theta=\infty} E = \infty.$$

condition à laquelle conduit aussi l'équation de Michelson. Il est étrange que les formules de Wien et de Michelson, reposant sur les mêmes principes, aboutissent à des conséquences absolument contradictoires. Aussi m'a-t-il paru intéressant de discuter les hypothèses faites par Michelson et par Wien et de rechercher par quelle modification de ces hypothèses on arriverait à retrouver la formule de Thiesen.

J'ai entrepris cette étude avec l'aide de mon ami E. Jahnke (1), et nous avons trouvé en même temps une forme de l'équation spectrale qui renferme toutes celles qui ont été proposées jusqu'ici.

Nous avons vu que la formule de Michelson aboutit à des conséquences inexactes et qu'on peut objecter au raisonnement de Wien de ne pas être valable pour un gaz enfermé dans une enceinte réfléchissante. Laissons même de côté cette part d'arbitraire, contenue dans les déductions de Wien. Comme Michelson, il admet que l'énergie est une fonction de l'énergie cinétique et, de plus, est proportionnelle au *nombre de Maxwell*. En fait, il écrit seulement qu'elle est proportionnelle à la probabilité de l'existence d'une certaine vitesse et néglige le facteur $\Theta^{-\frac{3}{2}}$ que renferme l'équation de Maxwell.

Wien suppose sans doute, en ce faisant, que, en vertu de sa loi du déplacement, il suffit de posséder *une seule* isotherme pour connaître la répartition de l'énergie sur toutes les autres. Pour $\Theta = \text{const.}$, la loi de Maxwell donne effectivement cette répartition pour une *isotherme*. Mais si l'on veut obtenir une loi générale, il faut que cette loi s'obtienne aussi bien si, au lieu de partir d'une isotherme, on part d'une *isochromatique* à laquelle on applique la loi de déplacement de Wien; alors on ne

(1) Notre Travail sera publié d'ici peu dans les *Annalen der Physik*.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

peut pas prendre $\Theta =$ const. et supprimer le facteur $\Theta^{-\frac{3}{2}}$. En maintenant ce facteur, on arrive à la formule

$$E = C(\lambda\Theta)^{-\frac{3}{2}}\lambda^{-5}e^{-\frac{c}{\lambda T}},$$

qui donne

$$\lim_{\Theta=\infty} E = 0.$$

L'hypothèse que l'énergie est proportionnelle à une fonction $\varphi(v^2)$ de l'énergie cinétique ne suffit donc pas pour obtenir une formule convenable, en faisant usage de la loi de Maxwell. Il faut encore supposer, avec Michelson, que cette énergie est proportionnelle à une fonction $f(\Theta)$ de la température absolue.

Par cette voie, en appliquant la loi de déplacement de Wien, on trouve l'équation spectrale

$$E = C\Theta^{5-\mu}\lambda^{-\mu}e^{-\frac{c}{\lambda\Theta}}, \tag{1}$$

où $c = \mu\lambda_m\Theta$ et C sont des constantes, μ un nombre positif inférieur ou égal à 5. En faisant

$\mu = 5$, on a la formule de Wien,
$\mu = 4{,}5$ » » de Thiesen,
$\mu = 4$, » » de Lord Rayleigh (1).

Pour que la différence essentielle entre les expériences de Lummer et Pringsheim et celles de Paschen et Wanner disparût, il faudrait représenter aussi les premières par une formule ne renfermant plus explicitement la température. En fait, on parvient à une telle formule en adoptant la forme symbolique

$$F(v^2, \lambda, \Theta) = 0.$$

---

(1) Dans une Note récente (*Phil. Mag*, t. XLIX, p. 539-540, 1900), Lord Rayleigh regarde comme peu vraisemblable la condition $\lim_{\Theta=\infty} E \neq \infty$, déduite de l'équation de Wien, malgré la confirmation de cette conséquence par les expériences de Paschen. Il ajoute : « au point de vue théorique, ce résultat ne me paraît guère autre chose qu'une conjecture ». Il propose, sans démonstration, à la place de la formule de Wien, la suivante :

$$E = C\Theta\lambda^{-4}e^{-\frac{c}{\lambda\Theta}}.$$

On remarquera que cette formule n'est pas d'accord avec les expériences de Lummer et Pringsheim.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Il est vrai qu'on quitte ainsi le terrain de la loi de Maxwell. Mais, pour établir la formule (1), on a été forcé d'admettre que E est proportionnelle à $\varphi(v^2)$ et à $f(\Theta)$, ce qui fait perdre à la formule tout son caractère *théorique*. De telles déductions ne peuvent prétendre à constituer une théorie que s'il est possible de déterminer, sur la base d'idées mécaniques, les fonctions inconnues, de manière qu'on puisse ensuite en tirer toutes les lois de l'émission.

D'ailleurs, dire que E est proportionnelle à $f(\Theta)$, c'est dire que l'énergie d'une radiation λ dépend de l'influence réciproque d'atomes possédant la vitesse correspondant à λ.

Cette forme plus générale de l'équation est

$$E = C'\Theta^{5}(\lambda\Theta)^{-\mu}e^{-\frac{c'}{(\lambda\Theta)^{\nu}}}, \tag{2}$$

où

$$C' = E_m\Theta^{-5}(\lambda_m\Theta)^{\nu}e^{\frac{\mu}{\nu}},$$

$$c' = \frac{\mu}{\nu}(\lambda_m\Theta)^{\nu}.$$

Sous cette forme, l'équation peut représenter les expériences de Lummer et Pringsheim si μ et ν satisfont aux inégalités

$$4,5 \leqq \mu \leqq 5,$$
$$1 \geqq \nu \geqq 0,9.$$

La première forme limite ($\mu = 4,5$ et $\nu = 1$), est celle que M. Thiesen a trouvée par une autre voie. L'autre forme limite ($\mu = 5$, $\nu = 0,9$) nous apprend que les expériences de Lummer et Pringsheim ne sont pas susceptibles de décider si E devient ou non infini quand Θ croît indéfiniment.

La question n'est donc pas encore tranchée. Il faudra de nouvelles expériences à des températures plus élevées et avec de très grandes longueurs d'onde pour la résoudre définitivement.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

SUR

L'ÉMISSION DES GAZ,

PAR E. PRINGSHEIM,

PROFESSEUR AGRÉGÉ A L'UNIVERSITÉ DE BERLIN.

Traduit de l'allemand par E. Rothé, Préparateur à la Sorbonne.

I. **Loi de Kirchhoff**. — Les relations intimes qui unissent l'émission et l'absorption de la radiation sont surtout évidentes dans les spectres de raies des gaz. Tout d'abord, la belle expérience du renversement des raies expliqua d'une manière simple et féconde le phénomène, jusque-là si énigmatique, des raies de Fraunhofer; d'un seul coup, l'analyse spectrale franchit les murs du laboratoire pour atteindre l'immensité du monde des astres.

En cherchant une base théorique à cette importante découverte, Kirchhoff fut conduit à sa loi célèbre sur l'émission et l'absorption de la lumière et de la chaleur. Cette loi est devenue la base de l'étude théorique des radiations. Le rayonnement des corps solides et liquides obéit rigoureusement à la loi de Kirchhoff (à quelques exceptions près, faciles à reconnaître), et son importance, sur ce terrain, s'est accrue de plus en plus, surtout dans ces derniers temps, depuis qu'on a pu étudier expérimentalement le rayonnement des *corps noirs* (1) et donner ainsi à l'étude expérimentale de la loi du rayonnement une solide base scientifique.

(1) Voir notamment les Rapports de M. Wien et de M. Lummer.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Il en est autrement du domaine auquel la loi de Kirchhoff s'appliqua d'abord : l'analyse spectrale des gaz. Ici, la portée de cette loi s'est affaiblie de plus en plus; pour un très grand nombre de phénomènes, les conditions qu'elle exige ne se trouvent pas remplies.

a. Démonstration élémentaire. — Kirchhoff a établi sa proposition par la méthode thermodynamique : il a appliqué le deuxième principe de la théorie mécanique de la chaleur à l'échauffement par rayonnement. La condition fondamentale que doit remplir le rayonnement d'un corps, pour que le deuxième principe lui soit applicable, peut s'énoncer comme il suit :

Condition fondamentale. — *L'énergie rayonnée par un corps doit être empruntée intégralement à sa chaleur propre, et l'énergie radiante absorbée par le corps doit se transformer intégralement en chaleur.*

Quand un rayonnement remplira ces conditions, nous dirons, avec R. von Helmholtz (1), que c'est un *rayonnement calorifique* proprement dit (*Temperaturstrahlung*). Dans le court exposé de la loi de Kirchhoff qui va suivre, nous n'aborderons que ce rayonnement particulier.

Considérons un corps quelconque K, placé dans une enceinte imperméable à la chaleur, de température uniforme Θ : la puissance rayonnée par ce corps doit être égale à la puissance absorbée; sinon, contrairement au principe de Carnot, l'équilibre de température serait détruit par le rayonnement. Désignons par *pouvoir émissif* E du corps K la puissance émise, par unité de surface, sous forme de rayonnement. L'unité de surface reçoit, dans ces conditions, une quantité d'énergie radiante que nous désignerons par *e*. Le corps K absorbe la quantité d'énergie A*e*, A étant le *pouvoir absorbant* du corps pour le rayonnement considéré.

---

(1) R. von Helmoltz, *Die Licht- und Wärmestrahlung verbrennender Gase* (*Gekrönte Preisarbeit des Vereins zur Förderung des Gewerbefleisses in Deutschland*, p. 29, Berlin; 1890).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

L'énergie absorbée devant être égale à l'énergie émise, on aura

$$\frac{E}{A} = e. \tag{1}$$

Le rayonnement E et e consiste en radiations de longueurs d'onde très différentes, en général de toutes les longueurs d'onde comprises entre o et ∞.

Désignons par $\mathcal{C}\,d\lambda$ et $\varepsilon\,d\lambda$ l'énergie des radiations contenues dans les rayonnements E et e dont la longueur d'onde est comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$. $\mathcal{C}$ désigne ainsi le pouvoir émissif du corps K à la température Θ pour les radiations dont la longueur d'onde est λ. $\mathcal{A}$ est le pouvoir absorbant du corps K pour ces radiations, et l'on a

$$A = \frac{\int_0^\infty \mathcal{A}\varepsilon\,d\lambda}{e},$$

ou encore

$$E = \int_0^\infty \mathcal{A}\varepsilon\,d\lambda. \tag{2}$$

Portons maintenant successivement le corps K dans une série d'enceintes à la même température Θ, mais de forme et de propriétés différentes : l'émission du corps K demeurera invariable, ainsi que son pouvoir absorbant $\mathcal{A}$ pour chaque radiation homogène. Si, dans ces différentes enceintes, l'énergie radiante ε tombant sur le corps K était différente et prenait les valeurs successives ε_1, $\varepsilon_2, \ldots, \varepsilon_n$, nous obtiendrions un système d'égalités de la forme

$$\int_0^\infty \mathcal{A}\varepsilon\,d\lambda = \int_0^\infty \mathcal{A}\varepsilon_1\,d\lambda = \ldots = \int_0^\infty \mathcal{A}\varepsilon_n\,d\lambda.$$

Comme le corps K est absolument quelconque, $\mathcal{A}$ est une fonction arbitraire de λ indépendante de ε, et le système d'égalités ne peut être satisfait que pour $\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \ldots = \varepsilon_n$.

En d'autres termes :

Dans toute enceinte imperméable à la chaleur, à température constante Θ, *le rayonnement est indépendant de la forme de l'enceinte et de la nature des corps qui y sont contenus. Pour chaque longueur d'onde* λ, *il prend une valeur*

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

bien déterminée qui est aussi indépendante de la nature du corps K.

L'égalité (2) peut s'écrire

$$\int_0^\infty \mathcal{E}\,d\lambda = \int_0^\infty \mathcal{A}\varepsilon\,d\lambda.$$

Elle est valable pour n'importe quel corps K et, par suite, $\mathcal{E}$ et $\mathcal{A}$ sont des fonctions de λ tout à fait quelconques, et l'égalité ne peut, en général, exister que si entre les fonctions $\mathcal{E}$ et $\mathcal{A}$ et la fonction ε, indépendante des précédentes, existe la relation

$$\mathcal{E} = \mathcal{A}\varepsilon$$

ou

$$\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{A}} = \varepsilon. \tag{3}$$

Quand un corps a, pour toutes les radiations de longueurs d'onde comprises entre o et ∞, un pouvoir absorbant égal à l'unité, on a pour chaque λ

$$\mathcal{A} = 1 \qquad \text{et} \qquad \mathcal{E} = \varepsilon.$$

Par conséquent, le rayonnement qui règne à l'intérieur de l'enceinte à température Θ est identique au rayonnement émis à la même température par un corps dont le pouvoir absorbant pour toutes les radiations est égal à l'unité.

Un corps qui absorbe ainsi toutes les radiations qui viennent le frapper, qui par suite ne les réfléchit ni ne les transmet, a été appelé par Kirchhoff corps *absolument noir*. Il en résulte que e est le pouvoir émissif d'un corps noir pour les radiations de longueur d'onde λ à la température Θ.

Nous sommes donc conduits au résultat suivant :

Le rayonnement à l'intérieur d'une enceinte, à température constante, est identique au rayonnement émis par un corps noir, à la même température, et l'égalité (3) exprime la loi de Kirchhoff de la façon suivante :

Pour tous les corps, le rapport entre le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant est constant pour une même température et une même longueur d'onde. Il est égal au pouvoir émissif du

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

corps noir de même température pour la même longueur d'onde.

b. Cas théoriquement possibles. — Quand un corps émet un rayonnement ne possédant pas la propriété d'un rayonnement calorifique proprement dit, son pouvoir absorbant $\mathcal{A}$ possède pour chaque radiation une valeur fixe que l'on peut déterminer expérimentalement, mais son pouvoir émissif $\mathcal{E}$ n'est pas nécessairement égal au produit $\mathcal{A}\varepsilon$: il peut lui être supérieur ou inférieur. Pour les substances fluorescentes, par exemple, le rayonnement provient, au moins en partie, d'une source d'énergie différente de leur chaleur propre. Pour elles, on a $\mathcal{E} > \mathcal{A}\varepsilon$, et pour cette raison Kirchhoff les a exceptées de sa loi. Les corps qui possèdent de puissantes propriétés photochimiques n'obéissent pas à la seconde partie de la condition fondamentale; ils transforment le rayonnement entièrement ou partiellement absorbé en une autre forme d'énergie que l'énergie calorifique. C'est pourquoi Kirchhoff les a également exceptés. On ne peut, en général, tirer aucune conséquence de l'application du deuxième principe de la Thermodynamique seul aux substances qui ne remplissent pas la condition fondamentale. Aussi, sans contradiction avec les principes de la Thermodynamique, ils pourraient fort bien, à haute température, posséder un pouvoir absorbant $\mathcal{A}$ considérable, sans émettre de radiations de la longueur d'onde considérée (1).

Quand un corps ne satisfait pas aux deux parties de la condition fondamentale, il peut cependant encore se faire que, pour une température et une longueur d'onde déterminées, on ait $\mathcal{E} = \mathcal{A}\varepsilon$. Mais il paraît extrêmement invraisemblable que cette égalité soit valable pour un tel corps, dans un grand intervalle de température et pour toutes les longueurs d'onde qu'il émet; on peut donc dire pratiquement en toute certitude :

Quand un corps satisfait à la loi de Kirchhoff, son rayonnement est un rayonnement calorifique proprement dit; quand

---

(1) Pour cette raison, je ne puis partager l'idée énoncée par M. Drude dans son *Traité d'Optique* (Leipzig, 1900) : « *Tous les gaz et les vapeurs doivent, à une température suffisante, émettre un rayonnement calorifique proprement dit, satisfaisant à la loi de Kirchhoff, sans quoi il y aurait contradiction avec le second principe de la Thermodynamique.* »

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

un corps ne satisfait pas à la loi de Kirchhoff, son rayonnement n'est pas un rayonnement calorifique proprement dit.

L'expérience résoudrait complètement la question, s'il était possible de mesurer avec une exactitude suffisante la température du corps rayonnant, ainsi que les grandeurs $\mathcal{E}$, $\mathcal{A}$, et ε, pour pouvoir constater si, pour toutes les longueurs d'onde considérées, la relation est satisfaite. Les travaux de Lummer et Pringsheim et de Paschen nous ont fait connaître ε en fonction de la longueur d'onde et de la température, ce qui pourrait faciliter l'étude expérimentale. Mais de très grosses difficultés s'opposent encore à une mesure exacte. Ce n'est que dans un nombre restreint de cas, où l'on s'écarte beaucoup de la loi de Kirchhoff, que l'expérience est relativement facile; il existe, en effet, des phénomènes de luminescence pour lesquels on peut affirmer non seulement que $\mathcal{E} > \mathcal{A}\varepsilon$, mais aussi que $\mathcal{E} > \varepsilon$ pour la température considérée.

D'après la loi de Kirchhoff, le quotient $\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{A}}$ est, pour chaque corps, uniquement fonction de la longueur d'onde λ et de la température Θ, comme la fonction ε elle-même; mais les grandeurs $\mathcal{A}$ et $\mathcal{E}$ peuvent encore dépendre d'un très grand nombre de variables. Elles dépendent, en général, de l'état physique et chimique du corps, pour les gaz en particulier, de la pression et de la densité. Elles peuvent aussi dépendre de phénomènes très complexes se produisant dans le corps rayonnant; pour les gaz, de modifications chimiques ou de décharges électriques.

Quand les gaz émettent un rayonnement, non pas par suite d'échauffement, mais par suite d'autres causes, comme des phénomènes chimiques ou électriques, trois cas peuvent se présenter:

1° Les phénomènes qui produisent l'émission ne servent qu'à amener le gaz à la haute température nécessaire à l'émission. Alors les conditions de la loi de Kirchhoff sont satisfaites; $\mathcal{E}$ et $\mathcal{A}$ ne dépendent qu'indirectement des quantités qui servent à fixer la température dont $\mathcal{A}$ et $\mathcal{E}$ sont des fonctions. S'il était possible d'amener, par simple échauffement, le gaz à la même température, l'émission et l'absorption seraient les mêmes. On admettait généralement autrefois que l'émission des gaz, par action chimique ou électrique, se produisait de cette façon.

2° Les phénomènes chimiques et électriques amènent le gaz à un

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

état modifié dans lequel $\mathfrak{A}$ et $\mathfrak{E}$ prennent des valeurs différentes. Dans cet état, l'émission du gaz est un rayonnement calorifique proprement dit, où sa température peut encore être influencée par les actions chimiques ou électriques. $\mathfrak{E}$ et $\mathfrak{A}$ seraient ainsi fonction des paramètres dont dépend le phénomène de la décharge électrique ou de la transformatiou chimique, mais ces grandeurs devraient entrer dans $\mathfrak{E}$ et $\mathfrak{A}$ comme des facteurs identiques, de telle sorte que $\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{A}}$ en fût indépendant et uniquement fonction de λ et de Θ. Dans ce cas, le gaz ne pourrait, par simple échauffement, être amené à cet état à la même température. Par suite d'un simple échauffement, il pourrait bien émettre aussi un rayonnement, conformément à la loi de Kirchhoff, mais son pouvoir émissif et son pouvoir absorbant seraient tout différents de ceux qu'il aurait si le rayonnement avait pour cause ces autres phénomènes.

Pour les gaz à faible pouvoir absorbant, il pourrait même arriver que l'émission par simple échauffement ne fût pas du tout appréciable (1).

3° Les phénomènes chimiques et électriques fournissent entièrement ou partiellement l'énergie nécessaire à l'émission et sont influencés par l'absorption. Ici les conditions de la loi de Kirchhoff ne sont pas remplies.

II. Les différents spectres. — L'émission des gaz, comme l'émission des corps solides et liquides, ne se limite pas aux radiations visibles ; elle s'étend à l'infra-rouge et à l'ultra-violet. Comme il est commode d'appliquer à l'étude de l'ultra-violet la méthode photographique, cette région a été étudiée assez complètement. Au contraire, nous ne possédons que peu de travaux sur les spectres des gaz dans l'infra-rouge (2). Pour la question qui nous occupe, les recherches les plus importantes, à peu d'exceptions près, ont eu trait au spectre visible ; aussi c'est de la *lumière* émise par les gaz que nous nous occuperons le plus souvent dans ce qui va suivre.

---

(1) DRUDE, *Traité d'Optique*, p. 486 ; Leipzig, 1900.

(2) ABNEY, *Phil. Mag.* [5], t. VII, p. 316 ; 1879. *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXII, p. 443 ; 1881. H. BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. XCVII, p. 71 ; 1883. *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XXX, p. 45 ; 1883. *Comptes rendus*, t. XCIX, p. 374 ; 1884. B.-W. SNOW, *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 208 ; 1892.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

On peut distinguer trois sortes de spectres : les spectres *continus,* les spectres de *bandes* et les spectres de *raies.*

Quelques gaz et vapeurs donnent, par échauffement ou par combustion, des spectres continus; pour d'autres gaz, les spectres de raies, émis sous l'action de décharges électriques, s'étalent tellement quand la pression augmente que, pour de très hautes pressions, ils ont absolument l'aspect de spectres continus. Enfin, dans presque tous les cas dans lesquels les gaz fournissent des spectres intenses de bandes ou de raies, l'espace qui sépare les raies brillantes et les bandes n'est pas complètement sombre; aussi les raies semblent posées sur un fond continu faiblement lumineux. On n'est pas certain de l'origine de ces spectres continus. Lorsqu'ils proviennent de décharges électriques, Cazin ne les considère pas comme des spectres de gaz; il les attribue à des parcelles solides ou liquides qui se détachent des électrodes (1). Leur nature est encore si peu éclaircie qu'on ne peut guère se prononcer sur leur mode de formation. Il est nécessaire d'en reprendre l'étude.

Bien que les spectres de bandes et les spectres de raies soient bien souvent difficiles à distinguer, et bien qu'il soit possible, dans diverses circonstances, d'obtenir simultanément ces deux sortes de spectres, il faut cependant admettre qu'il n'y a pas là seulement une différence quantitative, mais bien qualitative. Ce qui rend cette hypothèse très vraisemblable, c'est que les lois de répartition très remarquables que l'on a pu mettre en évidence, dans les spectres des corps simples, sont essentiellement différentes pour les spectres de raies et les spectres de bandes (2).

Les spectres de raies ne se produisent qu'avec les corps simples; les spectres de bandes, aussi bien avec ces derniers qu'avec les corps composés. On a souvent admis que, pour les corps simples, qui donnent tout aussi bien des spectres de bandes que des spectres de raies, les spectres de bandes se produisent à basse

---

(1) A. Cazin, *Comptes rendus,* t. LXXXIV, p. 1151; 1877.

(2) Mitscherlich, *Pogg. Ann.,* t. CXXI, p. 459; 1863. Lecoq de Boisbaudran, *Comptes rendus,* t. LXIX, p. 445, 606, 657; 1869. Balmer, *Wied. Ann.,* t. XXV, p. 80; 1885. Deslandres, *Comptes rendus,* t. CIII, p. 375, 1886; t. CIV, p. 972; 1887. *Ann. de Chim.,* 6e série, t. XV, p. 5; 1888. Rydberg, *Zschr. f. Phys. Chem.,* t. V, p. 227; 1890. *Kongl. Svenska Vetensk. Acad. Handl.,* t. XXIII; 1891. Kayser und Runge, *Abhand d. Berl. Acad. d. Wiss.;* 1890, 1891, 1892. *Voir* encore le Rapport de M. Rydberg.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

température, les spectres de raies à température notablement plus élevée. Cette affirmation a été contredite par une belle expérience de van Monkhœven (1) : il fit usage d'un tube de Geissler à étranglement capillaire muni de quatre électrodes, et qui donnait *à la fois,* le spectre de bandes et le spectre de raies de l'azote, quand le gaz était traversé *en même temps* par deux courants : l'un était un courant d'induction ordinaire ; dans le second circuit on avait intercalé une bouteille de Leyde.

Monkhœven attribua la différence observée au mode différent employé à l'excitation du gaz.

Beaucoup d'observateurs ont attribué la différence entre les spectres de raies et de bandes à cette cause, que les derniers proviennent des molécules et les premiers des atomes. Cette opinion semble avoir été réfutée par les travaux d'Eder et Valenta (2), qui ont montré que la vapeur de mercure, monatomique, possède également un spectre de bandes. Cependant, il n'est pas impossible que le spectre de bandes, observé seulement avec du mercure fraîchement distillé, provienne de molécules complexes.

III. Différents modes de production. — Nous allons maintenant examiner en particulier les différentes méthodes par lesquelles on peut produire l'émission des gaz, étudier le rayonnement relativement à la loi de Kirchhoff, et chercher à nous faire une opinion sur l'émission en considérant les différents cas théoriquement possibles que nous avons énumérés.

Parmi tous les travaux qui ont trait aux spectres des gaz, je devrai me contenter de faire un choix, sans m'occuper nullement de la priorité, et de citer seulement les travaux qui me paraissent présenter le plus d'intérêt pour la question spéciale que je me propose de traiter.

a. Fluorescence des gaz. — Les gaz peuvent devenir fluorescents par illumination, comme l'a montré Lommel (3). D'après lui, la vapeur d'iode, exposée à la lumière solaire, émet une fluorescence jaune orangé qui donne un spectre contenant du rouge,

(1) D. van Monkhœven, *Comptes rendus,* t. XCV, p. 520; 1882.
(2) Eder et Valenta, *Wied. Ann.,* t. LV, p. 479; 1895.
(3) E. Lommel, *Wied. Ann.,* t. XIX, p. 356; 1883.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de l'orangé, du jaune et du vert, la couleur la plus brillante étant l'orangé. Relativement à l'absorption, ce sont les radiations vertes qui agissent le plus fortement, les radiations jaunes et les radiations bleu vert agissent moins. Plus tard, Konen (1) observa la fluorescence de la vapeur d'iode très raréfiée. Le spectre ainsi obtenu, qui est également un spectre continu, doit être identique au spectre fourni par la vapeur d'iode très dense, quand on élève sa température au delà de 550°. Wiedemann et Schmidt (2) ont établi qu'un certain nombre de vapeurs organiques, fortement absorbantes, deviennent fluorescentes sous l'action des radiations du soleil ou de l'arc électrique et aussi que les vapeurs de Na et de K émettent une lumière fluorescente. Le spectre fluorescent de la vapeur de Na se compose de trois parties :

1° Une bande non cannelée dans le rouge ;
2° Une bande cannelée dans le vert ;
3° La raie brillante du sodium dans le jaune.

« Dans le spectre de fluorescence du potassium on ne voit qu'une bande rouge intense, les raies brillantes du métal ne pouvaient pas être mises en évidence ; cependant leur absence pourrait être attribuée au peu d'intensité de la lumière incidente. »

« Pour les corps solides et liquides fluorescents, le spectre de fluorescence se compose de larges bandes continues et étalées : ici, au contraire, nous sommes en présence de bandes cannelées, comme en offrent d'autres gaz sous l'action des décharges électriques, et aussi en présence de *raies isolées*. »

Dans la fluorescence de la vapeur de Na il se produit un fait très remarquable, c'est que l'on voit apparaître la raie D si caractéristique du sodium. Il faut aussi remarquer que les bandes de fluorescence pour le Na et le K coïncident à très peu près avec les bandes d'absorption, comme les ont observées Roscoe et Schuster (3) dans la vapeur incandescente de Na et de K.

Dans ces divers cas de fluorescence, il est bien certain que les

---

(1) H. Konen, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 257 ; 1898.
(2) E. Wiedemann et G.-C. Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 18 ; 1895 ; t. LVII, p. 447 ; 1896.
(3) Roscoe et Schuster, *Proc. roy. Soc.*, t. XXII, p. 362 ; 1874.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

conditions de validité de la loi de Kirchhoff ne sont pas remplies. En effet, la fluorescence a lieu à des températures auxquelles le *corps noir* n'émet pas de radiations visibles, et, par suite, ε doit être pratiquement égal à o. Ainsi, dans ce cas, l'énergie émise n'est certainement pas empruntée à l'énergie calorifique, mais à une autre forme d'énergie.

L'énergie excitatrice est fournie sous forme de rayonnement, mais il est probable que le rayonnement absorbé ne se transforme pas directement en rayonnement émis; il produit, au contraire, tout d'abord une modification interne de la substance fluorescente, peut-être une transformation chimique qui à son tour fournit l'énergie nécessaire à l'émission de la fluorescence.

On ne sait malheureusement pas, pour la fluorescence du sodium, à quelle partie du spectre appartient la lumière excitatrice. Si la raie D était capable de provoquer une fluorescence importante (les conditions d'absorption par le sodium donnent une certaine vraisemblance à cette opinion), dans tous les cas où le sodium est luminescent, une partie notable de la lumière émise serait due à la fluorescence, et une partie de la lumière absorbée ne pourrait ainsi être transformée en chaleur. Par conséquent, la condition fondamentale de la loi de Kirchhoff ne pourrait jamais être exactement remplie pour le sodium luminescent.

Il serait très important, pour la question qui nous occupe, que l'on fît une étude plus approfondie de la fluorescence de la vapeur du sodium et d'autres gaz.

b. Production électrique. — La méthode la plus employée pour produire l'émission des gaz consiste dans l'emploi des décharges électriques.

On peut faire usage de trois procédés : 1° les décharges dans les gaz raréfiés; 2° les étincelles entre électrodes métalliques ou solutions salines; 3° l'arc électrique.

1. *Gaz raréfiés*. — Les gaz très raréfiés, à l'intérieur de tubes de verre, émettent des radiations quand ils deviennent le siège de décharges électriques. On peut amener le courant par des électrodes métalliques intérieures, ou bien de simples enveloppes métalliques extérieures. Comme sources d'électricité, on peut employer les

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

machines à influence, les bobines d'induction, avec condensateur au besoin, les batteries à haute tension, les ondes hertziennes ou les courants de Tesla.

Les spectres obtenus diffèrent souvent d'après la manière dont on a produit l'émission. En général, on peut dire que, pour les faibles excitations, ce sont les spectres de bandes; pour les plus fortes excitations ce sont les spectres de raies que l'on voit apparaître.

On emploie fréquemment des tubes de Geissler de la forme suivante : deux larges ampoules portant les électrodes sont réunies par un tube capillaire; dans ces conditions, on peut observer souvent dans les parties larges le spectre de bandes, dans le tube capillaire le spectre de raies.

Ce spectre de bandes ne correspond pas à un rayonnement calorifique proprement dit, mais il est plutôt le résultat direct de la décharge électrique à travers le gaz, comme l'a montré E. Wiedemann (1).

Par la mesure directe de la quantité de chaleur mise en jeu dans le tube, il put évaluer la température du gaz dans chaque partie du tube, en admettant que l'énergie correspondant à la chaleur produite fût aussi contenue dans le gaz sous forme de chaleur. Il trouva ainsi que le gaz, dans les parties du tube de 30^{mm} de diamètre, était déjà lumineux à une température inférieure à 100°.

Ce résultat a été mis en évidence d'une autre façon par Hasselberg (2) et Warburg (3). Pour la partie capillaire du tube, Wiedemann estima la température à des valeurs extraordinairement élevées atteignant 87000°.

Mais ces nombres ne correspondent pas à la température véritable du gaz; il est plus probable que l'énergie mesurée au calorimètre, sous forme d'énergie calorifique, n'est pas dans le gaz sous forme de chaleur, mais en grande partie sous forme d'énergie électrique.

---

(1) E. Wiedemann, *Wied. Ann.*, t. VI, p. 298; 1879.
(2) B. Hasselberg, *Mém. de l'Acad. imp. de Saint-Pétersbourg*, t. XXVII; 1879.
(3) E. Warburg, *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 265; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

La même conclusion résulte des expériences de Michelson (1), qui étudia, par la méthode interférentielle, la largeur des raies de l'hydrogène émises par la partie capillaire d'un tube de Geissler. Quand le tube était porté par l'extérieur à la température de 300°, le phénomène d'interférence devenait plus confus, les raies s'étant considérablement élargies. Cet élargissement des raies avec l'élévation de température s'explique complètement par le principe de Doppler, si l'on admet que l'élévation de température produit un accroissement notable de la vitesse moléculaire. C'est précisément le cas qui se présente quand la température du gaz rayonnant passe de 50° à 300°; le rapport des vitesses moléculaires est 0,75. Si les températures correspondantes étaient maintenant 7000° et 7300°, le rapport des vitesses serait 0,98, et il ne pourrait en résulter une influence notable sur la largeur des raies.

Nous devons conclure de là que, dans les tubes de Geissler, on peut non seulement obtenir les spectres de bandes, mais aussi les spectres de raies, à des températures inférieures à l'incandescence, et que leur lumière n'est pas seulement créée par un rayonnement calorifique proprement dit, mais par les décharges électriques elles-mêmes.

Hittorf (2) a émis l'opinion que les spectres de bandes des tubes de Geissler n'ont pas pour cause la valeur élevée de la température, mais doivent plutôt être considérés comme un effet de phosphorescence provenant de la décharge électrique. Il montra de plus que le gaz, sous l'action du courant électrique, perd la faculté de devenir phosphorescent quand il est porté à très haute température. Plus récemment, Stark (3) a été conduit au même résultat. Un fait vient encore confirmer, d'après Hittorf, le caractère de phosphorescence de ces spectres : c'est que leurs raies brillantes ne peuvent se renverser. Au moins, il ne put y parvenir avec un tube de 3^{cm} de long traversé par une décharge continue. Pourtant cette expérience ne me semble pas très probante, parce que, pour de tels phénomènes de phosphorescence, il y a un

(1) A.-A. Michelson, *Astrophys. Jour.*, t. II, p. 251 ; 1896.
(2) W. Hittorf, *Wied. Ann.*, t. VII, p. 553, 1879; t. XIX, p. 73; 1883.
(3) Stark, *Ann. der Physik*, t. I, p. 442; 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

rapport étroit entre l'émission et l'absorption (*voir* plus bas, page 128).

Les expériences que fit plus tard K. Angström (1) sont particulièrement importantes. Il employa le bolomètre pour mesurer l'énergie totale du rayonnement émis par un tube de Geissler, et aussi la partie de cette énergie correspondant aux radiations visibles, transmise par une plaque d'alun. Il trouva, pour la lumière voisine de l'anode, à laquelle il limita ses recherches, que pour le même gaz, à pression constante, l'intensité du rayonnement total est proportionnelle à l'intensité du courant, tandis que le rapport entre le rayonnement total et le rayonnement lumineux est indépendant de l'intensité du courant, mais varie considérablement avec la pression. L'intensité du rayonnement total comme du rayonnement visible varie d'un gaz à l'autre et n'est nullement liée au pouvoir absorbant du gaz mesuré à température ordinaire ou même élevée. Aux faibles pressions, le rapport entre le rayonnement visible et le rayonnement total est, en général, bien plus grand que pour les fortes pressions.

Les expériences ont porté sur l'H, Az, CO et O. Pour le dernier, l'intensité du rayonnement est très faible, bien qu'encore appréciable. Pour la pression de $0^{mm},15$ de mercure pour l'Az, presque tout le rayonnement consiste en rayonnement visible, le rapport est 0,95; à la pression de $1^{mm},45$, au contraire, un peu plus de la moitié seulement est un rayonnement visible, le rapport est 0,56.

Après avoir discuté les différentes opinions émises sur la nature de la décharge dans les gaz, l'auteur arrive à cette conclusion que, d'après ses recherches, le rayonnement n'est pas un rayonnement calorifique proprement dit, mais qu'il faut le considérer comme anomal. Il serait très important, non seulement pour la théorie du rayonnement, mais aussi pour celle de la conductibilité électrique des gaz, que l'on fît des expériences précises sur la distribution de l'énergie dans les spectres des gaz rendus lumineux dans les tubes de Geissler. Car nous ne connaissons pas les longueurs d'onde des radiations infra-rouges émises, et nous ne savons pas

(1) K. Angström, *Öfversigt af K. Vet. Akad. Förh.*, p. 372; 1891. *Nova Acta Reg. Soc. Ups.*, sect. III; 1892.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

comment leur énergie dépend de l'intensité et de la nature de la décharge électrique qui a servi à les exciter.

Il existe quelques travaux sur les relations entre les phénomènes spectraux dans les gaz raréfiés et la façon dont a été produite la décharge électrique. Trowbridge et Richards (1) ont montré que le caractère et la constitution de la lumière émise se modifient complètement quand on passe d'une décharge continue à une décharge oscillatoire. En même temps, la résistance du gaz raréfié se modifie très fortement. Tandis que, pour une décharge continue, elle est de plusieurs milliers d'ohms, pour des décharges oscillantes elle tombe à quelques ohms (4 à 30). Ebert et Wiedemann (2), et Wiedemann et Schmidt (3) ont étudié la façon dont se comportent les gaz dans les tubes à vide excités par les ondes hertziennes, et ils ont trouvé que, suivant l'intensité et le nombre d'oscillations des ondes excitatrices, différents phénomènes spectraux peuvent se produire.

Ici également, les spectres de bandes semblent correspondre, en général, à des excitations plus faibles que les spectres de raies; cependant, pour le mercure, par exemple, le spectre de bandes apparaît d'abord pour une excitation plus forte que le spectre de raies. Le spectre de bandes semble également lié à la présence de plus grandes quantités de vapeur. Pour l'émission des gaz raréfiés sous l'action des oscillations de Tesla, Ebert (4) a trouvé que l'intensité relative des raies d'un même corps se modifie avec le nombre d'oscillations des ondes excitatrices.

Toutes ces recherches montrent que l'émission des gaz raréfiés dépend essentiellement du mode d'excitation, et les différences obtenues pour les spectres d'un même corps, suivant la façon dont on les a produits, nous semblent devoir écarter complètement l'hypothèse que, dans ces différents cas, ces différents phénomènes sont fonction d'une seule variable : la température.

---

(1) J. Trowbridge et Th.-W. Richards, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIII, p. 77, 135 et 349; 1897.

(2) H. Ebert et E. Wiedemann, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 550, 1893; t. XLIX, p. 1 et 32, 1893; t. L, p. 1 et 221, 1893.

(3) E. Wiedemann et G.-C. Schmidt, *Sitzgsber. Phys. med. Soc.* Erlangen, 1895, p. 125; Beibl. XX, p. 693, 1896.

(4) H. Ebert, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 144; 1894.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Outre les forces électriques, des transformations chimiques peuvent aussi, dans les tubes de Geissler, intervenir dans l'émission. Schuster (1) et Warburg (2) admettent de telles modifications chimiques, même pour les gaz monoatomiques.

2. *Décharge par étincelle.* — Quand une étincelle éclate dans un gaz, à la pression ordinaire, entre des électrodes de métal, le gaz n'est pas seul lumineux; il se produit aussi un arrachement de petites particules des électrodes, qui donnent des spectres caractéristiques. En général, on voit apparaître, très brillantes, les raies spectrales des métaux, aussi bien si les électrodes sont formées de métal ou de sels métalliques en solution. Ici, le phénomène est un peu compliqué, et il n'existe pas de recherches spéciales dont nous puissions tirer des conséquences certaines sur la nature de l'émission. Pour ce qui concerne les gaz lumineux, qui ne sont pas empruntés aux électrodes, on peut admettre, en toute certitude, que le phénomène de luminescence est pour eux le même que dans les tubes de Geissler. Car ici, comme dans le cas précédent, ils sont les véhicules de l'électricité qui traverse l'espace compris entre les électrodes.

Les parcelles enlevées aux électrodes, au moins aussi longtemps qu'elles sont lumineuses, se trouvent à l'état gazeux, puisque leurs spectres sont formés de raies. Il y a donc, autour des électrodes, des particules qui en sont arrachées, puis amenées à l'état de vapeurs, soit directement par l'action électrique, soit encore par la grande élévation de température que celle-ci produit. Si les électrodes sont constituées par des solutions, celles-ci doivent être dissociées par le courant ou par l'élévation de la température. On pourrait admettre que ces particules métalliques sont portées à leur haute température par suite de l'arrachement aux électrodes et qu'elles s'illuminent par suite de cette haute température. Mais une fois qu'elles se trouvent à l'état de vapeur dans l'espace compris entre les électrodes, nous ne voyons aucune raison pour laquelle elles doivent se comporter autrement que les autres gaz qui s'y trouvent.

---

(1) A. Schuster, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVII, p. 329; 1884.
(2) E. Warburg, *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 545; 1887; t. XL, p. 1; 1890.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Car l'arrachement aux électrodes ne paraît pas être le phénomène fondamental du passage de l'électricité, mais un phénomène secondaire. Nous connaissons bien des décharges par étincelles, pour lesquelles le spectre des électrodes n'intervient pas ; au contraire, nous n'en connaissons pas pour lesquelles on observe seulement le spectre des électrodes, et pas celui des gaz compris entre elles.

Si l'arrachement des particules aux électrodes était le phénomène fondamental de la décharge, on devrait admettre que celle-ci dût se produire, pour les mêmes électrodes, toujours à peu près pour la même différence de potentiel. En réalité, au contraire, le potentiel de décharge dépend essentiellement de la nature et de la densité des gaz compris entre les électrodes; aussi, dans un vide presque parfait, la décharge par étincelle ne peut se produire que par de très hautes tensions, et encore en employant des dispositifs particuliers.

Pour les formes plus faibles de la décharge, effluves ou aigrettes, le phénomène devrait être tout à fait analogue à celui de la décharge par étincelle.

En dehors de l'action électrique, il peut aussi y avoir, pour la décharge par étincelle, des actions mécaniques ou chimiques qui peuvent exercer une influence sur le phénomène de l'émission.

Angström et Thalèn (1) s'expriment, à ce sujet, de la façon suivante :

« La décharge disruptive qui se produit, quand la tension électrique a pris une valeur suffisante, divise le corps en ses plus petites particules, comme aussi elle le transforme chimiquement, quand il est composé. L'incandescence qui accompagne les deux phénomènes ne doit pas être considérée comme une conséquence de l'élévation de température; on peut dire que la haute température elle-même provient des actions chimiques ou mécaniques qui divisent le corps. En dehors de la séparation produite immédiatement par la décharge disruptive, peuvent encore intervenir des actions chimiques secondaires. »

---

(1) A. Angström et J.-R. Thalèn, *Acta Soc. Upsal,* 3e série, t. IX.; Beibl. t. I, p. 39; 1877.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

3. *Arc électrique.* — L'arc électrique ne se distingue de la décharge par étincelle qu'en ce que le transport d'électricité aux électrodes est beaucoup plus intense. C'est pourquoi les gaz entre les électrodes deviennent très chauds et, par suite des hautes températures (probablement aussi par suite des transformations qu'ils subissent par le passage du courant), plus conducteurs; la décharge prend alors la forme continue. Ici interviennent, outre l'énergie électrique et l'énergie calorifique, des réactions chimiques très vives, qui sont très importantes pour l'émission. Ce n'est que par des réactions chimiques qu'on peut expliquer ce fait important, que les raies spectrales de certains métaux n'apparaissent dans l'arc que lorsqu'on y a introduit des traces d'autres métaux (1). Il est bien invraisemblable qu'avec des phénomènes si compliqués et des transformations d'énergie si diverses, le rayonnement doive être directement produit par la chaleur. En tous cas, il faut considérer les gaz lumineux dans l'arc électrique, en grande partie, comme les véhicules de l'électricité; et ils sont rendus lumineux, comme dans les tubes de Geissler, par la décharge électrique même. A côté de cela, il pourrait encore y avoir émission aux dépens de l'énergie chimique. Mais, dans aucun cas, on ne peut affirmer que les gaz lumineux de l'arc électrique remplissent la condition fondamentale de la loi de Kirchhoff.

c. Flammes et gaz échauffés. — Déjà Melloni (2) a exprimé l'opinion que la lumière bleue, émise en général par les flammes, n'est pas une incandescence, dans le sens propre du mot, provenant directement et entièrement de l'élévation de température, mais qu'elle est une conséquence de phénomènes chimiques. Hittorf (3) a été conduit à la même conclusion par ses recherches mentionnées plus haut sur la conductibilité électrique des gaz.

Il fit passer, sans résistance intermédiaire, le courant de 1600 éléments, dans un tube de Geissler muni d'électrodes de platine de 4^{mm} d'épaisseur distantes de 20^{mm} à 30^{mm} : « Immédiatement après

(1) Liveing et Dewar, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXX, p. 97; 1880; t. XXXIII, p. 428; 1882.
(2) Melloni, *Pogg. Ann.*, t. LXXV, p. 62; 1848.
(3) Hittorf, *Wied. Ann.*, t. VII, p. 553; 1879; t. XIX, p. 73; 1883.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

la fermeture du circuit, on voyait apparaître, au pôle positif, la lueur orangée, l'espace sombre et la lueur bleue au pôle négatif. A mesure que les deux masses de platine s'échauffaient ces lueurs s'atténuaient et disparaissaient complètement quand la pression dépassait 15^{mm}.

» La couche d'air qui entoure, sur une longueur de 10^{mm}, la cathode portée au rouge blanc, semble à l'œil parfaitement sombre et ne possède pas encore de pouvoir émissif. Pourtant sa température doit être déjà très élevée puisque, malgré sa faible masse, elle peut amener le métal, malgré son peu de fusibilité, à fondre à la partie inférieure, et faire couler sous forme de gouttes comme de la cire les conducteurs plus minces. »

Cette belle expérience a été reprise avec une batterie de 2400 éléments et des électrodes d'iridium pur. Elle a donné des résultats encore plus éclatants. Ici l'anode était plus chaude que la cathode ; c'est à l'anode que l'iridium fondait, et cependant les gaz employés Az, H, CO demeuraient obscurs sur tout le passage du courant. Il était établi par cette expérience que les gaz étudiés ne s'illuminent pas, au moins jusqu'à la température de fusion de l'iridium, quand on élève simplement leur température, mais sans leur faire subir de combustion. Hittorf montra alors que la lumière de nos flammes ordinaires, ne contenant aucune particule solide, n'est pas produite par l'élévation de température, mais par des réactions chimiques. Les mêmes gaz, quand on les met dans un cylindre de platine entouré par la flamme, ou dans un tube porté au rouge dans un feu de charbon, n'émettent aucune trace de lumière. L'air n'émet pas de lumière aux températures élevées auxquelles les corps solides sont depuis longtemps incandescents : c'est ce qu'avait déjà montré Wedgwood (1). Werner Siemens (2), partant de la théorie solaire de William Siemens, a été conduit à des recherches analogues à celles d'Hittorf. Dans un fourneau récupérateur servant à la fabrication du verre dur, il observa des gaz chauds, mais non en combustion à la température de fusion de l'acier, entre 1500° et 2000°C. Il ne put apercevoir aucune émis-

(1) Th. Wedgwood, *Phil. Trans.*, p. 270; London, 1792.
(2) W. Siemens, *Wied. Ann.*, t. XVIII, p. 311; 1883.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

sion de lumière, bien que cette couche gazeuse eût une profondeur de $1^m,5$. Le gaz était un mélange d'oxygène, d'azote, d'acide carbonique et de vapeur d'eau.

Ces expériences démontrent que la lumière bleue émise par la flamme aérée du gaz d'éclairage ne provient pas de la température des gaz en combustion ou des produits de la combustion, mais ne paraît que pendant la transformation chimique. C'est aussi ce que montre le spectre de ces flammes. Swan (1) a établi que toutes les flammes d'hydrocarbures fournissent le même spectre qui, d'après les travaux d'Attfield (2) et de beaucoup d'autres savants (3), doit être attribué au carbone. Mais le carbone libre ne peut exister que comme produit intermédiaire de transformations chimiques et, par suite, on ne peut obtenir son spectre par simple échauffement des gaz, sans modifications chimiques.

J'ai pu montrer, au moyen d'une flamme de sulfure de carbone, que, dans les flammes, les phénomènes chimiques eux-mêmes sont capables de produire de la lumière, sans intervention de la température. Par la combustion d'un mélange convenable d'air et de vapeur de CS^2 on peut produire une flamme qui, dans sa portion la plus chaude, montre à la pince thermométrique une température inférieure à 150°, et qui émet cependant une lumière faible, bleuâtre (4). On peut facilement photographier cette lumière, elle fournit un spectre continu intense dans le bleu et le violet, beaucoup moins intense dans le rouge et le jaune.

W. Siemens a étendu à l'infra-rouge ses recherches sur l'émission des gaz échauffés; il employa le même fourneau récupérateur qui lui avait déjà servi à étudier l'émission de la lumière des gaz, mais il n'obtint aucun résultat précis. Au contraire, quand il étudia le courant ascendant des gaz chauds provenant de la combustion au-dessus de la courte cheminée d'une lampe à gaz, Siemens obtint une action si puissante sur un récepteur thermoélectrique, que pour lui le rayonnement calorifique des

---

(1) Swan, *Trans. Roy. Soc. Edinburg*, t. XXI, p. 411; 1857.
(2) Attfield, *Phil. Trans.*, t. CLII, p. 221; London, 1862.
(3) Voir Kayser, *Lehrbuch der Spectralanalyse*, p. 244; Berlin, 1883.
(4) E. Pringsheim, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 437; 1892.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

gaz échauffés fut considéré comme démontré. Ce fait, d'ailleurs, avait déjà été démontré, autrefois, d'une façon peut-être plus directe.

Par les expériences de Magnus et de Tyndall, il a été établi qu'un certain nombre de gaz, et parmi eux CO^2, possèdent un pouvoir absorbant notable pour les radiations calorifiques obscures. La discussion qui s'éleva entre eux concernant l'absorption par la vapeur d'eau fut terminée par les expériences de Garibaldi (1), Hoorweg (2), Haga (3) et Röntgen (4). C'est l'opinion soutenue par Tyndall qui prévalut, que la vapeur d'eau absorbe aussi les radiations infra-rouges. Tyndall a montré plus tard, pour un certain nombre de vapeurs, qu'une fois échauffées elles émettent des radiations calorifiques et que l'émission correspond quantitativement à l'absorption. Il était donc démontré qu'il existe des gaz, qui, par simple élévation de température, émettent des radiations infra-rouges et que pour ces gaz l'absorption est en rapport quantitatif avec l'émission.

Pour le rayonnement obscur émis dans l'infra-rouge par des flammes d'hydrocarbures, Tyndall pense, conformément à ses expériences, qu'il provient de la vapeur d'eau et du gaz carbonique qui prennent naissance dans ces flammes. Il attribua également le rayonnement obscur de la flamme d'hydrogène à la vapeur d'eau qui s'y forme. Cette opinion fut confirmée par les expériences de Julius (5) qui fit, au moyen du bolomètre, l'étude du spectre émis par différentes flammes; il établit que la chaleur rayonnée provient essentiellement des produits de la combustion, et que chaque produit gazeux de cette combustion est caractérisé par un maximum dans le spectre d'émission. Ainsi, toutes les flammes des hydrocarbures offrent des maxima correspondant à la vapeur d'eau et à l'acide carbonique. Déjà Tyndall avait trouvé

---

(1) Garibaldi, *Nuovo Cimento*, 2e série, t. III, p. 231; 1870.
(2) Hoorweg, *Pogg. Ann.*, t. CLV, p. 385; 1875.
(3) Haga, *Pogg. Ann.*, t. CLX, p. 31; 1877.
(4) Rœntgen, *Wied. Ann.*, t. XXIII, p. 1 et 259; 1884.
(5) H.-W. Julius, *Arch. néerl.*, t. XXII, p. 310; 1888. — *Die Licht- und Wärme strahlung verbrannter Gase* : Ouvrage couronné par la Société d'encouragement pour l'Industrie en Allemagne (Berlin, 1890).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

que la vapeur d'eau absorbe particulièrement bien le rayonnement d'une flamme d'hydrogène, et Angström (1) a montré l'existence dans le spectre d'absorption de l'acide carbonique, d'un maximum d'absorption correspondant au maximum d'émission découvert par Julius. Après toutes ces expériences, il ne pouvait subsister aucun doute : le spectre infra-rouge des flammes d'hydrocarbures se compose des spectres de la vapeur d'eau et de l'acide carbonique qui y sont formés et ces spectres coïncident avec ceux que ces gaz émettent quand ils sont chauds. Paschen (2) a confirmé ce résultat par un travail rigoureux sur les spectres infra-rouges de la vapeur d'eau, de l'acide carbonique et de la flamme de Bunsen, et il vérifie l'identité des spectres dont nous avons parlé, jusqu'aux plus petites particularités accessibles à l'observation, Rubens et Aschkinass (3) ont poussé cette assimilation jusqu'à des longueurs d'onde bien plus grandes, environ jusqu'à 20$^{\mu}$. Paschen tire de ses expériences la conclusion que, dans la flamme du Bunsen et dans toutes les autres flammes de gaz, l'émission des produits de combustion est un rayonnement calorifique proprement dit. Cette conclusion est en opposition avec le résultat des expériences de Julius et de R. von Helmholtz (4). Voici encore un fait qui semble en contradiction avec elle : le méthane est en grande quantité dans le gaz d'éclairage, et, d'après Tyndall, il est 4,5 fois plus absorbant que CO^2, cependant le maximum caractéristique trouvé par Angström dans le spectre du méthane manque dans celui de la flamme du Bunsen.De même dans le spectre du chlore brûlant dans l'hydrogène, on ne peut voir que le maximum de HCl, et l'on ne peut y découvrir le maximum si intense d'absorption du chlore trouvé par Angström et Palmer (5).

La flamme du Bunsen fournit un moyen très commode d'obtenir des sources de lumière monochromatique. Quand on y introduit certaines vapeurs métalliques, elle prend une couleur ca-

---

(1) K. Angström, *Deutsche Revue*, t. I, p. 597; 1892.

(2) F. Paschen, *Wied. Ann.*, t. L, p. 409; 1893; t. LII, p. 209; 1894.

(3) H. Rubens et E. Aschkinass, *Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 584; 1898.

(4) R. von Helmholtz, *loc, cit.; voir* aussi E. Pringsheim, *Wied. Ann.*, t. LI, p. 441; 1894; F. Paschen, *Wied. Ann.*, t. LII, p. 228; 1894.

(5) Angström et Palmer, *Öfversigt af Kongl. Vetensk. Akad. Förhandl.*, p. 389; 1893.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

ractéristique et dans le spectre on voit les raies intenses des métaux qui figurent dans les sels introduits. On pensait autrefois communément (1) que les vapeurs salines étaient dissociées par suite de la haute température et que, devenu libre, le métal manifestait l'émission correspondant à la température de la flamme. Cette opinion n'est pourtant pas exacte. En effet, prenons un sel métallique, par exemple du carbonate de sodium, et mettons-le dans un tube de porcelaine fermé des deux côtés par des plaques de verre, et rempli de gaz neutre. Chauffons-le maintenant à haute température dans un fourneau. Ni par émission, ni par absorption, nous ne pouvons découvrir aucune raie métallique. Mais l'émission et l'absorption de la lumière commencent dès que l'on a rempli le tube d'un gaz réducteur, hydrogène ou gaz d'éclairage (2). On démontre par là que, dans les flammes, l'émission de lumière par les métaux contenus dans les sels introduits n'a pas pour origine la volatilisation et la dissociation, mais les réductions chimiques.

Mais la question de la nature de l'émission n'est pas encore tranchée, même par ces résultats. Il reste encore à savoir si, une fois produite par réduction, la vapeur métallique émet un rayonnement calorifique proprement dit par suite de la haute température, ou bien si sa lumière est une conséquence même du phénonmèe de réduction.

S'il s'agit d'un rayonnement calorifique proprement dit, l'aspect lumineux, dans le tube, doit rester invariable quand on interrompt brusquement la réduction, car la vapeur métallique doit émettre de la lumière tant qu'elle est dans la partie du tube portée au rouge, et cela jusqu'à ce qu'elle ait distillé complètement vers l'extrémité froide du tube à l'extérieur du fourneau. Si, au contraire, le phènomène lumineux a pour cause les réactions chimiques mêmes, il doit disparaître dès que la réduction cesse.

Voici comment, dans mes expériences, j'ai pu produire cette interruption brusque de la réduction : une nacelle de nickel contenant le sel à réduire pouvait être déplacée à l'intérieur du tube fermé, au moyen d'un aimant extérieur ; on pouvait ainsi, à volonté,

---

(1) *Voir* entre autres KAYSER, *Spectralanalyse*, p. 19 ; MOUSSON, *Physik.*, t. II, p. 558 ; 1881.

(2) E. PRINGSHEIM, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 428 ; 1892 ; t. XLIX, p. 347 ; 1893.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

ou bien l'introduire dans la partie portée au rouge, ou bien la faire passer à l'extrémité la plus froide du tube.

Ces expériences montrèrent que, dès qu'on retirait le sel de la partie portée au rouge, l'émission et l'absorption du sodium et du lithium dans une atmosphère d'hydrogène cessaient. Les expériences nombreuses et diverses que je fis jusqu'aux températures les plus élevées qu'il me fut possible d'atteindre (fusion du nickel), me conduisirent à cette conclusion que l'émission et l'absorption du rayonnement ne sont dues qu'aux réactions chimiques, mais pas à la température. On pouvait tirer des conclusions tout à fait analogues pour tous les éléments qui, dans les flammes, émettent un spectre de raies.

Mes conclusions ont, de divers côtés, soulevé des objections. Paschen voyait une contradiction entre mon opinion et le fait que l'acide carbonique et la vapeur d'eau émettent des radiations infrarouges par simple échauffement. Cette objection pouvait être faite, parce que, dans le court exposé de mes résultats, dans la conclusion de mon travail, j'avais négligé de spécifier (ce qui me semblait évident, d'après le contenu même de mon travail) que mes résultats ne devaient concerner que les *spectres de raies* d'éléments vaporisés. Une discussion avec Paschen dissipa aisément ce malentendu. D'autres objections ont été soulevées par Smithells (1) dans la deuxième partie de son Mémoire *The luminosity of Gases*. Dans la troisième partie de ce travail qui parut plus tard et qui a pour objet les spectres de flamme des alliages de cuivre et d'or, Smithells (2) considère ses résultats comme conformes à mes conclusions sur l'origine des spectres de flammes. Voici comment il s'exprime :

« Dans une partie précédente de ce Mémoire, j'ai fait quelques critiques aux expériences sur lesquelles M. Pringsheim basait ses conclusions. Malgré cela, je n'ai jamais pensé qu'il fallût rejeter son opinion. Au contraire, il me paraît à première vue donner une explication très raisonnable d'un grand nombre de phénomènes relatifs aux flammes. Les faits que j'ai signalés sont en ac-

(1) A. Smithells, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXVII, p. 245; 1894.
(2) A. Smithells, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXIX, p. 122; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

cord avec ses conclusions. Néanmoins, je crois que la question est encore loin d'être complètement élucidée, et que des expériences plus approfondies s'imposent, si l'on veut définitivement établir que l'émission de lumière des flammes colorées est une conséquence directe de phénomènes chimiques. »

Nous avons vu que le phénomène spectral dans l'hydrogène disparaît dès qu'on éloigne de la partie chaude du tube le sel à réduire; Büry (1) croit pouvoir en donner l'explication suivante : Quand, par exemple, on emploie du carbonate de sodium, il a pu se former une certaine quantité d'eau, en rapport avec le sodium réduit. Celle-ci peut être partiellement condensée dans les parties froides du tube ou remplir en partie ce tube sous forme de vapeur; « qu'on interrompe maintenant la réduction, alors la vapeur d'eau peut oxyder le sodium en vapeur existant dans le tube et, par là, peut s'expliquer la disparition subite du phénomène ».

Je crois qu'il faut abandonner cette explication, car, outre la vapeur d'eau, l'hydrogène en grand excès réduit les sels, même la soude caustique et met le métal en liberté, avec formation d'eau. Ainsi, la réaction chimique qui se produit est précisément l'inverse de celle dont Büry a admis l'existence. Si la supposition de Büry était exacte, les sels de sodium pourraient bien difficilement, dans la flamme de Bunsen ou encore moins dans celle de l'hydrogène, fournir les raies D. Enfin, Wüllner (2) a voulu tirer de mes expériences une conclusion tout à fait opposée à la mienne. D'après lui, les vapeurs métalliques n'émettent pas seulement pendant la réduction; il en voit une preuve dans le fait suivant que j'ai trouvé : Quand on ajoute au sel à réduire un agent réducteur solide, par exemple du charbon, on obtient les raies des métaux, même dans des gaz non réducteurs.

« Car, dans ce cas, la transformation du sel et la réduction du métal ont lieu dans la nacelle, et c'est la vapeur métallique réduite qui se dégage dans le tube. La vapeur rayonnante peut ainsi ne plus se trouver dans l'état même de réduction ».

---

(1) O. Büry, *Wied. Ann.*, t. LII, p. 205; 1894.

(2) A. Wüllner, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, t. IV, p. 400; Leipzig, 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

D'ailleurs, Wüllner reconnaît ne pas pouvoir expliquer le fait que, dans l'hydrogène, le phénomène disparaît quand on soustrait le sel à la chaleur.

En effet, tant que d'autres explications n'auront pas été données, on doit, à mon avis, admettre que la lumière ne se produit qu'au moment de la réduction, par suite, aussi longtemps que le gaz se trouve à l'état naissant. Alors, ou bien il faut admettre que les atomes réduits, au moins en partie, gardent les propriétés de cet état pendant le temps très court qui leur est nécessaire pour franchir l'espace de $3^{cm},5$, qui est le diamètre du tube, ou bien il faut attribuer l'action réductrice visible de l'agent réducteur solide à la présence de produits secondaires plus volatils qui se forment sous l'action du charbon sur le sel. Les actions chimiques que j'ai admises peuvent paraître en partie très artificielles (1) ou compliquées, mais l'hypothèse simple que les métaux réduits produisent une émission par suite de la température seule, me paraît absolument incompatible avec les résultats expérimentaux. Les détails des phénomènes chimiques qui se produisent ici ont, sans doute, encore besoin d'être expliqués, mais voici ce qui montre d'une façon évidente qu'il s'agit de réactions chimiques : d'une part, les mêmes métaux dans des gaz différents; d'autre part, les métaux différents dans le même gaz, se comportent d'une façon tout à fait distincte (2). Un autre fait énoncé par E. Wiedemann (3) et plus tard par Paschen (4) s'accorde bien avec ces idées. La lumière de sodium, dans la flamme du Bunsen, est bien plus intense qu'on ne devrait s'y attendre d'après la loi de Kirchhoff; ils en concluent qu'elle ne résulte pas d'un rayonnement calorifique proprement dit.

Chauffons du sodium, du lithium, du potassium ou du thallium métallique dans un gaz neutre, ces métaux fournissent, dans certaines conditions, un spectre d'émission continu. Plusieurs d'entre eux donnent un spectre d'absorption cannelé. Des phénomènes analogues ont lieu pour beaucoup d'autres éléments, par

---

(1) H. Kayser dans Winkelmann, *Handbuch der Physik*, t. II, p. 426.
(2) *Voir* le résumé dans Pringsheim, *Wied. Ann.*, t. XLIX, p. 360; 1893.
(3) E. Wiedemann, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 215; 1889.
(4) F. Paschen. *Wied. Ann.*, t. LI, p. 42; 1894.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

exemple l'iode. Toutes ces vapeurs émettent un spectre continu, même si leur spectre d'absorption est un spectre de bandes. Seul Konen (1) croit avoir observé un spectre de bandes comme spectre d'émission de l'iode chauffé. Malgré cela, il est à peine douteux que, pour ces spectres, il s'agisse de rayonnement calorifique proprement dit. On ne peut tout à fait comprendre le point de vue d'Evershed (2) qui a étudié l'émission et l'absorption de l'iode, brome, chlore, soufre, sélénium et arsenic à chaud. Comme tous ces éléments émettent un spectre continu, même quand leur absorption est *sélective,* Evershed conclut que l'émission est bien un rayonnement calorifique proprement dit, mais qu'il n'y a pas entre l'émission et l'absorption une relation aussi étroite que l'exige la loi de Kirchhoff. Cette conclusion est bien difficile à soutenir. S'il s'agit de rayonnement calorifique proprement dit, la loi de Kirchhoff doit être satisfaite. Mais il ne faut pas confondre le lien établi par cette loi entre les pouvoirs émissif et absorbant d'un corps rayonnant de température déterminée avec le lien qui unit les spectres d'émission et d'absorption d'une masse gazeuse observée.

Quand on se sert de tubes chauffés, on a affaire à des couches de diverses températures qui sont l'une à la suite de l'autre. Dans le spectre d'absorption, les absorptions des différentes couches s'ajoutent; dans le spectre d'émission, l'émission des couches éloignées est affaiblie par l'absorption de celles qui les précèdent, pour la plupart plus froides.

Remarquons, de plus, que quelque réflexion sélective se produisant dans le gaz pourrait amener dans le spectre d'absorption des discontinuités qui, d'après la loi de Kirchhoff, ne pourraient être observées dans le spectre d'émission. Sur ce point, nous ne connaissons pas de recherches expérimentales et la question subsiste de savoir si cette cause théoriquement possible du défaut de correspondance entre les spectres d'émission et d'absorption est véritablement efficace.

L'iode, d'ailleurs, est capable d'émettre un spectre de bandes

---

(1) Konen, *Wied. Ann.* t. LXV, p. 257; 1898.
(2) Evershed, *Phil. Maz.*, 5e série, t. XXXIX, p. 460; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

correspondant à son spectre d'absorption, comme l'a montré Wüllner (1) en ajoutant de la vapeur d'iode à de l'hydrogène en combustion. On peut également produire ce spectre d'émission de l'iode dans les tubes de Geissler (2).

d. Résumé. — Si nous jetons maintenant un regard en arrière, nous voyons se détacher nettement les résultats suivants :

1° Le *rayonnement calorifique proprement dit,* où les conditions de la loi de Kirchhoff sont complètement remplies, a lieu très vraisemblablement pour les *spectres continus* et les *spectres de bandes* des gaz et vapeurs, qui émettent de tels spectres *à température élevée :* H^2O, CO^2, I, Br, Cl, S, Se, As, Na, K, Li, Tl.

2° Quand ces *spectres continus* et *de bandes* prennent naissance dans les flammes, c'est en partie par *suite de transformations chimiques* que l'émission a lieu et l'on s'écarte de la loi de Kirchhoff.

3° Pour les *spectres de bandes et de raies* que les gaz et les vapeurs *fluorescentes* émettent, les conditions de la loi de Kirchhoff ne sont pas remplies.

4° Il en est de même pour les *spectres de bandes et de raies* qui sont produits par des *décharges électriques*. Ils doivent leur origine non pas à la température élevée, mais aux phénomènes électriques, qui peuvent se compliquer encore de transformations chimiques.

5° Pour les températures que jusqu'ici on a pu atteindre expérimentalement, aucun gaz n'émet de lui-même un *spectre de raies*. Cela n'a lieu que sous l'action de phénomènes particuliers (chimiques, électriques).

6° Les gaz peuvent émettre des spectres continus et des spectres de bandes par simple élévation de température. Sont-ils aussi capables d'émettre des spectres de raies, quand on les porte à une température suffisante, plus élevée que celles qu'on a at-

---

(1) A. Wüllner, *Pogg. Ann.*, t. CXX, p. 158; 1863.

(2) Salet, *Ann. de Chim.*, 4e série, t. XXVIII, p. 29; 1872. *Comptes rendus,* t. LXXIV, p. 1249; 1872; t. LXXV, p. 76; 1892. — Konen, *loc. cit.*

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

teintes jusqu'à présent ? C'est là une question à laquelle l'expérience ne peut répondre. Celui qui l'affirme doit être bien convaincu qu'il fait une hypothèse.

7° Pour toutes les sources de rayonnement, dans lesquelles des phénomènes chimiques ou électriques accompagnent l'émission, il semble qu'on s'écarte de la loi de Kirchhoff.

Comme des phénomènes électriques, chimiques, de fluorescence, ont très probablement lieu dans les astres lumineux, on ne peut d'une façon générale appliquer la loi de Kirchhoff aux problèmes d'Astronomie physique.

IV. Considérations théoriques. — Nous sommes encore très éloignés d'une véritable théorie de l'émission spectrale, et nous ne pouvons que nous contenter de considérations très générales. Comme nous interprétons les radiations émises d'après la théorie élastique ou d'après la théorie électromagnétique de la lumière, par un mouvement ondulatoire, l'hypothèse la plus naturelle et la plus fréquente est que ces oscillations sont causées par des mouvements analogues dans le corps rayonnant. Les périodes des oscillations doivent être en rapport avec celles du corps qui les émet; la supposition la plus simple serait d'admettre que ces périodes sont identiques. Si l'on fait cette hypothèse, il résulte du principe de la résonance qu'un corps absorbe aussi très fortement les oscillations qu'il est lui-même capable d'émettre d'une façon intense. Ainsi, pour chaque corps dans un état donné, à un maximum de l'émission doit correspondre un maximum de l'absorption. Euler, qui a énoncé sous une forme très nette et très générale le principe de la résonance (1), l'a cependant appliqué d'une manière incorrecte aux couleurs des corps. Sa valeur pour le problème de l'émission et de l'absorption n'a été reconnue que par Angström (2).

Par le principe de la résonance, on éclaircit ainsi complètement cette importante relation qualitative que l'on peut déduire de la loi de Kirchhoff, pour les corps qui obéissent à cette loi, et l'on

---

(1) L. Euleri *Opuscula varii argumenti; nova theoria lucis et colorum.* Berolini, 1746, p. 236.

(2) A.-J. Angström, *Pogg. Ann.*, t. XCIV, p. 141; 1855.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

voit aussi que cette relation est encore remplie là où la loi de Kirchhoff ne s'applique pas. C'est ainsi que je pus établir, dans mes expériences, un parallèle complet entre l'émission et l'absorption quand j'étudiai le rayonnement de Na, K, Li et Tl; Liveing et Dewar (1) ont démontré que l'on peut aussi, dans l'émission des gaz dans les tubes de Geissler, réussir l'expérience du renversement des raies spectrales, et, au sujet de la fluorescence, Burke (2) a montré que le verre d'urane, tant qu'il se trouve à l'état fluorescent, manifeste une absorption notable des radiations identiques à celles qu'il émet.

Mais quel est dans les gaz l'élément oscillant qui émet la lumière ? D'après la théorie cinétique des gaz, les molécules se meuvent d'une façon désordonnée et irrégulière, tandis que les atomes sont vraisemblablement soumis à un mouvement oscillatoire (3). Cette considération a conduit à attribuer l'émission de la lumière, en se fondant sur la théorie des ondulations, aux oscillations intramoléculaires des atomes. Mais il se présente une grosse difficulté. Dans les gaz monatomiques, il ne peut se produire d'oscillations intramoléculaires, et pourtant ces gaz, comme la vapeur de mercure, peuvent aussi émettre un spectre de raies très riche. Si donc nous voulons considérer les atomes comme les véhicules de l'émission lumineuse, nous ne pouvons nous les figurer comme homogènes, rigides, en forme de points, comme le fait la théorie cinétique des gaz; il nous faut au contraire leur attribuer une constitution bien plus compliquée. Dans le cas le plus général, on peut admettre qu'un atome est formé (4) d'un assemblage d'un nombre aussi grand que l'on voudra d'atomes élémentaires hypothétiques et d'atomes d'éther qui leur sont liés. Nous abandon-

(1) Liveing et Dewar, *Chem. News*, t. XLVII, p. 122; 1883.
(2) J. Burke, *Phil. Trans.*, t. CXCI, p. 87; London, 1898.
(3) Maxwell, *Theory of heat*, London, p. 326; 1877.
(4) Boltzmann, *Wiener Ber.*, t. LXXIV, fasc. 2, p. 553; 1876. — E. Wiedemann, *Wied. Ann.*, t. V, p. 500; 1878, et t. XXXVII, p. 177; 1889. — A. Wüllner, *Wied. Ann.*, t. XXXIV, p. 658; 1888. *Lehrbuch der Experimentalphysik*, t. II, p. 419 et suiv., Leipzig, 1899. — H. Kayser, dans *Winkelmann's Handbuch der Physik*, t. II, fasc. 1, p. 419 et suiv., Breslau, 1894, parle d'un nombre variable d'atomes qui doivent être contenus dans la molécule suivant la pression et la température. Si, par le mot *atome*, on entend ici l'atome chimique, cette théorie n'expliquera pas sans difficulté les spectres des gaz monoatomiques.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

nons ainsi les suppositions simples de la théorie cinétique des gaz, dont la valeur est précisément dans la simplicité de ses hypothèses, pour leur substituer des considérations très complexes et très hypothétiques. Mais en le faisant nous mettons à notre disposition, dans les différentes parties constituantes des atomes que nous avons admises par hypothèse, une telle diversité de systèmes oscillatoires, que leurs ondes fondamentales et supérieures ainsi que leurs combinaisons sont plus que suffisantes pour rendre compréhensible la possibilité de l'émission de spectres si compliqués qu'ils soient. Sur la répartition des différentes sortes de spectres, entre les oscillations d'atomes que l'on peut imaginer théoriquement, on ne peut que faire des suppositions absolument arbitraires.

Dans la théorie cinétique des gaz, on admet qu'à l'état stationnaire, le rapport entre l'énergie du mouvement translatoire et l'énergie du mouvement intramoléculaire est, pour chaque gaz à chaque température, parfaitement déterminé; ici aussi nous pouvons envisager la distribution de l'énergie entre les différentes sortes de perturbations d'un même gaz dans l'état stationnaire comme définie par la température.

Dans l'état stationnaire, ce serait le rayonnement calorifique proprement dit qui aurait lieu. Mais dès que des phénomènes fluorescents, électriques ou chimiques interviennent, l'état stationnaire est détruit. L'une ou l'autre forme possible d'oscillations des parties constituantes intramoléculaires peut être accrue directement par l'énergie électrique ou chimique et donner lieu ainsi à des émissions qui ne correspondent pas à la température moyenne du gaz. Ce doit être alors le phénomène que E. Wiedemann désigne par *luminescence,* R. von Helmholtz par *rayonnement irrégulier*. Wüllner semble admettre que les actions chimiques et électriques n'agissent que sur les molécules, et qu'elles n'agissent pas aussi vivement sur toutes les molécules; ce n'est qu'à quelques-unes d'entre elles qu'elles communiquent une augmentation de vitesse du mouvement translatoire. C'est en s'entrechoquant que ces molécules excitent les oscillations engendrant la lumière et produisent ainsi un rayonnement qui ne correspond pas à la température moyenne du gaz. Au fond, cette supposition conduit au même résultat que celle que j'ai développée plus haut et qui me

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

paraît plus plausible. Mais Wüllner dit (¹) : « Il faut attribuer aux molécules qui émettent la lumière, d'après la façon dont on comprend actuellement la température, celle qui provoque l'incandescence. La température de la masse gazeuse est basse, parce qu'un nombre très faible de molécules possèdent cette température du rouge. » Il me semble qu'il y a dans ces paroles une définition de la température différente de celle à laquelle nous sommes habitués.

La température instantanée d'une molécule isolée ne peut être évaluée expérimentalement, ni même définie d'après la théorie cinétique des gaz.

Ce que nous avons dit plus haut de la production des spectres des gaz fait comprendre que l'émission, prenant naissance sous l'action d'excitations chimiques ou électriques, puisse exister de même à une température suffisamment élevée comme rayonnement calorifique proprement dit. Mais il ne s'ensuit pas que tous les mouvements lumineux qu'excitent ces forces doivent forcément se produire aussi comme rayonnement calorifique proprement dit. Car il est possible que ces actions chimiques ou électriques amènent des modifications dans l'assemblage des parties constituantes des atomes, qui ne puissent être produites par aucune température si élevée qu'elle soit. Mais même si la constitution atomique reste invariable, on peut facilement s'imaginer que, par exemple, le mode particulier de perturbation qui conduit à l'émission des spectres de raies ne puisse pas du tout se dégager des chocs provenant de la propagation de la chaleur.

Cela devient encore plus clair, quand on se place au point de vue de la théorie électromagnétique de la lumière. Il faut alors mettre les oscillations des molécules et des atomes qui excitent la lumière sur le compte de causes électriques, en admettant que les charges électriques, ou indépendantes, ou liées à des particules matérielles, sont le siège de mouvements oscillatoires. Il serait ici possible d'admettre que les oscillations, que l'on doit considérer comme particulièrement libres, qui correspondent aux spectres de raies, ne sont produites que par des forces électriques, et pas par

(¹) Wüllner, *Experimentalphysik*, p. 404; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

des forces mécaniques. On a cherché de plusieurs côtés (1) à attribuer l'émission de la lumière à des mouvements électriques dans les atomes. Ces théories ne peuvent, comme les théories purement mécaniques, que donner des indications générales sur le phénomène de l'émission; elles ne sont pas encore parvenues à expliquer les faits en détail ou à fournir des résultats quantitatifs.

Il est plus facile d'obtenir, par le calcul, des résultats bien définis, quand on admet l'existence de l'émission de la lumière et se contente d'étudier les modifications que cette émission peut subir de la part de certaines actions extérieures. Cependant, les expériences destinées à expliquer théoriquement l'élargissement des raies spectrales n'ont pas encore conduit à un résultat généralement accepté; cela n'est pas étonnant, car les conditions dans lesquelles ce phénomène se présente ne sont pas encore parfaitement connues.

Au contraire, la théorie a pu suivre, au moins dans certains cas, le phénomène de Zeeman jusque dans ses particularités.

Si nous considérons l'ensemble de nos connaissances sur la nature de l'émission des gaz, nous devons reconnaître que, malgré le nombre très considérable de travaux expérimentaux et théoriques qui ont eu trait à ce sujet, nous connaissons encore bien peu la vraie nature du phénomène. Peut-être les bases sur lesquelles doit s'élever la théorie de l'émission de la lumière vont-elles être solidement établies, grâce aux progrès que font les physiciens dans l'étude des décharges dans les gaz raréfiés. L'étude des rayons cathodiques et des rayons de Goldstein (*Kanalstrahlen*) a dernièrement conduit à admettre qu'il existe des particules chargées électriquement, dont la masse est très faible par rapport à celle des atomes chimiques (2). Peut-être ces particules avec leurs charges sont-elles identiques à ces véhicules hypothétiques de la perturbation lumineuse dans les atomes.

---

(1) KOLACEK, *Wied. Ann.*, t. XXXII, p. 224; 1887. — F. RICHARZ, *Sitzgsbr. d. Niederrhein. Ges. Bonn*, t. XLVIII, p. 18; 1891. — *Sitzgsbr. d. K. Akad. d. Wiss. München*, t. XXIV; 1894. — H. EBERT, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 1; 1893; t. XLIX, p. 651; 1893.

(2) *Voir* les Rapports de M. J.-J. Thomson et de M. Villard.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LES FORCES DE MAXWELL-BARTOLI

DUES A LA

PRESSION DE LA LUMIÈRE,

PAR PIERRE LEBEDEF,

PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE MOSCOU.

Traduit de l'allemand par B. Brunhes, professeur à l'Université de Dijon.

Calcul théorique. — Dans l'exposé de sa théorie électromagnétique de la lumière, Maxwell a montré que les forces électromagnétiques, qui se présentent à nous comme des forces mécaniques (pondéromotrices) d'attraction et de répulsion, dans un milieu doué de polarisation électrique ou magnétique, interviennent nécessairement dans un faisceau lumineux; et il a dit dans son *Treatise on Electricity and Magnetism* (§ 792) :

« Hence in a medium in which waves are propagated there, is a pressure in the direction normal to the waves and numerically equal to the energy in unit of volume. »

Par une voie tout autre, et sans avoir connaissance, semble-t-il, du résultat de Maxwell, Bartoli est arrivé au même résultat (1); il indique des cycles qui permettraient, au moyen de surfaces réfléchissantes mobiles, de faire passer de l'énergie rayonnée d'un corps froid sur un corps plus chaud, et il a calculé la dépense de travail qui est la condition nécessaire de ce passage, en vertu du principe de Carnot. La nécessité d'une dépense de travail

(1) A. BARTOLI, *Exner's Rep. der Physik,* vol. XXI, p. 198; 1884, et *Nuovo Cimento*, vol. XV, p. 195; 1883.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

quand on amène une surface réfléchissante au-devant du rayonnement qui la frappe, implique l'existence d'une pression exercée par le fait du rayonnement sur la surface. Bartoli calcule la grandeur de cette pression; il arrive à une valeur qui concorde avec celle de Maxwell.

C'est par une méthode semblable à celle de Bartoli que MM. Boltzmann (1), le prince Galitzine (2) et Ch.-Éd. Guillaume (3) ont pu calculer la valeur de la pression de la radiation dans certains cas.

Si un faisceau de rayons parallèles tombe normalement sur une surface plane, la pression p qui en résulte s'obtient aisément si l'on connaît la puissance incidente E, le pouvoir réfléchissant ρ de la surface (qui varie entre o pour un corps noir et 1 pour un miroir) et la vitesse de propagation v dans le milieu, on a

$$p = \frac{E}{v}(1 + \rho).$$

Ces pressions sont très petites. Maxwell, ainsi que Bartoli, a calculé qu'un faisceau de rayons solaires, tombant normalement sur une surface de 1^{m^2}, exerce une pression qui, pour une surface absorbante noire, serait de $0^{mg},4$ et pour un miroir $0^{mg},8$.

Le calcul théorique de ces pressions, aussi bien celui de Maxwell que celui de Bartoli, suppose implicitement que l'on attribue certaines propriétés simples aux surfaces réfléchissantes et absorbantes. Quant à savoir si ces propriétés simples sont bien celles des corps que nous connaissons et, par suite, si les pressions de radiation de Maxwell et Bartoli s'exercent effectivement sur les corps connus qui sont tous doués de pouvoirs réfléchissant et absorbant *sélectifs,* c'est là une question que peuvent seules trancher de nouvelles recherches expérimentales; le plus simple serait de faire une *expérience directe.* Les efforts tentés dans cette voie par Zöllner (4) et par Bartoli (*loc. cit.*) n'ont donné aucun résultat positif, et c'est pourquoi j'ai entrepris une recherche expérimentale sur ces pressions.

---

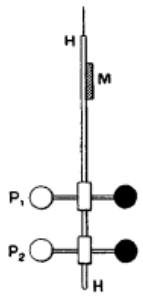
(1) L. Boltzmann, *Wied. Ann.,* t. XXII, p. 33 et 616; 1884.
(2) B. Galitzine, *Wied. Ann.,* t. XLVII, p. 479; 1892.
(3) Ch.-Éd. Guillaume, *Archives de Genève,* t. XXXI, p. 121; 1894.
(4) Zöllner, *Pogg. Ann.,* t. CLX, p. 155; 1877.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Recherche expérimentale. — Une démonstration de l'existence des forces de Maxwell-Bartoli se heurte à de graves difficultés : l'expérience apprend que, sur les corps soumis au rayonnement, interviennent d'autres forces qui proviennent de l'*échauffement* des corps et sont causées par les gaz et vapeurs qui les entourent; ces forces perturbatrices, qui peuvent, dans certaines circonstances, surpasser de beaucoup les forces de Maxwell-Bartoli, se rattachent à deux actions différentes. En premier lieu, ce sont des forces provoquées par la *convection* du gaz qui s'échauffe au voisinage du corps et se meut vers le haut, et que Fresnel a déjà observées (1). En second lieu, ce sont les forces *radiométriques* qui ont été découvertes et étudiées par Sir W. Crookes (2) : ces forces ont leur origine dans les *différences de température* entre le côté éclairé du corps et le côté qui est dans l'ombre, et dépendent de la *courbure* de la surface et du *voisinage immédiat* d'autres surfaces.

Pour pouvoir éliminer ces forces perturbatrices, l'expérience était disposée de la manière suivante : Dans un grand ballon de verre ($D = 20^{cm}$), on suspendait à un fil de torsion mince en verre une tige de verre H (*fig.* 1) à laquelle étaient fixées deux

Fig. 1.



paires d'ailettes en tôle de *platine* P_1 et P_2. Chacune des paires d'ailettes était composée de deux disques circulaires, de 5^{mm} de diamètre, dont les centres étaient à 10^{mm} de l'axe de rotation. L'un

(1) A. Fresnel, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XXIX, p. 57 et 107; 1825.
(2) W. Crookes, *Philos. Transact. of the Roy. Soc.*; 1873-1879.

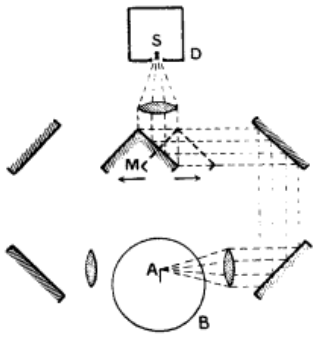
Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

des disques de chaque paire d'ailettes était poli des deux côtés; les deux autres disques étaient platinés des deux côtés par voie électrolytique et recouverts ainsi d'une couche noire. Les deux paires d'ailettes ne diffèrent entre elles que par l'*épaisseur* de la tôle de platine ($0^{mm},10$ et $0^{mm},02$); la plus épaisse a été également soumise au platinage cinq fois plus longtemps que la plus mince.

La tige de verre portait un miroir M permettant d'observer avec une lunette et une échelle la torsion du fil de suspension.

Pour éviter les forces perturbatrices de la *convection* qui dépendent de la différence de température de l'ailette et du réservoir de verre, et sont indépendantes de la direction du faisceau de lumière qui échauffe l'ailette, le dispositif suivant a été adopté (*fig.* 2,

Fig. 2.



plan) : la lumière d'une lampe à arc S (30 ampères) pouvait être envoyée alternativement de l'un ou de l'autre côté de l'ailette à étudier A à l'aide d'un système de lentilles et de miroirs, par simple déplacement d'un couple mobile de miroirs M : la *différence* des écarts dans ces deux cas est indépendante de la convection.

Pour diminuer les forces perturbatrices *radiométriques,* les conditions de l'expérience étaient choisies telles que ces forces fussent le moins prononcées : le diamètre du ballon de verre était assez grand ($D = 20^{cm}$), enfin les ailettes employées étaient en métal et étaient planes pour éviter toute action due à la courbure de la surface. L'action des forces radiométriques, qui est due à la *différence de température* des deux surfaces, peut être éliminée

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

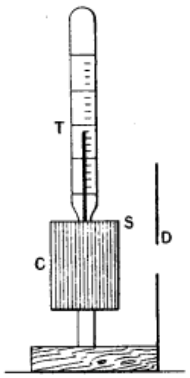
par un simple calcul qui consiste à comparer l'effet obtenu avec les ailettes épaisses ($d_1 = 0^{mm},10$) et avec les ailettes minces ($d_2 = 0^{mm},02$) : les différences de température et, par suite, les forces radiométriques sont, pour les premières, cinq fois plus grandes que pour les secondes ; et nous pouvons ainsi déduire des observations l'impulsion que recevrait une ailette *infiniment mince,* pour laquelle la différence de température et, par suite, les forces radiométriques sont nulles.

Pour rendre les mesures possibles, il faut réduire les forces perturbatrices de convection et les forces radiométriques en poussant le vide aussi loin que possible à l'aide d'une pompe de Sprengel : on pouvait considérer ce vide comme suffisant lorsque l'ailette mince polie était repoussée par l'illumination *plus fort* que l'ailette platinée en noir (action de sens contraire à l'action radiométrique).

Ces expériences montrent que, outre les forces de convection et radiométriques, il existe encore des *forces de pression* qui sont dues à la *lumière incidente*, sur les ailettes, et que ces forces sont (à peu près deux fois) plus grandes pour les ailettes réfléchissantes que pour les ailettes absorbantes.

Pour vérifier si les forces observées concordent avec les forces de Maxwell-Bartoli dues à la pression de radiations, il fallait

Fig. 3.



mesurer en *unités absolues* le rapport entre l'énergie incidente et la pression exercée.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

L'énergie incidente était mesurée de la façon suivante : Le ballon en verre avec l'appareil à ailettes était enlevé et l'on remplaçait le disque de l'ailette par un diaphragme métallique D (*fig.* 3) dont l'ouverture avait la dimension de l'ailette : le rayonnement de la lampe à arc qui passait au travers était absorbé par la surface noircie S d'un petit calorimètre : un morceau de cuivre C ($3o^g$), dont la valeur calorimétrique est connue, est muni d'un petit thermomètre calorimétrique T, plongeant dans une cavité remplie de mercure.

Les forces mécaniques agissantes étaient déterminées par l'angle de torsion du fil et par la distance du centre des disques des ailettes à l'axe de torsion; le couple de torsion du fil avait été mesuré en valeur absolue par la méthode de Coulomb (mesure de la durée d'oscillation quand le fil porte une charge dont on connaît le moment d'inertie).

Les résultats des mesures que j'ai faites jusqu'ici peuvent se résumer ainsi : L'expérience montre qu'un faisceau lumineux incident exerce sur les surfaces planes absorbantes et réfléchissantes des pressions qui, aux erreurs près d'observation, sont *égales* aux valeurs calculées par Maxwell et Bartoli.

Action pondéro-motrice de la lumière solaire sur les météorites. — Ici je tiens à appeler l'attention sur une application des forces de Maxwell-Bartoli, dont l'existence est maintenant mise hors de doute par les expériences décrites; il s'agit d'une application aux questions astronomiques que j'ai déjà signalée antérieurement (1).

Il est bien facile de calculer la grandeur de la répulsion du Soleil, due aux forces de Maxwell-Bartoli, qui s'exerce sur un corps sphérique, dont le rayon r est donné en centimètres, en prenant pour base du calcul la valeur bien connue de la constante de radiation solaire; d'autre part on peut calculer la force attractive du Soleil exercée sur le même corps si sa densité δ est donnée; et l'on trouve que la résultante de la force attractive du Soleil F, mesurée en unités de gravitation, s'exprime (*loc. cit.*) par la formule

$$F = 1 - \frac{1}{10\,000\, r\,\delta}.$$

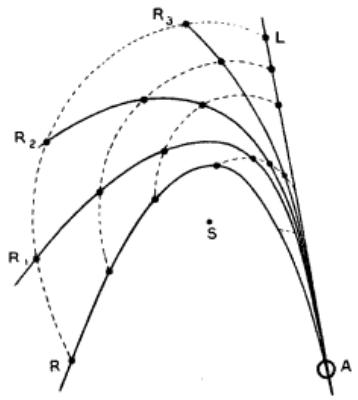
(1) P. Lebedef, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 294; 1892.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Cette formule permet de voir que la répulsion provenant de la radiation solaire doit intervenir comme facteur important dans le mouvement des comètes, qui doivent être regardées comme de simples amas de pierres météoriques (*Meteorschwärme*) : dans des conditions favorables d'observation, il est probable qu'un écart de 0,0001, par rapport à la valeur de la force de gravitation due au Soleil, peut être mis en évidence ; or c'est là l'écart de la valeur de la gravitation que l'on trouverait pour une pierre de diamètre inférieur à 1^{cm} : maintenant, nous pouvons en tirer la conclusion que ce que nous observons comme « tête de la comète » est un amas de pierres météoriques assez grandes, et qu'*il est impossible* qu'elles soient constituées par de la *poussière* cosmique.

La formule nous permet de prévoir les phénomènes qui auront lieu dans le cas d'un amas de petites pierres météoriques de différentes dimensions ; si, en un point quelconque A (*fig.* 4), la

Fig. 4.



direction et la vitesse de l'amas sont données, nous trouvons que les grosses pierres (tête de la comète) décriront toutes le *même trajet* R, conformément aux lois bien connues. Pour les pierres plus petites, ce seront d'*autres trajets* R_1, R_2, R_3, ... ; pour les pierres microscopiques (de moins de $0^{mm},001$), ce serait une *ligne droite* L (la force attractive du Soleil serait annulée par la répulsion de la radiation) (¹) ; l'amas *se déformera* donc

(¹) Sur les parcelles encore plus petites ou sur les molécules gazeuses isolées,

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

continuellement en prenant des formes de plus en plus allongées et courbées. Les petites pierres seront bientôt dispersées dans l'espace et échapperont à l'observation et l'on ne pourra suivre que la déformation perpétuelle de la tête de la comète.

Une comète périodique peut se déformer en un anneau de météorites avec une agglomération principale dont la période de révolution *ne peut pas être calculée* par les méthodes connues, à cause du manque de données précises sur la grandeur et la masse des pierres qui composent l'amas principal (¹).

Ces particularités du mouvement des comètes que nous venons d'indiquer sont bien connues, mais il n'en a pas été donné jusqu'ici d'explication suffisante.

Les transformations des têtes des comètes peuvent être très complexes et dépendre de phénomènes physiques très divers; mais l'un des facteurs qui dès à présent *doit* être pris en considération, c'est à coup sûr l'existence des forces de Maxwell-Bartoli.

---

le Soleil exercera probablement une force *répulsive;* mais les calculs de Maxwell et Bartoli, ainsi que nos expériences, ne considèrent que le cas où l'objet éclairé est assez grand par rapport à la longueur des ondes lumineuses.

(¹) Peut-être est-ce là la cause principale de l'impossibilité de calculer l'orbite des *Biélides*.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LE SPECTRE INFRA-ROUGE,

PAR H. RUBENS,

PROFESSEUR A L'ÉCOLE TECHNIQUE SUPÉRIEURE DE CHARLOTTENBOURG.

Traduit de l'allemand par M. Lamotte, agrégé de l'Université, préparateur à la Faculté des Sciences de Paris.

I. — Travaux antérieurs aux recherches de Langley.

La découverte du spectre infra-rouge remonte aux premières années du XIX^e^ siècle. En 1800, J.-W. Herschel (1) signala un fait remarquable : dans la région du spectre située au delà du rouge, région qui n'atteint aucun rayon visible, un thermomètre sensible indique une élévation de température, tout comme l'avaient déjà observé, dans le spectre visible, Landriani (2) et Rochon (3). Cette découverte suscita une série de recherches dues, entre autres, à Wünsch (4), à Ruhland (5), à Seebeck (6), à Melloni (7); ces physiciens déterminèrent la position du maximum de l'effet calorifique dans des conditions variées, en utilisant des prismes de nature diverse et en disposant, sur le trajet des rayons, des substances absorbantes. Ces recherches portaient la plupart sur le spectre solaire, quoique Melloni surtout ait étudié aussi les sources

(1) HERSCHEL, *Phil. Trans.*, t. XC; 1800.
(2) LANDRIANI, Dans G. VOLTA, *Lettere sul aria inflammabile,* Milano, 1778.
(3) ROCHON, *Phil. Mag.*, t. XIV, p. 403; 1783.
(4) WÜNSCH, *Gehl. Journ.*, t. IV, p. 597.
(5) RUHLAND, Berlin, 1817.
(6) SEEBECK, *Schweig. Journ.*, t. XL, p. 129.
(7) MELLONI, *Poggend. Ann.*, t. XXXV, p. 277; 1835.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

terrestres. Les méthodes expérimentales étaient encore très primitives, et il est difficile d'attribuer une grande valeur à ces expériences; elles n'étaient guère susceptibles d'élucider la nature des rayons calorifiques, en particulier de fixer leurs relations avec les rayons lumineux, qui s'en rapprochent si étroitement à plus d'un égard.

C'est un travail d'Ampère (1) qui, en 1835, accomplit un progrès décisif, le plus grand peut-être que nous ayons à enregistrer dans ce domaine. Ampère, ce savant admirable chez lequel s'alliaient, de la manière la plus heureuse, une hardiesse de conception vraiment géniale et le raisonnement scientifique le plus rigoureux, sut tirer, de données expérimentales encore bien incomplètes, la conclusion définitive : les rayons lumineux et les rayons calorifiques constituent des phénomènes de même nature, qui se transmettent, sous forme d'ondes, dans le même milieu et ne diffèrent que par la longueur de ces ondes. En d'autres termes, les rayons lumineux sont des rayons calorifiques visibles.

Cette théorie fut, au début, assez mal accueillie, et nous trouvons parmi ses adversaires quelques savants de grand mérite, Melloni (2) et Forbes (3), par exemple (4). Cette opposition nous paraît étrange aujourd'hui, et il n'est pas sans intérêt d'en rechercher les motifs. Melloni tire ses arguments principaux des deux expériences suivantes : Il dispose, sur le trajet des rayons, une couche d'eau limitée par deux plans parallèles : les indications du *thermomultiplicateur* sont changées, si bien que le maximum de température s'est déplacé de l'infra-rouge vers le rouge, ou même jusque dans le jaune, si la couche d'eau présente une épaisseur suffisante. Au contraire, l'eau n'exerce pas d'absorption sélective sur les rayons visibles. Autre expérience : en faisant traverser aux

(1) Ampère, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. LVIII, p. 432; 1835.

(2) Melloni, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. LX, p. 418; 1835.

(3) Forbes, *On the refraction and polarisation of heat* (*Phil. Trans., Edinburgh*, t. XIII, p. 131; 1836).

(4) Ainsi, en 1839, Cauchy, établissant une théorie des phénomènes lumineux, admettait comme évidente la différence essentielle entre les ondes, qu'Ampère considérait comme d'une nature identique, lorsqu'il disait : « Puisque les vibrations transversales qui s'exécutent sans que la densité varie, représentent la lumière, il ne reste, pour représenter la chaleur, que les vibrations longitudinales. » (*Comptes rendus*, t. IX, p. 283; 1839.)

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

rayons solaires une couche d'eau, puis un verre coloré en vert par l'oxyde de cuivre, il parvient à isoler un faisceau qui est encore très lumineux, mais qui, d'après ses mesures, est totalement dénué de pouvoir calorifique.

De son côté, Forbes invoque, contre la théorie d'Ampère, le fait qu'on ne peut déceler une action calorifique des rayons lunaires.

Nous savons aujourd'hui expliquer ces expériences : la première, par cette circonstance que le spectre calorifique réalisé par Melloni n'était pas pur; les autres, par le défaut de sensibilité des appareils. Toutefois, il a fallu nombre d'années pour que l'idée d'Ampère fût adoptée par tous. Parmi les travaux qui ont le plus contribué à la confirmer, il faut placer au premier rang les expériences de Fizeau et Foucault (1), sur l'interférence des rayons calorifiques, et les nombreuses recherches (2) de Knoblauch; on avait retrouvé, dans les rayons calorifiques, l'ensemble des propriétés des rayons lumineux, sans objection possible.

Dans la période suivante, on s'attache surtout à déterminer les longueurs d'onde dans l'infra-rouge. Ces longueurs d'onde se déduisent immédiatement de la déviation observée sur le rayon étudié dans le spectre de diffraction. Mais, en général, cette méthode se prête mal à l'étude de l'infra-rouge, à cause, d'une part, de l'intensité trop faible; d'autre part, de la superposition des spectres des différents ordres. Ce dernier inconvénient est cependant beaucoup moins sensible au voisinage du spectre visible, ou encore dans l'étude des spectres discontinus, en particulier dans la détermination des longueurs d'onde des raies spectrales. Abney (3), en perfectionnant une méthode due à E. Becquerel (4), a pu photographier l'infra-rouge dans le spectre de diffraction du Soleil et trouver 180 lignes entre la raie A et la longueur d'onde $\lambda = 0,980\ \mu$. Ensuite M. H. Becquerel (5), en observant par la méthode de E. Becquerel (6) l'action des rayons calorifiques sur

(1) Foucault et Fizeau, *Comptes rendus*, t. XXV, p. 447; 1847.
(2) Knoblauch, *Poggend. Ann.*, t. LXXIV, 1848; p. 83, 1851.
(3) Abney, *Phil. Trans.*, t. CLXXI; 1880. *Proc. Amer. Acad.*, 1881.
(4) E. Becquerel, *Ann. Chim. et Phys.*, 3e sér., t. VI, p. 314; 1843.
(5) H. Becquerel, *Ann. Chim. et Phys.*, 5e sér., t. XXX, p. 1; 1883.
(6) E. Becquerel, *Comptes rendus*, t. LXXVII, p. 30; 1870.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

les corps phosphorescents, parvint à étudier avec un réseau l'infra-rouge du spectre solaire et même les spectres d'émission d'un certain nombre de métaux. Le procédé fut complété et amélioré par Draper (1) et Lommel (2), qui fixèrent, par la photographie, les lignes brillantes ou obscures apparues sur la plaque.

Par cette même méthode, M. Fomm (3) a obtenu avec un réseau une excellente photographie du spectre solaire jusqu'à $\lambda = 0{,}950\,\mu$, laquelle s'accorde jusque dans les détails avec les résultats d'Abney.

Mais ces deux procédés photographiques n'ont qu'une portée limitée et, dans leur forme actuelle, ne peuvent nous conduire au delà de $\lambda = 1{,}24\,\mu$, le point extrême atteint par Abney. Perfectionner encore ces méthodes est sans contredit une des tâches les plus importantes qui incombent aux physiciens de l'avenir.

Pour pénétrer plus avant dans l'étude des grandes longueurs d'onde, il faut à présent recourir à l'observation de l'action calorifique dans l'infra-rouge. Le spectre de diffraction ne convient pas à cette étude, pour les raisons que nous avons indiquées; on se trouve forcément ramené à l'emploi du prisme, et le spectre prismatique doit être gradué en longueurs d'onde au moyen de dispositifs spéciaux.

Dès 1847, Fizeau et Foucault réussissent, par l'observation des bandes d'interférence, à déterminer d'une manière assez exacte les longueurs d'onde dans l'infra-rouge du spectre prismatique, jusqu'à $\lambda = 1{,}445\,\mu$. Trente-deux ans plus tard, H. Mouton (4) effectue des mesures beaucoup plus complètes, aussi en observant les bandes d'interférence sur le spectre produit par un prisme de quartz ou de flint. La formule de Cauchy ne permet pas de représenter la dispersion dans ces deux substances. Ces mesures s'étendent jusqu'à $\lambda = 2{,}14\,\mu$, c'est-à-dire jusqu'à une longueur d'onde environ 3, 6 fois plus grande que celle de la raie jaune du sodium.

L'année suivante (1880), MM. P. Desains et P. Curie (5) déterminent la dispersion d'un prisme de sel gemme jusqu'à $\lambda = 7\,\mu$.

---

(1) Draper, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XI, p. 160; 1881.
(2) Lommel, *Wied. Ann.*, t. XL, p. 681; 1890.
(3) Fomm, *Dissertation*, München, 1890.
(4) Mouton, *Comptes rendus*, t. LXXXVIII, p. 1078 et 1189; 1879.
(5) P. Desains et P. Curie, *Comptes rendus*, t. XC, p. 1506; 1880.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ils isolent au moyen d'un diaphragme une série de raies du spectre infra-rouge et mesurent ensuite la longueur d'onde de chacune d'elles au moyen d'un réseau et d'une pile thermo-électrique. Cette méthode, d'une ingénieuse simplicité, fut appliquée quelque temps après par M. Langley, sous une forme perfectionnée.

Les expériences de Mouton et de MM. Desains et Curie surpassent de beaucoup en exactitude et en élégance celles qui les ont précédées; toutefois les travaux de Langley constituent encore un notable progrès des moyens d'investigation. Pour être à même d'apprécier comme il convient les mérites du savant américain, il nous faut étudier d'un peu plus près la théorie des instruments qui servent à déceler les rayons calorifiques.

II. — Instruments de mesure.

Dans les premières recherches sur la chaleur rayonnante, les expérimentateurs employaient exclusivement les thermomètres à liquide : mercure, alcool, etc. Ces instruments présentent, sans compter leur sensibilité très médiocre, l'inconvénient d'être affectés par toutes les variations de température de l'espace ambiant dues ou non au rayonnement qu'on veut étudier; il n'est guère possible de réduire les erreurs à moins de $\frac{1}{20}$ de degré centigrade.

Le thermomètre différentiel de Rumford et de Leslie est déjà bien supérieur : le principe en a été conservé dans tous les instruments construits ensuite. Il consiste à enregistrer, non pas la marche de la température en un point déterminé de l'espace, mais la différence de température en deux points voisins, dont l'un reçoit seul le rayonnement.

Un thermomètre différentiel de Rumford permet, s'il est bien construit, de reconnaître une élévation de température de la boule irradiée ne dépassant pas quelques millièmes de degré.

Le thermomultiplicateur, décrit pour la première fois par Nobili (1) en 1830, laisse bien loin derrière lui tous les appareils antérieurs, en ce qui concerne tant la sensibilité que la rapidité des indications. Le thermomultiplicateur est formé par la réunion

(1) Nobili, *Bibl. univers.*, t. XLIV, p. 48; 1830.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

d'une pile thermo-électrique et d'un galvanomètre astatique. Après les quelques perfectionnements apportés par Nobili (1) (1834) et par Melloni (2) (1835), il resta pendant près d'un demi-siècle le meilleur des instruments de mesure pour la chaleur rayonnante, et encore aujourd'hui il est fréquemment employé sous sa forme classique. Sa qualité principale est sa grande sensibilité, laquelle, depuis la découverte de Nobili, s'est accrue dans la même proportion que celle de nos galvanomètres. D'autre part, cet accroissement de sensibilité a exagéré certains défauts inhérents à la pile de Nobili, défauts qui ressortaient moins quand on observait des rayonnements plus intenses avec des galvanomètres moins sensibles. Le principal de ces défauts provient de la capacité calorifique de la pile, qui est toujours notable : cette capacité calorifique retarde la réalisation de l'équilibre de température; les observations sont plus longues et moins sûres. En outre, les soudures de rang pair et de rang impair, dont un groupe seulement doit être exposé au rayonnement, sont trop éloignées les unes des autres; il s'ensuit qu'elles se trouvent, en général, à des températures différentes même en l'absence de tout rayonnement : la pile est alors parcourue par un courant qui varie d'une manière très irrégulière.

Ce sont surtout ces défauts plutôt que le défaut de sensibilité qui ont fait, de nos jours, délaisser de plus en plus la pile de Nobili dans les recherches scientifiques. C'est Langley (3) le premier qui, en 1881, réussit avec son bolomètre à supprimer ces inconvénients sans sacrifier la sensibilité. On a à différentes reprises, dans ces derniers temps, contesté à Langley la priorité de cette invention, et à tort, il me semble. A vrai dire, Svanberg (4), dès 1857, avait construit un appareil, auquel il donna le nom de *thermomètre électrique différentiel* et dans lequel il notait la variation provoquée par l'élévation de température sur la résistance de l'une des branches d'un réseau de Wheatstone. Mais, à en juger par la description qu'en donne Svanberg, ce thermomètre devait posséder, à un degré au moins égal, tous les incon-

(1) Nobili, *Bibl. univers.*, t. LVII, p. 1; 1834.
(2) Melloni, *Poggend. Ann.*, t. XXXV, p. 112; 1835.
(3) Langley, *Proc. Am. Acad.*, t. XVI; 1881.
(4) Svanberg, *Pogg. Ann.*, t. LXXXIV, p. 411; 1857.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

vénients de la pile de Nobili. C'est sans doute la raison qui en empêcha l'emploi de se répandre.

En considérant que Langley n'a pas eu connaissance du travail de Svanberg et que, d'ailleurs, son bolomètre n'a pas les défauts du thermomètre de Svanberg, on ne peut s'empêcher de reconnaître à M. Langley le mérite de l'invention. M. Baur (1), qui construisit, en 1882, sur les indications de Helmholtz, un appareil presque identique avec le bolomètre de Langley, tout à fait indépendamment de celui-ci, mais dont la publication est postérieure à celle du savant américain, ne saurait non plus réclamer la priorité. A la suite de Langley, Robert von Helmholtz (2) et MM. Lummer et Kurlbaum (3) ont à leur actif plusieurs perfectionnements du bolomètre.

Plus récemment, quelques appareils de haute sensibilité sont venus prendre place à côté du bolomètre. Il faut citer, parmi les meilleurs, le radiomètre de Crookes (4), le radiomicromètre de Boys (5) et la pile thermo-électrique perfectionnée (6). Grâce aux travaux de M. Pringsheim (7) et de M. E.-F. Nichols (8), le radiomètre de Crookes a acquis une telle délicatesse qu'il peut être placé au même rang que le bolomètre. Le radiomètre de Boys, constitué par un galvanomètre Deprez à un seul tour de fil, dans lequel est inséré un élément thermo-électrique, présente une très grande sensibilité entre les mains d'un expérimentateur habile comme l'inventeur; cependant, il ne surpasse pas, à cet égard, le bolomètre, quand ce dernier est relié à un galvanomètre très sensible.

J'ai décrit, il y a quelques années, et souvent employé depuis lors, une pile thermo-électrique construite suivant les principes modernes, et qui n'a pas les inconvénients de celle de Melloni. Les éléments sont formés par des fils fins de fer et de constantan; les quarante soudures, dont vingt sont exposées au rayonnement,

---

(1) Baur, *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 13; 1883.
(2) R. v. Helmholtz, *Verh. der Berl. physikal Ges.*, t. VII, p. 71; 1889.
(3) Lummer-Kurlbaum, *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 204; 1892.
(4) Crookes, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXII, p. 32; 1874.
(5) Boys, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLII, p. 189; 1887.
(6) Rubens, *Zeitschr. für Instrum.*, t. VI, p. 65; 1898.
(7) Pringsheim, *Wied. Ann.*, t. XVIII, p. 1; 1883.
(8) E.-F. Nichols, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 401; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

se trouvent dans une caisse métallique à parois épaisses, de petit volume, à l'intérieur de laquelle règne une température à très peu près constante. Suivant la théorie, la sensibilité de cet appareil surpasse un peu celle d'un bolomètre de même surface et de même résistance, en supposant qu'on fasse usage du même galvanomètre. En réalité, la sensibilité de la pile est supérieure à celle du bolomètre, moins toutefois que la théorie ne l'indique : la lame extrêmement mince du bolomètre s'échauffe un peu plus, sous une influence égale, que les soudures, alors même que l'on choisit ces dernières aussi petites que possible et qu'on les aplatit au marteau (1).

Il n'est guère possible, malgré la quantité de données numériques réunies dans la littérature, de comparer avec exactitude la sensibilité de ces quatre instruments. La caractéristique n'est pas, en effet, la grandeur de l'élongation que provoque une source rayonnante déterminée : par exemple, une bougie placée à 1^{m} de distance. C'est plutôt, comme le font remarquer avec beaucoup de justesse MM. Lummer et Kurlbaum, la précision avec laquelle on peut mesurer cette élongation. Or, à ce qu'il me semble, cette grandeur n'est pas si différente d'un instrument à l'autre que l'on puisse, une fois pour toutes, donner la préférence à l'un d'entre eux. Il faut plutôt considérer le caractère et le but des expériences, et ce sont en général des propriétés autres que la sensibilité qui dicteront le choix de l'instrument.

Dans certains cas, la surface irradiée doit être très étroite (si, par exemple, on veut déterminer des lignes spectrales); l'emploi du bolomètre est alors tout indiqué; il l'est encore si l'on dispose d'une très grande surface, car il est facile d'atteindre une très grande sensibilité.

Pour les largeurs moyennes (1^{mm} environ), la pile thermo-électrique sera plus sensible et plus précise. En particulier, elle présente l'avantage de n'être parcourue par aucun courant permanent; au contraire, dans la résistance sensible du bolomètre circule un courant d'intensité notable (2) qui a pour effet d'en élever la température au-dessus de celle de l'espace environnant. Le zéro est

(1) Paschen, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 277; 1893.
(2) Parfois plusieurs centièmes d'ampère.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

donc beaucoup plus stable dans le cas de la pile, et aussi les courants d'air, qui sont inévitables, apportent moins de perturbations.

Le radiomètre et le radiomicromètre seront préférables à la pile et au bolomètre dans des circonstances spéciales, notamment si des perturbations magnétiques rendent impossible l'emploi de galvanomètres délicats. Cependant leur usage est limité par la nécessité de les installer dans une position fixe. De plus, avec le radiomètre de Crookes, les rayons qui frappent les ailettes ont dû traverser la lame fermant la fenêtre et, par suite, ont pu subir une absorption : cet inconvénient est parfois très grave.

Dans le Tableau suivant figurent quelques données numériques qui définissent la sensibilité et la précision de ces instruments.

Bolomètre.

1. D'après le premier Mémoire de M. Langley, le bolomètre à fil donne une élongation de 1^{mm} pour une élévation de température de $\frac{1}{50000}$ de degré Fahrenheit (1). Dans la suite, M. Langley a augmenté cette sensibilité jusqu'à $\frac{1}{1000000}$ de degré centigrade.

2. D'après MM. Lummer et Kurlbaum, leur bolomètre à bande donne une élongation de 8000^{mm} sous l'action d'une bougie placée à 1^{m}. Le galvanomètre était sensible à $1,5.10^{-9}$ ampère (2).

3. D'après M. Paschen, une élévation de température de $\frac{1}{1000000}$ de degré centigrade provoque une élongation de 1^{mm} dans les conditions suivantes : intensité du courant principal 0,04 ampère; durée d'oscillation du galvanomètre 30 secondes, sensibilité $1,16.10^{-11}$ ampère, résistance 20 ohms, surface du fil bolométrique 27^{mm^2} (3).

Pile thermo-électrique.

Pile comprenant 20 éléments disposés sur une ligne longue de 18^{mm}; sa résistance est 3,5 ohms, celle du galvanomètre 5 ohms; sa période d'oscillation 14 secondes, sa sensibilité $1,4.10^{-10}$ ampère. A une élongation de 1^{mm} correspond une élévation de température de $1,1.10^{-6}$ degré centigrade; une bougie placée à 5^{m} de

(1) *Chem. News*, t. XLIII, p. 6; 1881.
(2) *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 223; 1892.
(3) *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 277; 1893.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

distance donne environ 100^{mm} de déviation, soit 2500^{mm} si elle est à 1^{m} (1).

Radiomètre.

Une bougie placée à 6^{m} donne sur une échelle distante de $1^{m},33$ une déviation de 60^{mm}, soit 1600^{mm} environ pour la bougie placée à 1^{m} et l'échelle à 1^{m} (2).

Radiomicromètre.

1. Le rayonnement d'une bougie est encore sensible à $2^{km},8$ de distance, si l'on emploie un miroir argenté sphérique de 16 pouces (soit 40^{cm}) de diamètre : on peut reconnaître la $\frac{1}{150000}$ partie du rayonnement total de la pleine Lune (3).

2. M. Paschen a réalisé une sensibilité plus grande encore. Une bougie placée à 6^{m} donne sur une échelle distante de 2^{m}, la durée d'oscillation étant 40 secondes, une déviation de 60^{mm} à 70^{mm}; soit 1200^{mm} environ si la source et l'échelle étaient à 1^{m} (4).

III. — Mesures récentes de la dispersion : formules de dispersion.

Le travail de M. Langley ouvre une ère nouvelle dans l'histoire du spectre infra-rouge. La partie principale de ce travail se rapporte à l'étude de la dispersion du flint jusqu'à $\lambda = 2,7\,\mu$ (5) et du sel gemme jusqu'à $\lambda = 5,3\,\mu$ (6). Sa méthode est, au fond, celle de MM. Desains et Curie, mais le dispositif expérimental et les instruments de mesure étaient assez perfectionnés pour que les travaux les plus récents n'aient pas surpassé notablement la précision qu'il a réalisée.

Grâce à ces modifications, M. Langley a pu construire la carte la plus exacte que nous possédions du spectre solaire, entreprendre ses mesures, devenues classiques, sur le spectre de la Lune, enfin déterminer la répartition de l'énergie dans le spectre d'une série

(2) H. Rubens et E. Aschkinass, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 244; 1898.
(2) E.-F. Nichols, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 405; 1897.
(3) Boys, *Proceed. Roy. Soc. London*, t. XLVII, p. 480; 1890.
(4) Paschen, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 277; 1893.
(5) Langley, *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 598; 1884.
(6) Langley, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. IX, p. 433; 1886.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de sources ayant une température connue. Je n'ai pas à entrer ici dans le détail de ce magnifique travail, qui fera ailleurs l'objet d'une étude complète; je ne veux signaler qu'un point. Les mesures exactes s'étendent jusqu'à $\lambda = 5,3\,\mu$. Au delà de cette limite, les longueurs d'onde ont été calculées par extrapolation, en admettant que, dans cette région du spectre, la longueur d'onde est une fonction linéaire de l'indice de réfraction. Cette hypothèse est inexacte, ce que montrent déjà les propres mesures de M. Langley, dans l'intervalle de $\lambda = 3\,\mu$ à $\lambda = 5,3\,\mu$, où leur exactitude est encore suffisante; les résultats s'écartent de la loi linéaire et les écarts sont dans le sens prévu. Ces expériences marquent aussi vers $\lambda = 3,8\,\mu$ un point d'inflexion nettement accusé de la courbe de dispersion. Si M. Langley avait encore observé un point de plus sur la courbe, il aurait bien sûr remarqué le changement de courbure, tout disposé qu'il fût à faire trop peu de cas de la précision de ses mesures. Du reste, c'est sous toutes réserves que Langley lui-même, comme M. Angström (1) et M. W.-H. Julius (2), qui ont utilisé aussi sa formule, ont appliqué à la dispersion du sel gemme la loi linéaire. Mais quelques ouvrages classiques ont reproduit leurs résultats sans ces réserves.

Après M. Langley, ce sont surtout MM. Carvallo (3), Paschen (4), Trowbridge (5) qui se sont livrés à l'étude de la dispersion dans l'infra-rouge : j'ai moi-même effectué une série d'expériences sur ce sujet (6). Pour respecter l'ordre chronologique, je dois parler en premier lieu de mes propres recherches. Je me suis proposé de déterminer la dispersion de l'infra-rouge dans le plus grand nombre possible de substances. La méthode que j'ai adoptée repose, comme celle de Fizeau et Foucault, sur l'observation des bandes de Talbot : elle s'en distingue, à son avantage, en deux

---

(1) Angström, *Öfversigt af Kong. vet. Acad. Förhandl.*, t. IX, p. 599; 1889, et t. VII, p. 331; 1890.

(2) W.-H. Julius, *Arch. Néerl.*, p. 316-384; 1888. — *Licht- und Wärmestrahlung verbrannter Gase,* Berlin; 1895.

(3) Carvallo, *Comptes rendus,* t. CXVI, p. 1189; 1893.

(4) Paschen, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 301; 1894, et t. LVI, p. 762; 1895.

(5) Trowbridge, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 595; 1898.

(6) Rubens, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 238 1892; t. LI, p. 381; 1894; t. LIII, p. 267, 1894, et t. LIV, p. 476; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

points principaux : la substitution au thermomètre d'un bon fil bolométrique; la suppression des substances absorbantes sur le trajet des rayons, quand on opère sur des substances diathermanes. Dans ce dernier cas, les lentilles collimatrices, les objectifs de lunette, et l'une des lames à faces parallèles qui limitent la couche d'air réfléchissante étaient faits de sel gemme ou de fluorine. Les expériences ont porté sur dix-sept substances, à savoir : 5 crowns de composition différente et de propriétés optiques aussi variées que possible, 4 flints de plus en plus riches en plomb, l'eau, le sulfure de carbone, le xylène, le benzène, le quartz, le sel gemme, la sylvine et le spath fluor. Sous l'épaisseur employée, la plupart de ces substances cessent d'être transparentes à partir d'une région du spectre comprise entre 2μ et 3μ. Cette région est aussi la limite des mesures, sauf cependant pour le sel gemme, la sylvine et la fluorine, pour lesquels les mesures s'étendent un peu plus loin, jusqu'au point ($3,5\mu$ environ) où l'absorption par l'atmosphère leur impose une nouvelle limite.

Voici comment se résument les résultats de ces expériences :

1. Dans la majorité des substances étudiées et surtout dans le quartz, la fluorine et tous les crowns, la courbe de dispersion présente dans l'infra-rouge un point d'inflexion très net.

2. Les courbes du sel gemme, de la sylvine, de tous les flints n'ont pas encore d'inflexion; mais, à mesure que la longueur d'onde croît, la courbe se rapproche de plus en plus d'une droite inclinée sur l'axe des abscisses, en sorte que pour des longueurs d'onde plus grandes on devrait s'attendre à trouver le point d'inflexion.

3. Les courbes de dispersion du xylène, du benzène, du sulfure de carbone ont une allure toute différente : l'indice de réfraction, quand la longueur d'onde croît, tend vers une valeur constante. Ces courbes peuvent se représenter par l'équation de Cauchy

$$n = \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{\lambda^2}.$$

4. La constante α_1, qui serait l'indice de réfraction pour une longueur d'onde infinie, est égale à la racine carrée du pouvoir inducteur; du moins les écarts sont de l'ordre des erreurs d'expérience. Nous aurons plus loin à revenir sur ce point.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Mes mesures présentent un accord très satisfaisant avec celles de M. Langley et de Mouton. Elles s'accordent aussi avec celles de M. Carvallo, qui, quelque temps après moi, sans connaître mes recherches, a étudié, par une méthode dérivée de la méthode de Mouton, la dispersion de la fluorine entre $\lambda = 0,777\mu$ et $\lambda = 1,849\mu$. A des quantités près de l'ordre des erreurs d'expérience, les résultats de M. Carvallo se représentent bien par la formule de dispersion de Briot, que les expériences antérieures avaient vérifiée dans le spectre visible et dans le spectre ultra-violet.

Le procédé que j'ai employé dans mes recherches est, quand il s'agit de petites longueurs d'onde, et que, par conséquent, les bandes d'interférences sont étroites et nettes, préférable à celui de M. Langley. Mais ce dernier reprend une supériorité incontestable dès que les longueurs d'onde deviennent un peu plus grandes. Car, d'après les expériences de M. Paschen (1), la vapeur d'eau, le gaz carbonique contenus dans l'air de la salle exercent en particulier sur les radiations $\lambda = 2,8\,\mu$, $4,3\,\mu$ et $5,9\,\mu$ une absorption très marquée : les bandes d'interférence, déjà passablement larges dans cette région du spectre, sont plus affectées par cette absorption que les images étroites de la fente sur lesquelles porte l'observation dans la méthode de M. Langley. Aussi c'est par l'emploi direct ou indirect de cette méthode qu'ont été obtenues dans ces dernières années toutes les données sur les grandes longueurs d'onde qui méritent confiance.

Parmi les travaux les plus importants sur ce sujet, il faut citer les mesures de la dispersion de la fluorine faites par M. Paschen, dans la région des grandes longueurs d'onde. Par des modifications apportées aux appareils, il put atteindre la radiation $\lambda = 9,3\,\mu$ et réaliser des mesures d'une précision jusqu'alors inconnue. La fluorine est douée d'une transparence presque complète pour toutes les radiations comprises entre $\lambda = 0,1\,\mu$ et $\lambda = 7\,\mu$, c'est-à-dire dans un intervalle comprenant plus de 6 octaves. Actuellement, grâce aux travaux de M. Sarasin (2) dans l'ultra violet, et

(1) Paschen, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 334; 1894.

(2) Sarasin, *Comptes rendus*, t. LXXXV, p. 1230; 1877. *Arch. des Sc. phys.*, 3e série, t. X, p. 303; 1883.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de M. Paschen dans l'infra-rouge, nous connaissons la dispersion de cette intéressante substance dans un intervalle de plus de 5 octaves. M. Paschen a trouvé que la formule de Briot ne suffit pas pour représenter la dispersion dans tout cet intervalle, mais qu'il est nécessaire de recourir à l'une des formules suivantes :

$$(1) \qquad n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2},$$

$$(2) \qquad n^2 = a^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - K\lambda^2 - K_1\lambda^4.$$

J'étais arrivé déjà aux mêmes conclusions pour le quartz, dont la dispersion est connue aussi dans un intervalle d'environ 4 octaves et demie. La deuxième formule n'est autre, du reste, que la première dont le second membre a été développé en négligeant les puissances de $\frac{\lambda^2}{\lambda_2^2}$ d'ordre supérieur. On peut les déduire l'une ou l'autre de n'importe quelle théorie de la dispersion, pourvu qu'on tienne compte de l'absorption (1).

La forme la plus générale de cette formule permet de représenter un nombre quelconque ν de bandes d'absorption, pourvu qu'elles soient très étroites; elle s'écrit :

$$(3) \qquad n^2 = b^2 + \sum_{\nu} \frac{M_\nu}{\lambda^2 - \lambda_\nu^2}.$$

Les constantes b et λ_ν ont une signification évidente; b est l'indice de réfraction de la substance pour une radiation de longueur d'onde infinie; λ_ν est la longueur d'onde moyenne de la bande d'absorption. La signification des coefficients M_ν est moins simple : ces coefficients dépendent de l'intensité de l'absorption et aussi de la longueur d'onde dans la bande considérée.

Si l'on se borne à une région du spectre dans laquelle la substance considérée est transparente, la formule (1), qui tient compte seulement des deux bandes d'absorption limitant cette région, suffit dans tous les cas à représenter les expériences avec une exactitude satisfaisante : λ_1 désignera la longueur d'onde de la

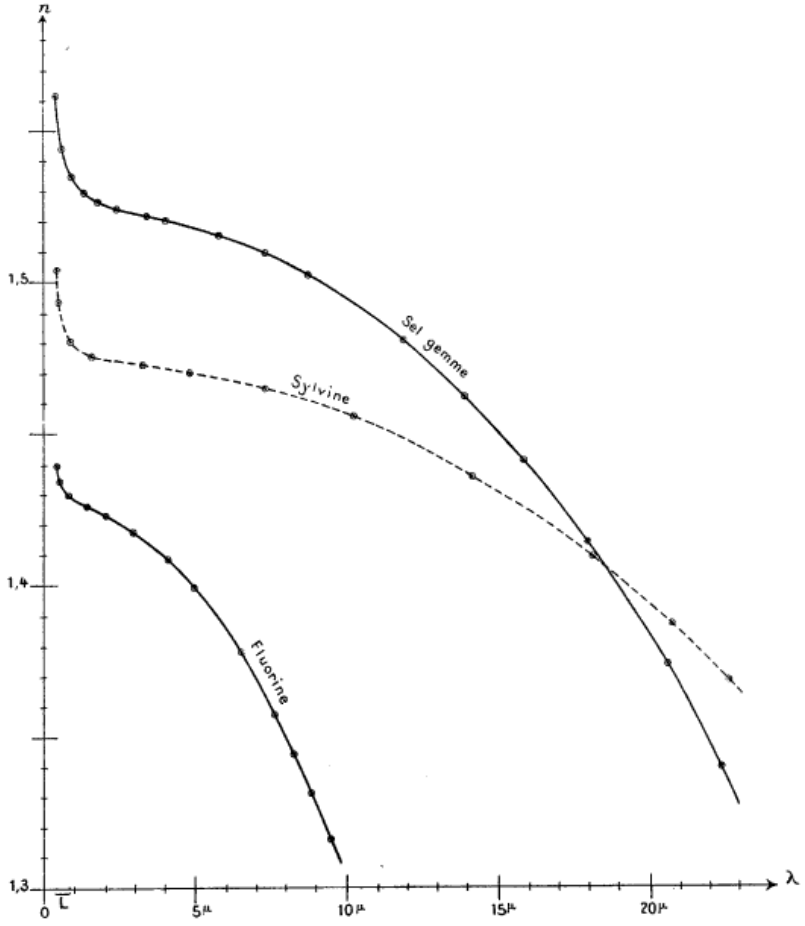
(1) KETTELER, *Wied. Ann.*, t. XXX, p. 299; 1887; t. XXXI, p. 322; 1887; t. XLIX, p. 382; 1893, et H. VON HELMHOLTZ, *Wied, Ann.*, t. XLVIII, p. 389 à 723; 1893.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

bande d'absorption la plus voisine dans l'ultra-violet; λ_2 celle de la bande la plus voisine dans l'infra-rouge.

En m'appuyant sur les résultats de M. Paschen, relatifs à la fluorine, j'ai pu déterminer aussi, pour les plus grandes longueurs

Fig. 1.



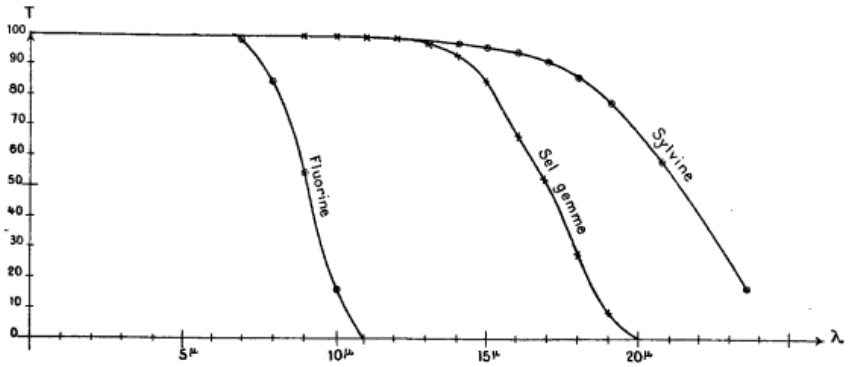
d'onde, la dispersion des substances que j'avais étudiées; plus tard, en collaboration avec M. Trowbridge, j'ai employé directement la méthode de Langley et poursuivi les expériences sur le sel gemme et la sylvine jusqu'à la radiation $\lambda = 18\mu$ (1).

(1) H. Rubens et A. Trowbridge, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 724; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Enfin, avec M. Nichols (¹), nous avons réussi à étendre les mesures de dispersion jusqu'à la limite de transparence de ces deux substances, c'est-à-dire jusqu'à $\lambda = 22,5\,\mu$. La méthode dont nous nous sommes servis est, en somme, une application indirecte du principe de M. Langley. Elle consiste à déterminer d'abord, au moyen d'un réseau, la longueur d'onde de certains groupes de radiations infra-rouges (rayons restants du quartz ou de la fluorine), puis la déviation qu'ils éprouvent dans un prisme à angle très aigu, en sylvine ou en sel gemme. La *fig.* 1 reproduit les courbes de dispersion de la fluorine d'après les expériences de M. Paschen, et celles de la sylvine et du sel gemme d'après nos expériences. Les points marqués résultent directement des mesures, tandis que les courbes ont été calculées par les formules de dispersion. L'espace désigné par L correspond au spectre lumineux. Sur la *fig.* 2 se trouvent des courbes représentant la transparence

Fig. 2.



d'une lame épaisse de 1^{cm}, en fluorine, en sylvine et en sel gemme; cette transparence est définie par la fraction (exprimée en centièmes) du rayonnement incident qui traverse la lame. Ces courbes résument les expériences effectuées par M. Trowbridge et moi; d'après leur allure, il est impossible d'obtenir des longueurs d'onde notablement plus grandes dans le spectre prismatique avec des prismes en fluorine, en sel gemme ou en sylvine.

La formule de dispersion (1) convient bien aussi au sel gemme

(¹) H. Rubens et E.-F. Nichols, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 418; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

et à la sylvine, dans l'intervalle de 6 octaves qu'embrassent les expériences.

Dans le Tableau ci-dessous figurent les valeurs des constantes b^2, M_1, M_2, λ_1^2 et λ_2^2 relatives aux substances qui ont fait l'objet d'une étude complète (1).

TABLEAU I.

Constantes des formules de dispersion (2).

SUBSTANCE.	b^2.	M_1.	M_2.	λ_1^2.	λ_2^2.	POUVOIR inducteur K.
Fluorine	6,0104	0,00612093	5099,15	0,008884	1258,47	6,8 (Curie)
Sel gemme	5,1790	0,018496	8977	0,01621	3149,3	5,85 »
Sylvine	4,5531	0,0150	10747	0,0234	4517,1	4,94 (Starke)
Quartz	4,57877	0,010654	44,224	0,010627	78,22	4,58 (Curie)
Flint 0,500 Schott et Cie	6,7716	0,03672	1508,2	0,0404	394,65	6,7 à 9,1 (Hopkinson
Sulfure de carbone	2,511	0,04736	"	0,0334	"	2,67 »
Xylène	2,177	0,02037	"	0,0246	"	2,35 (Arons et Rubens
Benzine	2,194	0,02409	"	0,01714	"	2,20 (Zilof)

J'ai joint au Tableau les nombres relatifs aux trois liquides, sulfure de carbone, xylène, benzine, pour lesquels j'ai vérifié l'équation de Cauchy, tout au moins d'une manière approchée dans toute la région du spectre que j'ai étudiée. Sous la forme

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2},$$

(1) Pour représenter la dispersion dans le quartz par la formule de Ketteler-Helmholtz, il est indispensable de tenir compte non seulement de la bande d'absorption de l'ultra-violet et de la première bande de l'infra-rouge, mais encore de la troisième bande correspondant à la réflexion métallique, soit à $\lambda = 20{,}75\,\mu$. Par suite, il faut introduire dans le second membre de l'équation (1), le terme $-\frac{M_3}{\lambda_3^2 - \lambda^2}$, où $M_3 = 713{,}55$ et $\lambda_3^2 = 430{,}56$.

(2) *Voir* CURIE, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XVII, p. 385, et t. XVIII, p. 203; 1889. STARKE, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 629, et t. LXI, p. 804; 1897. HOPKINSON, *Phil. Trans.*, t. II, p. 355; 1881, et *Proc. Roy. Soc.*, t. XLIII, p. 156; 1887. ARONS und RUBENS, *Wied. Ann.*, t. XLI, p. 581. ZILOF, *Pogg. Ann.*, t. CLVI, p. 389; 1875.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

cette équation de Cauchy constitue un cas particulier de l'équation (1) de Ketteler-Helmholtz : en négligeant certains termes, on déduit aussi de cette dernière l'équation de Briot.

Dans l'intervalle des mesures (jusqu'à $\lambda = 2\mu$ environ), on peut donc représenter avec une approximation suffisante la dispersion dans ces trois liquides par une formule à une seule constante λ_1. En d'autres termes, on tient compte d'une seule bande d'absorption qui, en l'espèce, se trouve dans l'ultra-violet. Il en résulte, d'après la théorie de la dispersion, que ces substances ne présentent pas dans l'infra-rouge de bande d'absorption accusée, susceptible de provoquer une dispersion anormale. Tout au moins, si de pareilles bandes existent, elles sont situées bien au delà de la région observée. Cette conclusion se trouve encore confirmée d'autre part; en effet, ces substances se distinguent de la plupart des autres par leur transparence pour les radiations de grande longueur d'onde, comme nous le verrons plus loin. Pour les autres corps, on trouve aussi, entre la transparence dans l'ultra-violet ou l'infra-rouge et l'éloignement des bandes d'absorption, une relation que confirme l'expérience. M. Ketteler a signalé avec raison ce point lorsqu'il a établi sa formule (1).

De la valeur des constantes de dispersion qui sont réunies dans le Tableau I on peut tirer encore d'autres conséquences intéressantes, en ce qui concerne tant les propriétés électriques que les propriétés optiques.

D'abord, d'après la théorie électromagnétique de la lumière, la constante b^2, qui représente le carré de l'indice de réfraction pour une radiation de longueur d'onde infinie, doit être égale au pouvoir inducteur K. J'ai noté déjà cette relation dans le cas des trois liquides. M. Paschen (2) a montré ensuite que l'égalité en question est à peu près vérifiée aussi dans le cas de la fluorine, quoique ce corps possède pour les radiations visibles un indice de réfraction très différent du pouvoir inducteur. Pour les autres substances, la concordance est encore satisfaisante entre la valeur de b^2 et le pouvoir inducteur.

Cette concordance est un argument puissant en faveur de la

(1) Ketteler, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 268; 1894.
(2) Paschen, *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 668; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

théorie de Maxwell ou, si l'on admet que la théorie de Maxwell est démontrée, elle prouve l'exactitude de la formule de dispersion de Ketteler-Helmholtz.

Pour retracer l'histoire complète des propriétés des corps relatives au spectre infra-rouge, je devrais maintenant exposer les travaux les plus importants qui ont trait à l'absorption ou à l'émission des rayons infra-rouges; je n'en ferai rien cependant, pour deux motifs. Tout d'abord un certain nombre de ces recherches, entre autres les travaux remarquables d'Angström, de W.-H. Julius, dePaschen, feront l'objet d'un autre Rapport. De plus, il a été impossible jusqu'à présent de relier par une loi générale aux autres propriétés physiques des corps, les particularités des spectres d'émission ou d'absorption obtenus avec des épaisseurs un peu considérables de la substance. Cependant, pour les rayons de grande longueur d'onde on a trouvé entre l'émission, l'absorption et les propriétés électriques des rapprochements intéressants sur lesquels nous reviendrons avec plus de détails.

IV. — Séparation des rayons calorifiques de grande longueur d'onde au moyen de la réflexion métallique.

Les Tableaux numériques relatifs à la dispersion qui figurent dans le Chapitre précédent nous apprennent encore quelque chose de plus. Ils nous font connaître, en effet, quelques-unes des radiations (λ_1 et λ_2) pour lesquelles le corps considéré possède l'absorption et la réflexion métallique (1). Nous allons voir comment la connaissance de ces radiations nous permet, sans employer de dispositif spectroscopique spécial, d'isoler dans l'ensemble des radiations d'une source calorifique, certains systèmes de rayons de grande longueur d'onde et sensiblement homogènes.

Il faut remonter pour cela à un travail de Magnus (2) datant

(1) Il faut reconnaître toutefois que les valeurs de b^2 sont presque sans exception plus petites que les pouvoirs inducteurs. Cet écart décèle l'existence de bandes d'absorption dans les régions plus éloignées de l'infra-rouge. Effectivement, cet écart n'existe pas dans le cas du quartz; pour cette substance, on a tenu compte, dans l'équation de dispersion, de l'influence de la deuxième bande d'absorption qui se trouve dans l'infra-rouge.

(2) G. Magnus, *Pogg. Ann.*, t. CXXXIX, p. 445; 1870.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de 1870, qui a donné, en partie du moins, le principe de cette séparation. Magnus étudiait les propriétés des rayons calorifiques qu'émettent des substances très transparentes, comme le sel gemme, la sylvine, la fluorine, quand elles sont chauffées. Il reconnut, entre autres faits, qu'une lame de sel gemme, épaisse de 5^{mm}, laisse passer seulement le tiers à peu près des rayons émis par une lame de sel, très pure, épaisse de 2^{mm} et chauffée à 150°. Pareillement, la sylvine et la fluorine se montrent très absorbantes pour les rayons qu'elles émettent. Et, ce qui n'est pas moins important, une surface de fluorine polie réfléchit à peu près un tiers des rayons calorifiques émis par une lame de sel gemme chauffée. Magnus lui-même n'a pas su tirer de ces observations tout ce qu'elles renfermaient. Cependant il ressort avec netteté de ses expériences qu'une fraction considérable des rayons émis par le sel gemme chauffé appartient à une région du spectre dans laquelle la fluorine présente l'absorption métallique. Lord Rayleigh, dès 1872, avait énoncé cette conclusion (1). Dans son Mémoire intitulé : *Sur la réflexion et la réfraction de la lumière dans les substances fortement opaques,* il s'appuie sur les expériences de Magnus pour démontrer l'existence de la réflexion métallique dans le spectre infra-rouge.

De mon côté, sans avoir connaissance du travail de Lord Rayleigh, j'étais arrivé au même résultat. En 1896, M. E.-F. Nichols (2) a étudié, sur mes indications, le pouvoir réfléchissant de diverses substances, en particulier du quartz, dans le spectre infra-rouge. Il a trouvé effectivement la réflexion métallique à peu près dans la région que m'avait indiquée la théorie de Ketteler-Helmholtz ($\lambda = 9\mu$). La constante λ_2 de la formule de dispersion a donc bien la signification physique qui lui a été attribuée, au moins dans le cas du quartz. Pour les autres substances, la théorie prévoit l'existence de la réflexion métallique pour des longueurs d'onde beaucoup plus grandes, en particulier pour la sylvine, la fluorine, le sel gemme. Il n'est guère douteux que les valeurs de λ_2 calculées par la formule de dispersion ne fussent à très peu près exactes. M. Nichols et moi avons admis ce postulat qui

(1) Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, p. 3; mai 1872.
(2) E.-F. Nichols, *Wied. Ann*, t. LX, p. 401; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

a servi de point de départ à nos recherches ultérieures. S'il est exact, nous avons un moyen facile d'isoler, de l'ensemble des radiations d'une source, les rayons infra-rouges appartenant à une région du spectre pour laquelle la substance considérée possède la réflexion métallique. Il suffit de faire subir, sur cette substance, aux radiations émises par la source, un nombre de réflexions assez grand; en définitive, il ne restera dans le faisceau, en quantité mesurable, que les rayons ayant subi la réflexion métallique. En fait, ce résultat s'obtient après un petit nombre de réflexions, comme on peut le démontrer par un exemple simple. Ainsi, la fluorine présente la réflexion métallique aux environs de $\lambda = 24\,\mu$ et son pouvoir réflecteur est environ 0,75; dans les autres parties du spectre, ce pouvoir réflecteur est 0,03 en moyenne. Après quatre réflexions sur une surface de fluorine, l'intensité des rayons réfléchis métalliquement sera donc réduite à environ $(0,75)^4$, c'est-à-dire au tiers de sa valeur primitive; l'intensité des autres rayons ne sera plus que les $(0,03)^4$ de l'intensité primitive, c'est-à-dire moins d'un millionième. Les rayons de grande longueur d'onde ne forment, il est vrai, qu'une faible partie du rayonnement total, souvent moins d'un millième. Malgré cela, les rayons qui subsisteront après quatre réflexions, rayons que nous avons appelés *rayons restants,* seront débarrassés des autres radiations, assez complètement pour que leur hétérogénéité passe inaperçue.

Par cette méthode, j'ai étudié, en collaboration avec M. E.-F. Nichols, les rayons restants du quartz et de la fluorine (1); ensuite, avec M. Aschkinass les rayons restants de la sylvine et du sel gemme (2). J'exposerai les résultats, non pas dans l'ordre chronologique, mais, pour plus de clarté, dans l'ordre logique; j'y joindrai quelques remarques que j'ai publiées récemment dans un autre Mémoire (3).

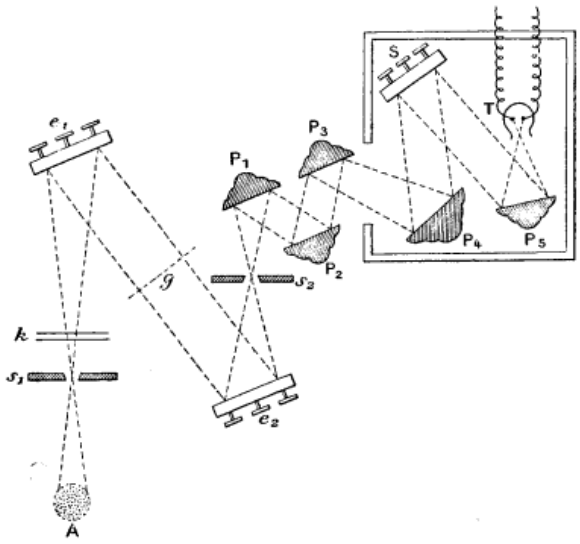
Le dispositif que nous avons employé pour produire les rayons restants et en mesurer la longueur d'onde n'a guère varié. La *fig.* 3 en donne une représentation schématique. La source calo-

(1) H. Rubens et E.-F. Nichols. *Wied. Ann.*, t. LX, p. 418; 1897.
(2) H. Rubens et E. Aschkinass, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 241; 1898.
(3) H. Rubens, *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 576; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

rifique A, dans les expériences les plus récentes, était, en général, un bec Auer sans cheminée. Le manchon de ce bec émet des radiations de très grande longueur d'onde en proportion considérable en comparaison de son rayonnement total (¹).

Fig. 3.



Cette source est disposée devant la fente s_1 d'un collimateur qui fait partie du spectroscope catoptrique $s_1 e_1 e_2 s_2$. Elle est solidaire de ce collimateur et peut tourner avec lui autour de l'axe d'un cercle divisé sur lequel on lit les angles de rotation α. La plate-forme porte un réseau formé par des fils d'argent ($0^{mm},1858$ de diamètre), tendus parallèlement l'un à l'autre, dont les intervalles sont égaux au diamètre.

Les rayons sortis par la fente s_2 de l'oculaire se réfléchissent plusieurs fois sur des miroirs P_1, P_2, P_3 de la substance étudiée. Ils pénètrent ensuite dans l'intérieur d'une boîte dont les parois sont imperméables à la chaleur; cette boîte renferme une autre

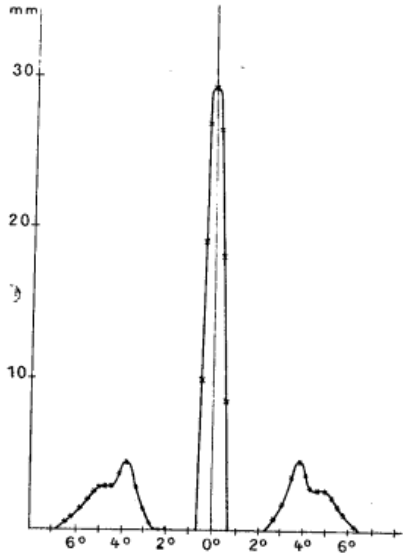
(¹) Un bec Auer rayonne en comparaison avec son rayonnement total, dans la région du spectre comprise entre $\lambda = 2\frac{1}{2}^{\mu}$ et $\lambda = 32^{\mu}$, environ deux cents fois plus qu'un corps absolument noir à la même température, comme je l'ai montré (*Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 587; 1899).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

série de surfaces réfléchissantes P_4, P_5, ..., un miroir concave S et une pile thermo-électrique sensible T (1). On met au point, sur les soudures de cette pile, l'image réelle de la fente s_2. Au moyen de l'écran k, on peut intercepter la marche des rayons; on mesure ainsi, par différence, l'action de ceux-ci sur la pile.

On répète les lectures pour différentes valeurs de l'angle α en faisant tourner le collimateur et la source par petits déplacements. Les courbes des *fig.* 4 (fluorine), 5 (sel gemme), 6 (sylvine) ont

Fig. 4.



été tracées en prenant les abscisses proportionnelles aux valeurs de α, les ordonnées proportionnelles aux élongations correspondantes du galvanomètre.

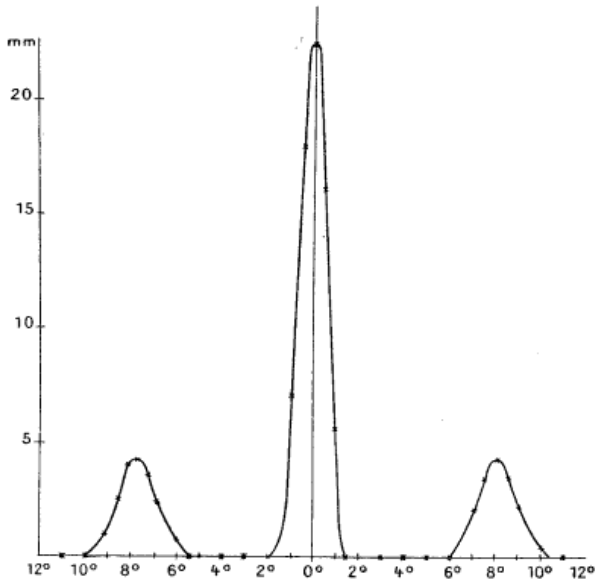
Dans les trois séries d'expériences auxquelles ces courbes se rapportent, on reconnaît les deux images de diffraction du premier ordre, placées symétriquement de part et d'autre de l'image géométrique. Les fentes s_1 et s_2 sont toujours assez larges (3^{mm} avec la fluorine, 10 avec le sel gemme, 15 avec la sylvine), ce qui est indispensable pour obtenir l'énergie nécessaire à l'observation.

(1) *Cf.*, p. 149.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

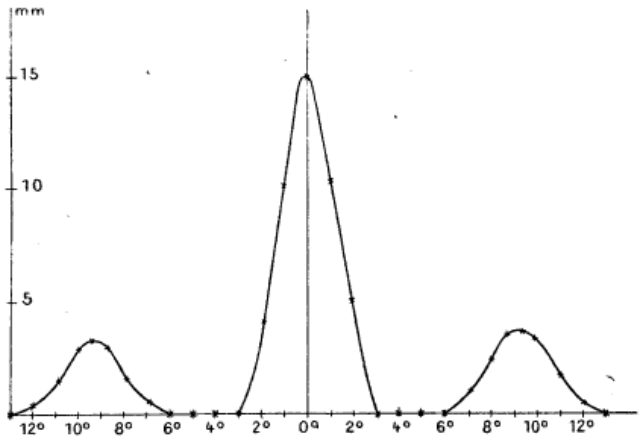
La nature des rayons restants est indiquée par l'allure de ces courbes.

Fig. 5.



Les rayons restants de la fluorine forment un groupe présentant deux maxima séparés : ces maxima correspondent aux angles

Fig. 6.



de diffraction $\alpha = 3°42'$ et $\alpha = 4°50'$. Les rayons du sel gemme et

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de la sylvine ne présentent qu'un maximum de ce genre : pour $\alpha = 7^\circ 55'$ (sel gemme) et $\alpha = 9^\circ 28'$ (sylvine). Pour ces deux substances les images diffractées ne sont guère plus larges que l'image géométrique : ces groupes de rayons sont donc à peu près homogènes.

Il est aisé de transformer aussi les rayons restants de la fluorine en un faisceau sensiblement homogène; il suffit de placer sur le trajet des rayons une lame de sylvine ou de chlorure d'argent.

Cette lame absorbe en totalité les ondes les plus longues, qui formaient le maximum $4^\circ 50'$, et laisse passer encore les autres. Le maximum se trouve ramené à $3^\circ 39'$. Connaissant les éléments du réseau, on calcule la longueur d'onde moyenne des rayons restants d'après l'angle α qui correspond au maximum. On trouve :

Pour la sylvine.....	61,1 μ
Pour le sel gemme.....	51,2 μ
Pour la fluorine.....	24,0 et 31,6 μ

ou, après l'interposition de la lame de chlorure d'argent,

Pour la fluorine.....	23,7 μ

V. — Propriétés des rayons restants. Leur nature électromagnétique.

Nous connaissons maintenant trois systèmes d'ondes de grande longueur, dont chacun appartient à une région très limitée du spectre infra-rouge inconnu jusqu'ici. Adoptons l'échelle logarithmique, comme il est d'usage de le faire en acoustique. Les rayons restants de la fluorine se placeront plus près de la limite du spectre visible que des ondes électriques les plus courtes observées jusqu'ici. Les rayons restants du sel gemme se trouveront à peu près dans le milieu de l'intervalle; ceux de la sylvine seront déjà plus voisins du spectre électrique que du spectre visible.

En raison de leur grande longueur d'onde, les rayons restants de la sylvine et du sel gemme ont des propriétés qui les rapprochent plutôt des ondes hertziennes que des ondes lumineuses; telles sont, en premier lieu, les propriétés relatives à l'absorption, la réflexion, la réfraction dans les différents milieux.

Dans le Tableau ci-après sont réunis quelques-uns des nombres

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

qui caractérisent l'absorption dans différents milieux : *e* désigne l'épaisseur de la couche absorbante; A, la transparence pour les rayons restants de la fluorine, c'est-à-dire le rapport de l'énergie transmise à l'énergie incidente ; B et C, cette transparence pour les rayons restants du sel gemme et de la sylvine :

TABLEAU II.

Transparence aux radiations de très grande longueur d'onde.

SUBSTANCE ABSORBANTE.	*e* en millimètres.	A. $\lambda = 24\,\mu$.	B. $\lambda = 32\,\mu$.	C. $\lambda = 61\,\mu$.
		pour 100	pour 100	pour 100
Paraffine	1,9	18,0	43,0	52,0
Quartz	0,5	0	61,0	77,0
Fluorine	5,6	0	4,0	6,0
Sel gemme	3,0	4,0	0	0
Sylvine	3,6	34,0	0	0
Chlorure d'argent	1,7	43,7	0	0
Mica	0,02	7,0	53,0	55,0
Gutta-percha	0,1	»	50,0	56,0
Caoutchouc	1,0	0	3,0	6,0
Sulfure de carbone	1,0	60,0	98,0	97,0
Benzine	1,0	70,0	85,0	83,0
Pétrole	1,0	»	66,0	82,0
Eau	1,0	0	0	0
Alcool	1,0	0	0	0

La comparaison des nombres de ce Tableau avec les transparences pour les rayons calorifiques ordinaires qui ont été données par Melloni donne lieu à plusieurs remarques intéressantes. Il est surprenant, au premier abord, que le sel gemme, la sylvine, la fluorine, si transparents pour les ondes calorifiques courtes, absorbent énergiquement les rayons restants. Mais, en se reportant au mode de production de ces rayons restants, d'après lequel une substance doit forcément absorber en totalité ses propres rayons restants, cette différence s'explique d'elle-même.

Il est, par contre, une autre circonstance qui mérite de fixer notre attention. Les substances les plus transparentes vis-à-vis des rayons du sel gemme, ou plus encore de ceux de la sylvine, appar-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

tiennent au groupe des isolants électriques les plus parfaits : la paraffine, le sulfure de carbone, la benzine, le pétrole. Comme on le sait, ces substances se comportent de la même manière vis-à-vis des ondes électriques, tandis que toutes, et, en particulier, la paraffine et le pétrole, sont très peu transparentes vis-à-vis des rayons calorifiques ordinaires.

Grâce à la transparence que conserve encore le quartz pour les rayons restants de grande longueur d'onde, même sous une épaisseur de quelques millimètres, il est possible de déterminer l'indice de réfraction de ces rayons en employant un prisme de quartz d'angle très aigu. L'expérience a donné $n = 2,18$, ce qui est une éclatante vérification de la formule de Ketteler-Helmholtz d'après laquelle on doit avoir $n = 2,20$ pour $\lambda = 56\,\mu$.

Laissant même de côté la formule de dispersion, nous trouvons encore un résultat conforme aux prévisions de la théorie électromagnétique de la lumière. Ce nombre 2,18 est, en effet, très voisin de l'indice trouvé pour les ondes électromagnétiques de grande période, soit 2,12, racine carrée du pouvoir inducteur $K = 4,6$. Il diffère beaucoup, au contraire, de l'indice 1,5 des rayons visibles.

La relation de Maxwell $n^2 = K$ ne se vérifie pas dans le cas de la fluorine et de quelques verres, quand on prend pour n l'indice des rayons visibles : mais l'écart devient beaucoup moindre quand on remplace n par l'indice des ondes calorifiques de grande longueur. Si la transparence de la substance est trop faible pour permettre l'emploi du prisme, on a recours aux formules de réflexion de Fresnel. On compare l'intensité de la radiation réfléchie sur la substance à celle de la radiation incidente : en fonction du rapport, on calcule l'indice de réfraction par ces formules.

Enfin, et c'est, je crois, la meilleure preuve du caractère électromagnétique de ces rayons restants, je suis parvenu avec M. Nichols à réaliser avec ces rayons des phénomènes de résonance électrique. J'ai effectué ces expériences avec les rayons restants de la fluorine, malgré leur faible longueur d'onde. C'étaient alors les seuls que je pouvais obtenir avec une intensité suffisante; mais j'espère répéter ces observations avec les rayons du sel gemme.

Ces expériences sont tout à fait analogues à celles que M. Garbasso a faites en 1893 sur les ondes électriques. M. Garbasso

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

faisait arriver les ondes électriques sur une planche de bois, portant à sa surface une série de résonateurs électriques parallèles entre eux et uniformément répartis (1). Dans ces conditions, les ondes sont réfléchies à peine, sauf quand les résonateurs ont la même période que l'excitateur. Les ondes étaient longues de 43^{cm} ou de 70^{cm}. Pour des ondes aussi courtes que les ondes calorifiques, il n'était pas aisé de construire des résonateurs de période convenable; j'y suis parvenu seulement après un grand nombre d'essais souvent infructueux. Finalement je me suis arrêté au procédé suivant : Sur des plans de verre, récemment argentés par voie chimique, on trace avec un diamant, à l'aide de la machine à diviser, un réseau de 100 traits par millimètre. Puis, par une seconde série de traits, on divise ces réseaux en résonateurs d'égale longueur. Après nombre d'insuccès, nous avons pu obtenir enfin cinq plans utilisables, dont nous donnons plus loin les éléments caractéristiques.

Comme dans les expériences de M. Garbasso, les rayons restants devaient, avant de se réfléchir, être polarisés dans un plan comme les rayons électriques. Nous avons réalisé cette condition, en les faisant se réfléchir sur une lame de verre, sous leur incidence de polarisation totale, soit 69°.

Les rayons restants de la fluorine, rendus homogènes par leur passage dans une lame de chlorure d'argent ($\lambda = 23,7\ \mu$) se réfléchissent alternativement sur un miroir argenté ordinaire et sur le plan résonateur. Avec ce dernier, on fait deux observations, l'une en disposant l'axe des résonateurs parallèlement à la composante électrique, l'autre en plaçant ces deux directions à angle droit. Il est admis, d'après les expériences de M. Trouton et de M. Righi, que le vecteur électrique est perpendiculaire au plan de polarisation. Dans chacun des trois cas, on mesure au moyen du radiomètre l'énergie réfléchie. Comme la réflexion de ces ondes sur un miroir d'argent n'entraîne qu'une perte inférieure à 1 pour 100, il est légitime d'admettre que l'énergie réfléchie dans ce cas est égale à l'énergie incidente et l'on obtient ainsi le pouvoir réflecteur du plan résonateur (2). En retranchant l'intensité due

(1) A. Garbasso, *Accad. delle Scienze di Torino*, t. XXVIII; 1893.

(2) L'argent et aussi tous les autres métaux réfléchissent à peu près totalement ces rayons de grande longueur d'onde.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

à la réflexion sur la surface du verre, on obtient les résultats suivants :

N° du plan résonateur.	Longueur des résonateurs.	Pouvoir réflecteur du plan parallèle au vecteur électrique.	Pouvoir réflecteur du plan perpendiculaire au vecteur électrique.
	μ		
I.....	∞	0,78	0,21
II.....	6,5	0,23	0,18
III.....	12,4	0,55	0,24
IV.....	18,0	0,33	0,21
V.....	24,4	0,50	0,15

Il faut en conclure que :

1° Tous les résonateurs ont un pouvoir réflecteur maximum quand leur axe est parallèle au vecteur électrique ;

2° Les résonateurs des plans I, III, V réfléchissent notablement plus que ceux des plans II et IV, quand le vecteur électrique est parallèle à leur axe (dans l'autre cas la différence est peu accusée) ;

3° Ce sont les résonateurs du plan I qui, dans ces conditions, ont le plus grand pouvoir réflecteur ; or leur longueur peut être considérée comme infinie vis-à-vis de celle des ondes ($l = 600\lambda$).

Ces résultats s'accordent d'une manière très satisfaisante avec les exigences de la théorie électromagnétique de la lumière. Les résonateurs, très longs, du plan I sont toujours accordés, quelle que soit la radiation incidente ; en effet, le nombre des nœuds et des ventres qui se produiront sur le résonateur est tellement grand qu'il est toujours permis de considérer avec une approximation suffisante la longueur totale du résonateur comme un multiple entier d'un internœud.

De plus, les expériences sur les ondes électriques ont montré que des résonateurs de ce genre ont une résonance meilleure quand leur longueur est voisine d'un multiple entier de la demi-longueur d'onde au lieu d'être un multiple impair d'un quart de longueur d'onde. Or, la longueur des résonateurs sur les plans II, III, IV, V est à peu près 1, 2, 3 et 4 quarts de longueur d'onde.

Si les phénomènes de résonance ne sont pas plus nettement accusés, il faut s'en prendre d'abord à l'exécution imparfaite des

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

résonateurs, et aussi à ce que les résonateurs III et V n'étaient pas accordés avec une exactitude suffisante. Sans doute pourrait-on faire mieux en ne ménageant ni son temps ni ses peines.

Ce serait sûrement un problème fort intéressant pour les physiciens futurs de rechercher, en dehors des quelques-uns qui viennent d'être décrits, d'autres phénomènes propres à mettre en évidence le caractère électromagnétique des ondes lumineuses et des ondes calorifiques. Il ne faut pas se dissimuler cependant une grosse difficulté. Les rayons calorifiques émis par un corps chaud diffèrent beaucoup des rayons émis par un excitateur de Hertz; d'abord par leur longueur d'onde et aussi par l'homogénéité et l'uniformité de phase.

L'excitateur de Hertz émet des ondes d'une seule période, dont la phase n'a pas de variation brusque, du moins pendant la durée d'un nombre déjà grand de périodes successives. Au contraire, dans le rayonnement calorifique, il n'y a pas d'homogénéité au sens propre du mot, ni en ce qui concerne la phase, ni en ce qui concerne la longueur d'onde, même quand on a réalisé la séparation spectrale. Ces différences limitent beaucoup le nombre des phénomènes susceptibles de se produire dans des conditions comparables, sur les rayons électriques et sur les rayons lumineux.

VI. — Modes divers de représentation graphique du spectre.

Nous sommes amenés par ce qui précède à regarder les ondes hertziennes comme appartenant au spectre infra-rouge. Si l'on veut représenter le spectre en prenant comme abscisses les longueurs d'onde, ce spectre s'étendra, d'un côté, jusqu'à l'infini. Il en sera encore de même si nous choisissons comme abscisses les fréquences des vibrations, à cela près que ce seront maintenant les dimensions de l'ultra-violet qui deviendront énormes. Au fond, ces deux modes de représentation se valent; tout au plus l'échelle des longueurs d'onde a-t-elle l'avantage d'être directement réalisée par les réseaux. C'est sans doute cette circonstance qui lui a fait donner la préférence et l'a fait employer, à l'exemple de Langley, pour représenter la répartition de l'énergie dans le spectre.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Lord Rayleigh (¹) a, le premier, montré l'arbitraire de ce mode de représentation et proposé en même temps l'échelle logarithmique, qui présente des avantages incontestables :

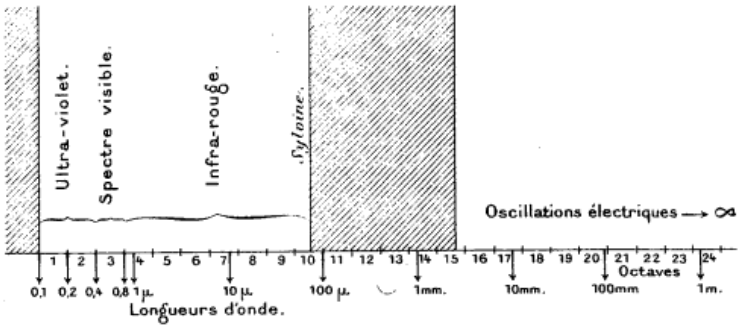
1° Elle est absolument symétrique par rapport aux longueurs d'onde et aux fréquences et évite ainsi tout développement exagéré de la figure, soit vers l'infra-rouge, soit vers l'ultra-violet.

2° Elle correspond exactement à la division par octaves, usitée en Acoustique. A une même différence d'abscisses correspond toujours le même rapport des longueurs d'onde ou des fréquences.

3° Elle permet de représenter sur une même feuille les propriétés spectrales d'un corps depuis l'extrême ultra-violet jusqu'à l'extrême infra-rouge, sous une forme qui les fait ressortir avec la même netteté dans toutes les régions du spectre. Cela tient à ce que ces propriétés varient d'une manière beaucoup plus régulière quand on fait varier la longueur d'onde par progression géométrique au lieu de la faire varier par progression arithmétique.

Pour illustrer ce dernier point, je reproduis ci-dessous (*fig.* 7)

Fig. 7.



le Tableau que M. Guillaume (²) a dressé de l'ensemble du spectre. Ce Tableau comprend, en dehors du spectre visible, qui s'étend à

(¹) Lord Rayleigh, *Nature*, t. XXVII, p. 559; 1883.

(²) Ch.-Éd. Guillaume, *Revue générale des Sciences*, 10ᵉ année, p. 5; 1899. Dans ce Travail, M. Guillaume insiste sur l'intérêt qu'offre l'échelle logarithmique pour la représentation d'une grande étendue du spectre.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

peu près sur une octave (de $0,4\mu$ à $0,8\mu$), les deux octaves de l'ultra-violet ($0,1\mu$ à $0,4\mu$) (1) et six octaves de l'infra-rouge ($0,8\mu$ à 61μ), explorées dans ces dernières années. Mais il reste encore la région inconnue, comprenant environ cinq octaves, qui s'étend des ondes calorifiques les plus longues que l'on ait mesurées jusqu'aux ondes électriques les plus courtes (4^{mm}) observées par M. Lampa (2).

A titre d'autre exemple, j'ai représenté par une courbe (*fig.* 8) la dispersion du rayon ordinaire dans le quartz, d'après les constantes de la formule de Ketteler-Helmholtz (*voir* p. 154). Les mesures d'indice pour le quartz ont été effectuées de $\lambda = 0,2\mu$ à $\lambda = 4,2\mu$, pour $\lambda = 56\mu$ et pour $\lambda = \infty$. Les points observés sont portés dans le diagramme, tandis que les courbes sont déduites de la formule. Les droites A, B, C, D représentent des bandes d'absorption dont les positions sont indiquées en longueurs d'onde. Voulût-on représenter l'indice en fonction de la longueur d'onde, il faudrait un dessin de 1^m pour avoir la dispersion jusqu'à 60μ, et l'ultra-violet entier occuperait 3^{mm}. En prenant comme abscisses les fréquences, on se heurte à des difficultés du même genre.

En dépit des avantages que présente l'échelle logarithmique pour la représentation de portions très étendues du spectre, il est évident que d'autres modes de représentation peuvent être plus appropriés à certains cas particuliers. Par exemple, s'il s'agit de figurer la répartition de l'énergie dans le spectre d'un corps noir, il est plus commode de prendre comme abscisses les longueurs d'onde elles-mêmes. Dans ce cas, en effet, les lois du rayonnement trouvées par M. Wien (3) :

$$\lambda_{max}\,\theta = \text{const.}, \qquad I_{max} = \theta^5 \times \text{const.},$$

prennent une forme particulièrement simple. Parfois, il sera même

---

(1) M. Schumann a pu étudier le spectre ultra-violet jusqu'à $\lambda = 0,1\mu$. (*Sitzungsber. der K. Akad. der Wissensch. zu Wien,* t. CII, p. 415 et 625; 1893.)

(2) A. Lampa, *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 83; 1897.

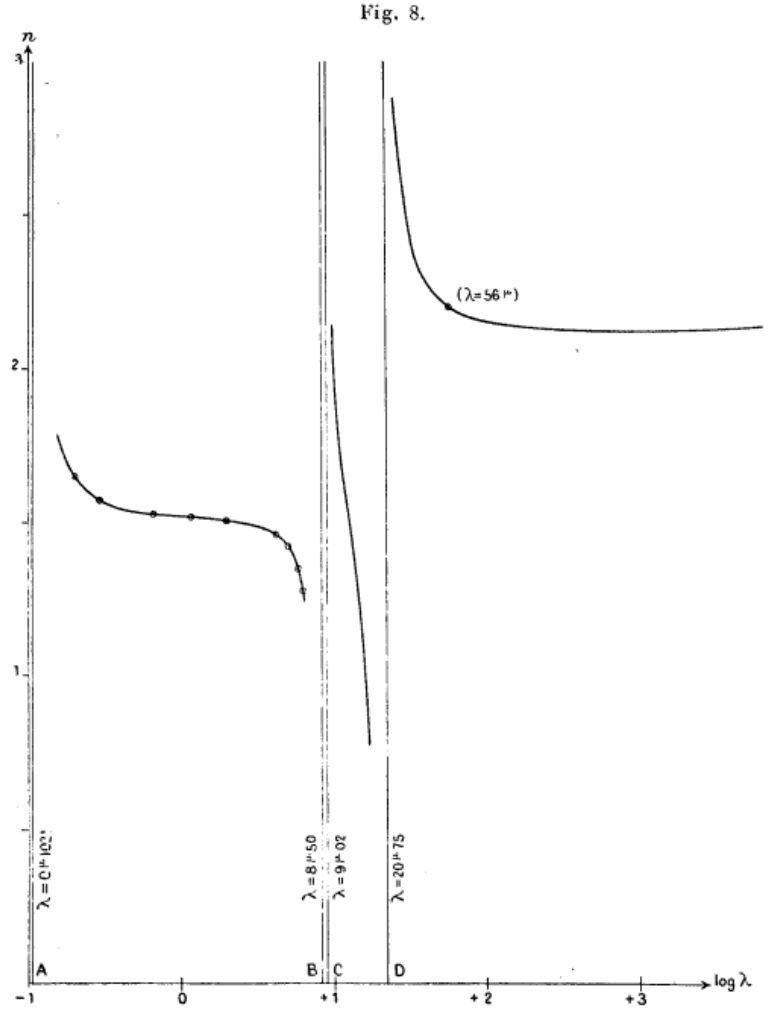
(3) W. Wien, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 662; 1896. *Voir* aussi les Rapports de M. Wien et de M. Lummer.

θ désigne la température absolue, I_{max} et λ_{max} l'ordonnée maxima et l'abscisse correspondante de la courbe qui représente l'intensité du rayonnement d'un corps absolument noir en fonction de λ.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

avantageux de prendre pour abscisses des fonctions plus compliquées de la longueur d'onde. Ainsi, dans un travail remarquable

Fig. 8.



sur la di spersion des rayons ultra-violets par l'air, MM. Kayser et Runge (¹) ont exprimé l'indice de l'air en fonction de $\frac{1}{\lambda^2}$. Grâce à

(¹) H. Kayser et C. Runge, *Ber. d. Berliner Acad.*, t. XVI, p. 161; 1893.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

ce choix, la courbure de la courbe de dispersion permet de reconnaître à première vue les écarts entre l'expérience et la formule simplifiée de Cauchy, $n = \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{\lambda^2}$, ainsi que l'influence et la position des bandes d'absorption.

Dans l'Acoustique, un seul mode de représentation, à savoir l'échelle logarithmique des fréquences (hauteurs de son), a suffi jusqu'ici à toutes les exigences. Mais dans l'Optique, les phénomènes observés sont tellement variés qu'il n'est plus possible d'adopter un seul mode de représentation à l'exclusion des autres.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

SUR LES

THÉORIES ET FORMULES DE DISPERSION,

PAR E. CARVALLO,

EXAMINATEUR D'ADMISSION A L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

I. — DÉFINITIONS ET PREMIÈRES NOTIONS THÉORIQUES.

1. Quand un rayon lumineux pénètre dans un corps transparent par une face plane, il est dévié. La loi de déviation ou *réfraction* est représentée par la formule de Descartes

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n,$$

dans laquelle i et r sont les angles formés avec la normale à la face plane par le rayon incident, puis par le rayon réfracté. La constante n est l'*indice de réfraction*. Elle dépend et de la nature du corps et de la couleur de la lumière employée supposée *simple*, de façon que, quand la lumière est composée comme la lumière blanche, elle est décomposée par la réfraction en ses éléments simples ou *radiations* et *dispersée en un spectre coloré*. La loi de dispersion, variable avec le corps, peut être précisée par une formule. Newton a en effet montré par le phénomène des anneaux que chaque couleur simple est caractérisée par une longueur λ. C'est la période d'un état périodique existant le long du rayon et manifesté par les anneaux, c'est la *longueur d'onde* dans la théorie des ondulations (n° 3).

On appelle *formule de dispersion* d'un corps une formule $n = f(\lambda)$ qui fait connaître l'indice de réfraction n du corps pour

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

toute radiation définie par sa longueur d'onde λ. Une telle formule définit entièrement la dispersion, pour toutes les valeurs de λ de zéro à l'infini; mais l'expérience ne permet d'aborder le phénomène que dans des limites restreintes : ainsi, dans la fluorine, qui est le corps dont la transparence paraît être la plus étendue, la loi de dispersion n'a pu être étudiée que pour des valeurs de λ qui sont à peu près les suivantes : de $0^{\mu},2$ à $0^{\mu},4$ par la photographie; de $0^{\mu},4$ à $0^{\mu},7$ par des pointés directs à l'œil; de $0^{\mu},7$ à 8^{μ} par des appareils thermoscopiques, pile thermo-électrique et bolomètre (1). C'est donc seulement dans ces limites qu'on peut contrôler l'accord d'une formule de dispersion avec l'expérience.

Les théories proposées pour expliquer la dispersion conduisent à des formules de dispersion très différentes. Parmi ces formules, les unes sont nettement contraires à l'expérience, d'autres représentent assez bien la dispersion des corps transparents, mais sont incapables de représenter la *dispersion anomale* des corps donnant des bandes d'absorption dans l'étendue observée du spectre. Des théories plus récentes cherchent à embrasser tous les cas.

Le présent Rapport a pour but l'examen des théories et la comparaison des formules de dispersion correspondantes avec les nombres observés. Mais avant d'aborder cette étude, je rappellerai quelques faits fondamentaux de l'Optique, quelques idées générales communes à toutes les théories, enfin quelques caractères généraux des lois expérimentales de dispersion. La discussion en sera rendue plus rapide et plus claire.

2. L'idée de l'émission abandonnée, il reste pour expliquer les phénomènes lumineux la théorie des ondulations qui assimile la lumière soit aux ondes sonores, soit aux ondes électromagnétiques. La deuxième assimilation consiste à admettre que la lumière est due à une oscillation électrique. L'hypothèse est confirmée par deux faits fondamentaux :

1° Les deux phénomènes se propagent dans le vide avec la même vitesse $V = 300000$ kilomètres par seconde;

---

(1) H. Rubens, *Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel* (*Wied. Ann.*, t. LIII, p. 267; 1894).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

2° Dans les deux cas, les oscillations sont transversales, c'est-à-dire normales à la direction de propagation des ondes.

La différence des effets observés est attribuée à l'extrême *fréquence* des oscillations lumineuses. Celle-ci est en effet donnée par la formule

$$N = \frac{V}{\lambda},$$

soit $\frac{3.10^{11}}{5.10^{-4}} = 6.10^{14}$ oscillations par seconde pour la lumière jaune, alors que la fréquence des oscillations produites par les décharges électriques ne dépasse guère 10^{10}.

Tandis que les deux faits que je viens de signaler poussent l'assimilation des ondes lumineuses et électriques jusqu'à l'identité, ils limitent au contraire l'assimilation des ondes lumineuses et sonores à une simple comparaison, en sorte que la *théorie élastique* est obligée de faire appel à l'élasticité d'un milieu spécial, l'éther, cette élasticité étant définie par la condition de propager seulement les vibrations transversales, et cela avec la vitesse V.

Est-ce à dire que la théorie élastique doive être abandonnée pour la théorie électromagnétique? Nullement, car les deux théories, loin d'être contradictoires, diffèrent par le langage et non par le fond, la première pouvant être regardée comme l'explication élastique des phénomènes électromagnétiques. Pour ces raisons, et aussi parce que les théories élastiques sont plus familières, j'adopterai le langage de la théorie élastique.

3. Ayant à traiter de la seule dispersion, nous simplifierons l'exposé en élaguant d'abord ce qui est étranger au sujet par la considération d'un cas simple : le milieu sera supposé *homogène* et *isotrope,* l'onde *plane,* la vibration *rectiligne*. Alors le déplacement d'un point ou *élongation* n'a qu'une composante ξ, la même pour tous les points de la même onde, et située dans le plan de l'onde, à cause du principe des vibrations transversales. Elle dépend seulement du temps t et d'une coordonnée z dont l'axe Oz est normal à l'onde. Ainsi, la connaissance du mouvement revient à celle de la fonction

$$\xi = f(t, z).$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Le problème est le même que celui des vibrations transversales des cordes et la théorie de l'élasticité conduit à la même équation aux dérivées partielles bien connue

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}, \tag{1}$$

où ρ est la densité et μ le coefficient d'élasticité transversale.

L'équation exprime l'équilibre entre la force d'inertie $-\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$ et la résultante des forces élastiques $\mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}$, forces rapportées à l'unité de volume et que l'on trouve à l'époque t appliquées à un élément de volume situé à la distance z de l'origine (1).

L'intégrale générale de l'équation (1) est

$$\xi = \xi_1 + \xi_2, \qquad \text{avec} \qquad \begin{cases} \xi_1 = f_1\left(t - \frac{z}{V}\right) \\ \xi_2 = f_2\left(t + \frac{z}{V}\right) \end{cases} \qquad \text{et} \qquad V = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}.$$

---

(1) Le terme $-\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$ représente, disons-nous, la force d'inertie. En effet, il est égal au produit changé de signe de la masse ρ par l'accélération $\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$. Quant au terme $\mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}$, on s'en rend compte ainsi : Au point d'abscisse z, la dérivée première mesure visiblement la déformation. Celle-ci développe une force élastique proportionnelle $\mu \frac{\partial \xi}{\partial z}$, force qui s'exerce par unité de surface d'un plan perpendiculaire à Oz, d'abscisse z, entre les deux parties du corps situées de part et d'autre de ce plan.

Si donc on imagine un élément compris entre les deux plans d'abscisses z et $z + dz$, les tensions qui s'exercent sur ses faces sont

$$-\mu \frac{\partial \xi}{\partial z} \qquad \text{et} \qquad +\mu \left(\frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} dz\right).$$

Leur résultante est $+\mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} dz$, cela pour l'épaisseur dz; soit, par unité d'épaisseur et, par suite, par unité de volume, $\mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}$.

Cette explication suppose le rayon d'action des forces élastiques assez petit pour que le déplacement relatif des particules agissantes ne dépende sensiblement que de la dérivée première $\frac{\partial \xi}{\partial z}$. Si cette approximation n'est pas suffisante, les dérivées d'ordre supérieur s'introduisent dans le calcul (*Théorie de Cauchy*, n° 10).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Et en effet, si l'on remplace ξ par cette expression dans l'équation (1), celle-ci se réduit à une identité.

La solution générale $\xi_1 + \xi_2$ représente la somme de deux mouvements qui se propagent avec la vitesse $V = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$, caractéristique du milieu, le premier dans le sens Oz, le second en sens inverse.

Il nous suffit de considérer le premier. En particulier, si l'on considère une vibration de période T, on a la solution particulière

$$\xi = A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{V}\right). \tag{2}$$

A est l'*amplitude* de la vibration.

D'après la formule (2), ξ reprend la même valeur, non seulement quand t augmente de T, mais aussi quand z augmente de la longueur

$$\lambda = VT. \tag{3}$$

C'est la *longueur d'onde* découverte par Newton (n° 1). Elle est proportionnelle à T puisque la vitesse V est constante pour un milieu donné, la même pour toutes les vibrations, en sorte qu'une vibration peut être définie par sa longueur d'onde aussi bien que par sa période quand le nombre V est donné.

4. C'est le trait saillant de la théorie élastique ici résumée, cette vitesse de propagation qui est la même pour toutes les vibrations. Est-elle d'accord avec l'observation des phénomènes lumineux? Dans le vide, oui, mais non pas dans les corps pondérables. En effet, une des propriétés des ondes est leur réfraction quand elles passent d'un milieu où la vitesse est V dans un autre où la vitesse est différente v, et l'on démontre que l'indice de réfraction a pour valeur

$$n = \frac{V}{v}. \tag{4}$$

Si le premier milieu est le vide, V est constant. Or la dispersion de la lumière montre que n est variable avec la longueur d'onde (n° 1); donc v est variable, contrairement à la théorie de l'élasticité.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

La raison de ce désaccord entre l'observation et la théorie élastique? Voici celle qui est généralement adoptée et qui semble en effet s'imposer : La théorie élastique admet que toute la matière d'un élément de volume reçoit un même déplacement mettant en jeu l'élasticité de cette matière totale. Or la vitesse de la lumière, du même ordre dans tous les milieux que dans le vide, extraordinairement grande par rapport à la vitesse de propagation des ondes sonores, témoigne que ce n'est pas l'élasticité de la matière pondérable qui propage la lumière. Il faut supposer que c'est encore l'éther qui la propage, que par conséquent l'éther pénètre les corps pondérables. Alors, dans un élément de volume, il faut distinguer deux milieux distincts : l'éther qui propage la lumière et la matière pondérable qui joue un rôle perturbateur.

5. Les différentes hypothèses qu'on peut faire sur l'action perturbatrice de la matière pondérable donnent lieu à autant de théories de la dispersion. Nous examinerons plus loin les principales d'entre elles, mais il est utile de traiter ici la plus simple. Elle est due à Briot (1) et consiste à supposer que la matière pondérable n'est pas sensiblement entraînée par le mouvement lumineux, mais qu'elle exerce sur l'éther une réaction proportionnelle à l'élongation et tendant à ramener l'éther dans sa position d'équilibre.

L'équation (1) (n° 3) du mouvement de l'éther est alors remplacée par celle-ci

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - C\xi. \tag{1}$$

Comme au n° 3, la nouvelle équation admet encore des solutions particulières de la forme

$$\xi = A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{v}\right). \tag{2}$$

En effet, si l'on remplace ξ par l'expression (2) dans l'équation (1), le facteur *cosinus* disparaît, et l'on obtient une équation

(1) Ch. Briot, *Essais sur la théorie mathématique de la lumière,*, Paris 1864.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de condition qui détermine v en fonction de T. Pour le but que nous poursuivons, il y a quelque avantage à donner à l'argument du cosinus une forme qui mette en évidence la longueur d'onde $l = vT$ et à écrire

$$\xi = \cos\frac{2\pi}{l}(z - vt). \tag{2)'}$$

En remplaçant ξ par cette expression dans l'équation (1), j'obtiens l'équation de condition

$$\rho\left(-\frac{4\pi^2 v^2}{l^2}\right) = \mu\left(-\frac{4\pi^2}{l^2}\right) - C,$$

puis celle de $\frac{1}{n^2}$ déduite de v^2 au moyen de la formule (4) :

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\mu}{\rho V^2} + \frac{C}{4\pi^2 \rho V^2} l^2.$$

Les expressions $\frac{\mu}{\rho V^2}$ et $\frac{C}{4\pi^2 \rho V^2}$ sont constantes, de sorte que nous arrivons à une formule de dispersion de la forme

$$\frac{1}{n^2} = a + cl^2. \tag{3}$$

La formule (3), malgré l'apparence, ne dégage pas encore explicitement l'inconnue n, car l est la longueur d'onde, non pas dans le vide, mais dans le corps considéré. Elle contient implicitement n, comme le montrent les formules

$$l = vT = \frac{V}{n}T = \frac{\lambda}{n}. \tag{4}$$

Il reste donc à remplacer l par $\frac{\lambda}{n}$ dans l'équation (3), ce qui donne

$$\frac{1}{n^2} = a + c\frac{\lambda^2}{n^2},$$

et par suite

$$n^2 = \frac{1}{a} - \frac{c}{a}\lambda^2. \tag{3)'}$$

Il convient de nous arrêter aux formules (3) et (3)'. D'abord

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

elles nous montrent que c'est λ^2 et n^2 au lieu de λ et n qu'il convient de prendre pour variables. Maintenant, s'il s'agit de calculer n en fonction de λ, la formule (3)' de la forme $n^2 = f(\lambda^2)$ est la plus avantageuse. Mais s'il s'agit seulement de vérifier la théorie, une formule de la forme $\frac{1}{n^2} = f(l^2)$ comme la formule (3), plus immédiatement donnée par la théorie, est quelquefois à ce point de vue préférable. Nous pouvons maintenant aborder avec avantage les caractères généraux des lois expérimentales de la dispersion.

II. — Caractères généraux des lois expérimentales de la dispersion.

6. Au point de vue de la dispersion, les corps semblent se ranger en trois groupes :

Premier groupe. — Les corps transparents ordinaires tels que l'eau, le sulfure de carbone, le verre, le sel gemme, la fluorine, le spath calcaire, le quartz ont une dispersion analogue caractérisée comme il suit :

Si l'on construit une courbe en prenant pour abscisses les carrés des longueurs d'onde λ^2 ou l^2 et pour ordonnées les valeurs de n^2 ou de $\frac{1}{n^2}$, la courbe obtenue a l'apparence d'une hyperbole et conduit à représenter la dispersion par l'une des formules

$$\frac{1}{n^2} = a - bl^{-2} + cl^2 \tag{1}$$

ou

$$n^2 = A + B\lambda^{-2} - C\lambda^2 \tag{2}$$

dans lesquelles a, b, c, A, B, C sont des constantes positives.

Pour calculer les trois coefficients d'une telle formule, il suffit d'utiliser trois couples de valeurs observées de λ et n, mais il est préférable de faire concourir à ce calcul l'ensemble des données expérimentales par l'une des méthodes d'interpolation connues. La plus avantageuse est celle de Cauchy, précisément inventée par lui à l'occasion de ses recherches sur la dispersion (n° 17).

La comparaison de la formule (2) avec l'observation ne présente

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

aucune difficulté. Pour la formule (1), voici comment il faut l'entendre :

L'expérience fournit pour chaque radiation le couple de valeurs λ et n, par suite $l^2 = \frac{\lambda^2}{n^2}$. Cette dernière valeur permet de calculer le second membre de la formule (1). C'est la valeur de $\frac{1}{n^2}$ ainsi calculée qui est comparée à celle qu'on déduit immédiatement de l'observation de l'indice.

Les résultats de la comparaison sont ceux-ci :

1° La formule (1) représente beaucoup mieux les observations que la formule (2).

2° La formule (1) représente assez bien le phénomène pour les radiations visibles et les radiations calorifiques du spectre. Mais pour les radiations chimiques ultra-violettes, la courbe des écarts a une allure parabolique qui conduit à ajouter à la formule le terme $-b'l^{-4}$. La formule à quatre termes

$$\frac{1}{n^2} = cl^2 + a - bl^{-2} - b'l^{-4}$$

représente bien la dispersion en général. Cependant, quand la précision des mesures calorifiques atteint le cinquième chiffre décimal de l'indice, la formule à quatre termes devient souvent insuffisante pour représenter les mesures avec cette approximation (1). Il faut alors ajouter un terme en $c'l^4$ et l'on arrive à la formule à cinq termes

$$\text{(I)} \qquad \frac{1}{n^2} = c'l^4 + cl^2 + a - bl^{-2} - b'l^{-4}.$$

Il est probable que si l'on augmentait l'étendue du domaine d'observation et la précision des mesures, la formule à cinq termes deviendrait elle-même insuffisante et qu'il faudrait toujours ajouter des termes aux deux extrémités de la formule à mesure qu'on augmenterait la précision et l'étendue des mesures. La formule (I) apparaît alors comme le développement, suivant une série bien convergente, d'une fonction toujours décroissante quand la lon-

(1) E. Carvallo, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXVI, p. 728 et 950; 1898.

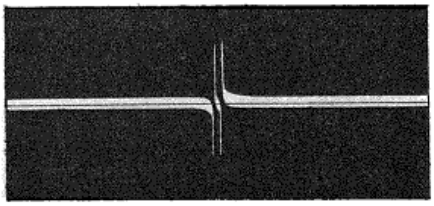
Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

gueur d'onde augmente depuis une valeur de λ^2 inférieure, jusqu'à une valeur supérieure à celles du domaine d'observation.

3° Si l'on cherche un développement en série analogue en partant de la formule (2), on constate que le développement est beaucoup moins convergent du côté des puissances négatives de λ. Il faut un terme en λ^{-6} et même en λ^{-8}. Pour les radiations calorifiques, au terme en λ^2, toujours nécessaire, il faut souvent ajouter un terme en λ^4.

7. Un *second type* de dispersion, *dispersion anomale*, est bien représenté par celle d'une flamme colorée par du sel marin. Je dois à l'obligeance de M. Becquerel (1) la photographie ci-dessous

Fig. 1.



obtenue par la méthode de Kundt, dite *des prismes croisés*. La méthode consiste à produire la dispersion d'un rayon lumineux simultanément dans le sens horizontal et dans le sens vertical. Dans l'expérience de M. Becquerel, la dispersion horizontale était fournie par un réseau de Rowland et la dispersion verticale par une flamme en forme de prisme à arêtes horizontales et colorée par du sel marin. Dans ces conditions, les déviations horizontales sont à peu près proportionnelles à λ et les déviations verticales à $n-1$, de sorte que la photographie représente assez bien la courbe de dispersion

$$n-1=f(\lambda).$$

On aperçoit sur la photographie, d'une part les images verticales des raies D_1 et D_2 du sodium (2) et d'autre part l'image d'un fil ho-

(1) H. Becquerel, *Comptes rendus*, t. CXXVII, p. 899; 1898.

(2) Ces raies, qu'on peut apercevoir sur la photographie, ont disparu sur la reproduction qui en est donnée ici.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

rizontal disposé de façon à éviter sa dispersion verticale. Les trois droites paraissent être asymptotes à la courbe et la disposition des branches est telle que toujours n diminue quand λ augmente $\left(\frac{dn}{d\lambda} < 0\right)$. Une telle forme de courbe évoque l'idée de l'équation

$$y = \frac{A_1}{x - x_1} + \frac{A_2}{x - x_2},$$

où x et y représentent les déviations horizontale et verticale d'une même radiation ; A_1 et A_2 sont des constantes *positives;* x_1 et x_2 les abscisses des asymptotes verticales.

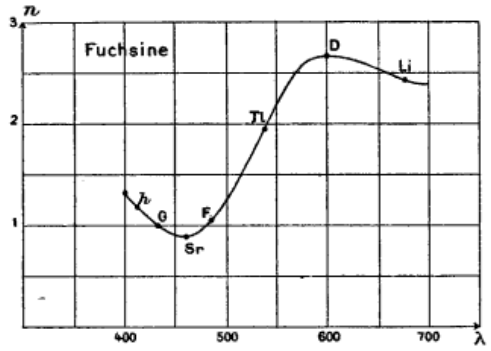
Si l'on se rappelle que les variables naturelles sont λ^2 et n^2 indiquées plus haut (n° 6), on est conduit à représenter la dispersion anomale de la flamme au sodium par la formule

$$(II) \qquad n^2 = a + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2},$$

λ_1 et λ_2 étant les longueurs d'onde des deux raies du sodium. Si la flamme employée donne, outre les raies D_1 et D_2, d'autres raies spectrales jouissant des mêmes propriétés dispersives, il faudra ajouter dans la formule de dispersion autant de fractions simples correspondantes.

8. Le *troisième type* de dispersion que nous avons à signaler, dispersion anomale comme la précédente, est celui des corps à

Fig. 2.



couleurs superficielles, possédant l'éclat métallique. Tels sont la fuchsine, la cyanine, le permanganate de potasse, le vert de mala-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

chite, le violet d'Hoffmann. Ces corps offrent dans le spectre visible une large bande d'absorption dont l'influence sur la dispersion n'est pas douteuse. La *fig.* 2 reproduit la courbe de dispersion obtenue par M. Pflüger (1) avec la fuchsine solide. Les autres courbes obtenues soit par lui soit par d'autres auteurs présentent toutes le même caractère : quand on suit les λ croissants, en traversant une bande d'absorption, on rencontre un minimum suivi d'un maximum, de sorte que, en dehors de la bande, l'indice diminue toujours quand la longueur d'onde augmente. Ce caractère, qui appartiendra aussi à la fonction $n^2 = f(\lambda^2)$, est satisfait par exemple par la formule

$$y = a + \frac{bx + c}{(x - \alpha)^2 + \beta^2},$$

soit, pour la formule de dispersion,

$$n^2 = a + \frac{b\lambda^2 + c}{(\lambda^2 - \alpha)^2 + \beta^2}. \qquad \text{(III)}$$

9. **Lien possible entre les trois types de dispersion.** — D'abord la dispersion normale peut être rattachée à la dispersion anomale observée dans le cas de la flamme colorée par du sel marin. Supposez que les raies D_1 et D_2 s'éloignent l'une dans l'infra-rouge, l'autre dans l'ultra-violet, au delà des limites de l'observation. Les valeurs de λ observées seront comprises entre λ_2 et λ_1,

$$\lambda_2 < \lambda < \lambda_1.$$

Les fractions $\frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}$ et $\frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$ de la formule (II) pourront être développées respectivement suivant les puissances de λ^2 et suivant les puissances de λ^{-2}, ainsi

$$\frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} = \frac{-b_1}{\lambda_1^2\left(1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_1^2}\right)} = \frac{-b}{\lambda_1^2}\left(1 + \frac{\lambda^2}{\lambda_1^2} + \frac{\lambda^4}{\lambda_1^4} + \dots\right), \qquad (1)$$

$$\frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} = \frac{b_2}{\lambda^2\left(1 - \frac{\lambda_2^2}{\lambda^2}\right)} = \frac{b}{\lambda^2}\left(1 + \frac{\lambda_2^2}{\lambda^2} + \frac{\lambda_2^4}{\lambda^4} + \dots\right). \qquad (2)$$

(1) Pflüger, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 412; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

On est ainsi conduit, pour remplacer la formule (II), à une série de la forme que nous avons signalée au n° 6. Mais la formule (II), du n° 7, est plus condensée. Elle a été employée avec succès notamment par M. Ketteler (1), et plus tard par M. Rubens (2). Cependant ces auteurs ont remplacé la première fraction par son développement en série (1) suivant les puissances positives de λ^2. Le terme en λ^2 est toujours nécessaire; le terme en λ^4 l'est souvent.

Maintenant, comment rattacher la dispersion de la fuchsine et celle de la vapeur de sodium?

Le moyen le plus simple, sinon le plus vraisemblable, consiste à supposer que, dans la formule (III), le terme $+\beta^2$ du dénominateur est remplacé par $-\beta^2$. Dès lors, les racines du dénominateur, au lieu d'être imaginaires, deviennent réelles; la fraction du second degré peut être décomposée en deux fractions simples du premier degré et l'on retombe sur la dispersion de la vapeur de sodium, avec ses deux asymptotes verticales.

Cette explication assimile la bande d'absorption à un ensemble de deux raies imaginaires. On peut aussi assimiler la bande à une seule raie de la façon que voici : Imaginons un spectre à une seule raie représenté par la formule

$$n^2 = a + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

Supposons maintenant qu'au binome du dénominateur on ajoute un terme du premier degré imaginaire, d'ailleurs petit, $c\lambda i$ avec $i = \sqrt{-1}$. La valeur de n^2, et par suite celle de n, sera imaginaire. On sait, et nous l'expliquerons plus loin (n° 13), que, lorsqu'on trouve pour n une valeur imaginaire, on doit l'interpréter ainsi :

Le milieu absorbe la radiation considérée; le coefficient de i dans l'imaginaire représente, à un facteur près, le coefficient d'absorption, et la partie réelle représente l'indice de réfraction.

Si l'on effectue les calculs indiqués par cette interprétation, on trouve une formule un peu compliquée, mais qui conduit à la forme de courbe donnée par l'expérience pour la dispersion ano-

(1) Ketteler, *Wied. Ann.*, t. XXX, p. 299; 1887.
(2) Rubens, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 267; 1894; t. LIV, p. 476; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

male de la fuchsine et des corps analogues (¹). En dehors de la bande d'absorption, c'est-à-dire pour les valeurs de λ qui ne sont pas très voisines de λ_1, on retombe sur la formule (III).

III. — Résumé des principales théories de la dispersion.

10. Théories de Cauchy (²) et de Briot (³). — Nous avons vu (n° 5) une première hypothèse de Briot : *La matière pondérable, sensiblement immobile, exerce sur l'éther une action proportionnelle à l'élongation,* de sorte que l'équation du mouvement est

$$(1)_a \qquad \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - C\xi.$$

La formule de dispersion correspondante

$$(2)_a \qquad \frac{1}{n^2} = a + cl^2$$

doit être, nous l'avons vu (n° 6), complétée au moins par un terme en l^{-2}. Supposer la matière pondérable immobile, c'est une hypothèse extrême. L'hypothèse opposée est celle-ci : *La matière pondérable prend le même mouvement que l'éther;* autrement dit : *Le milieu composé de l'éther et de la matière pondérable se comporte comme un milieu unique.* C'est l'hypothèse de Cauchy. La perturbation apportée par la matière pondérable peut être alors de deux sortes :

1° Pour la matière pondérable, *le rayon d'activité n'est pas négligeable par rapport à la longueur d'onde* comme il l'est pour les actions des particules d'éther entre elles. C'est l'hypothèse admise par Cauchy. Il en résulte pour le milieu mixte l'équation (*cf.* n° 3, note de la p. 178)

$$(1)_b \qquad \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} + B \frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} + B' \frac{\partial^6 \xi}{\partial z^6} + \dots$$

(¹) Ketteler, *Recherche expérimentale sur le lien entre la réfraction et l'absorption de la lumière* (*Wied. Ann.*, t. XII, p. 481; 1881). — *Optique théorique,* Braunschweig; 1885.

(²) Cauchy, *Mémoire sur la dispersion de la lumière,* Prague; 1835.

(³) Briot, *Essais sur la théorie mathématique de la lumière,* Paris; 1864.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Cette équation, traitée comme l'équation $(1)_a$ l'a été au n° 5, conduit à la formule de dispersion

$$(2)_b \qquad \frac{1}{n^2} = a + bl^{-2} + b'l^{-4} + \ldots,$$

où les termes correspondent un à un à ceux de l'équation $(1)_b$;

2° La matière pondérable peut apporter une perturbation d'une autre nature : *Si la distance intermoléculaire n'est pas négligeable par rapport à la longueur d'onde,* la densité ρ ne peut plus être regardée comme constante. C'est la deuxième hypothèse de Briot. L'équation de l'élasticité

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}$$

a désormais son coefficient $\frac{\mu}{\rho}$, non plus constant, mais fonction de z, ce qui augmente beaucoup la difficulté du problème. Cependant Briot a réussi à le traiter : il a trouvé, comme Cauchy, une formule de dispersion procédant suivant les puissances paires et négatives de la longueur d'onde.

Nous l'avons vu (n° 6), il faut pour représenter l'expérience ajouter à la formule $(2)_b$ au moins un terme en l^2. On obtient ce résultat, soit en joignant les deux hypothèses de Briot, soit en joignant sa première hypothèse à celle de Cauchy relative au rayon d'activité, mais appliquée, bien entendu, aux seules actions des particules d'éther entre elles (1).

Le dernier couple d'hypothèses est invraisemblable, mais le premier est soutenable. La formule de dispersion correspondante,

$$(2) \qquad \frac{1}{n^2} = cl^2 + a + bl^{-2} + b'l^{-4} + \ldots,$$

serre d'assez près la loi de dispersion normale des corps transparents; mais elle est impuissante à donner, soit la dispersion anomale, soit même le terme en l^4 dont nous avons reconnu la nécessité dans le spectre calorifique des corps transparents. Faut-il rejeter absolument la théorie? Non, car elle n'aborde que le cas

(1) KETTELER, *Theoretische Optik,* p. 20, Braunschweig; 1885.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

où l'entraînement de la matière pondérable est négligeable : il suffit de supposer que cet entraînement ne l'est plus dans le voisinage des bandes d'absorption et en particulier quand on s'avance vers la limite du spectre infra-rouge.

11. Théorie de M. Boussinesq (1). — C'est le contre-pied des théories précédentes. Rejetant leurs causes de dispersion : *densité variable, grandeur du rayon d'activité,* rejetant aussi les deux hypothèses extrêmes sur la matière pondérable : *immobilité, entraînement complet par l'éther,* M. Boussinesq attribue la dispersion *à l'entraînement partiel de la matière pondérable et à son action sur l'éther.* Mais il ne précise pas comme Briot la nature de cette action. *La force élastique due à la déformation de la matière pondérable par le mouvement lumineux est supposée négligeable.* Dans ces conditions, si l'on appelle F l'action réciproque de la matière pondérable et de l'éther (par unité de volume et au point z), les équations du mouvement de l'éther et de la matière pondérable sont

$$(1)\qquad \begin{cases} \rho \dfrac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \mu \dfrac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} + F & \text{(éther)}, \\ \rho_1 \dfrac{\partial^2 \xi_1}{\partial t^2} = - F & \text{(matière pondérable)}. \end{cases}$$

La force F n'étant pas précisée, il faut l'éliminer et il reste l'équation unique à deux inconnues ξ et ξ_1

$$(1)'\qquad \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - \rho_1 \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial t^2}.$$

Le problème est indéterminé. Pour le déterminer, M. Boussinesq admet encore l'hypothèse suivante :

L'élongation ξ_1 de la matière pondérable est une fonction linéaire, à coefficients constants, de l'élongation ξ de l'éther et de ses dérivées partielles, savoir :

$$\xi_1 = A\xi + B \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} + B' \frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} + \ldots.$$

---

(1) Boussinesq, *Journal de Liouville,* t. XIII, p. 313; 1868.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Si l'on porte cette valeur de ξ_1 dans l'équation (1)', on obtient une nouvelle équation qui, traitée comme l'équation (1) du n° 5, donne la formule de dispersion

$$\frac{1}{n^2} = a + b\lambda^{-2} + b' n^2 \lambda^{-4} + b'' n^4 \lambda^{-6} + \dots.$$

Elle pèche au moins par l'absence d'un terme proportionnel au carré de la longueur d'onde (n° 6); mais M. Boussinesq a pu compléter sa théorie (1) de façon à retrouver ce terme nécessaire par l'introduction de la force de Briot (n° 5).

12. Théorie de Sellmeier (2). — Si l'on précise la valeur de la force F qui s'exerce entre l'éther et la matière pondérable, le problème devient déterminé et la théorie est plus satisfaisante. La difficulté et l'arbitraire résident alors dans le choix de la force F. L'hypothèse la plus simple et la plus vraisemblable est celle de Briot :

L'action réciproque de l'éther et de la matière pondérable est proportionnelle à leur écart $\xi_1 - \xi$. Le système des équations (1) (n° 11) devient alors :

$$(1) \qquad \begin{cases} \rho \dfrac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \mu \dfrac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} + m_1(\xi_1 - \xi) & \text{(éther)}, \\ \rho_1 \dfrac{\partial^2 \xi_1}{\partial t^2} = m_1(\xi - \xi_1) & \text{(matière pondérable)}. \end{cases}$$

Il admet des solutions particulières de la forme

$$(2) \qquad \begin{cases} \xi = A \cos P, \\ \xi_1 = A_1 \cos P, \end{cases} \qquad \text{avec } P = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{l}\right),$$

laquelle représente un système de vibrations concordantes de l'éther et de la matière pondérable; la période est T, la longueur d'onde dans le milieu mixte l. Qu'on porte les valeurs (2) dans les équations (1), et qu'on se rappelle les relations $T = \frac{\lambda}{V}$, $l = \frac{\lambda}{n}$ [formules (4), n° 5], la deuxième équation (1) donnera le rapport

(1) Boussinesq, *Comptes rendus*, t. CXVII, p. 80; 1893.
(2) Sellmeier, *Pogg. Ann.*, t. CXLIII, p. 272; 1871.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

des amplitudes

$$(3)\qquad \frac{A_1}{A}=\frac{\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_1^2}\qquad \left(\lambda_1^2=\frac{4\pi^2\rho_1 V^2}{m_1},\ V \text{ vitesse de la lumière dans le vide}\right).$$

La première donnera ensuite le carré de l'indice :

$$(4)\qquad n^2=a+\frac{b_1}{\lambda^2-\lambda_1^2}\qquad \left[a=\frac{(\rho+\rho_1)V^2}{\mu},\ b_1=\frac{m_1}{4\pi^2\mu}\lambda_1^4\right].$$

La formule (4) me frappe : elle rappelle la formule II du n° 8, celle qui représentait la dispersion photographiée par M. Becquerel. Seulement, pour que la théorie ici exposée puisse représenter une telle dispersion, il faut qu'elle permette d'introduire dans la formule (4) autant de fractions de la forme $\frac{b_1}{\lambda^2-\lambda_1^2}$ que le corps traversé par la lumière offre de raies spectrales. Il suffit, pour cela, de supposer que le corps comprend autant d'espèces de molécules. Si l'on en suppose deux, par exemple, on obtient le système d'équations à trois inconnues ξ, ξ_1, ξ_2 :

$$\rho\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}=\mu\frac{\partial^2\xi}{\partial z^2}+m_1(\xi_1-\xi)+m_2(\xi_2-\xi)\qquad (\text{éther}),$$

$$\rho_1\frac{\partial^2\xi_1}{\partial t^2}=m_1(\xi-\xi_1)\qquad (1^{re}\text{ espèce de molécules}),$$

$$\rho_2\frac{\partial^2\xi_2}{\partial t^2}=m_2(\xi-\xi_2)\qquad (2^{e}\text{ espèce de molécules}).$$

Il se traite comme le système à deux inconnues et conduit à la formule

$$n^2=a+\frac{b_1}{\lambda^2-\lambda_1^2}+\frac{b_2}{\lambda^2-\lambda_2^2}.$$

C'est la formule (II) du n° 7. Nous l'avons vu, elle représente bien la dispersion anomale photographiée par M. Becquerel et aussi la dispersion normale des corps transparents.

Mais une difficulté surgit qui vient du rapport des amplitudes vibratoires de l'éther et de la matière pondérable. L'équation de la première espèce de molécules, par exemple, donne, pour le rapport des amplitudes,

$$\frac{A_1}{A}=\frac{\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_1^2}.$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pour des valeurs de λ voisines de λ_1, ce rapport est très grand. Il est infini pour $\lambda = \lambda_1$. Quoi ! l'éther, quand il est moteur, demeurerait immobile et mettrait en mouvement la matière pondérable ! Une telle conclusion révèle une lacune de la théorie. Faut-il chercher cette lacune dans les hypothèses, dans les équations (1) du mouvement ? Non, car celles-ci représentent un système mécanique possible et ne sauraient conduire à une conséquence absurde. La faute est d'avoir adopté arbitrairement une solution particulière des équations (1). Il faudrait définir les conditions initiales, les conditions aux limites et déduire des équations (1) la solution particulière qui convient au problème ainsi précisé. Pour une onde périodique arrivant de l'éther libre sur le corps, la solution serait certainement différente de celle que nous avons adoptée. Ce problème n'a pas été traité. Il contient la solution de notre difficulté et vraisemblablement aussi l'explication de l'absorption et de l'émission. En effet, c'est pour $\lambda^2 = \lambda_1^2 = \frac{4\pi^2\rho_1}{m_1} V^2$ que nous avons trouvé $\frac{A_1}{A} = \infty$, c'est-à-dire précisément pour la longueur d'onde qui correspond à la période propre $T_1 = \sqrt{\frac{4\pi^2\rho_1}{m_1}}$ de la matière pondérable $(\rho_1, m_1,)$ et ce fait nous avertit que la matière pondérable doit absorber les vibrations qu'elle est capable d'émettre. C'est pourtant dans une autre voie qu'on a cherché en attribuant l'absorption à un frottement dépendant de la vitesse.

13. **Théorie de O.-E. Meyer** (1). — Le but est d'expliquer la dispersion par l'absorption, et celle-ci par une dégradation d'énergie due à des résistances analogues au frottement. L'hypothèse est celle-ci : *La matière pondérable est fixe; son action perturbatrice est un frottement exercé sur l'éther et proportionnel à sa vitesse.* L'équation du mouvement de l'éther est alors

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - r \frac{\partial \xi}{\partial t}. \tag{1}$$

A cause de la dérivée d'ordre impair $\frac{\partial \xi}{\partial t}$, l'équation n'admet

(1) O.-E. Meyer, *Pogg. Ann.*, t. CXLV, p. 80; 1872.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

plus la solution particulière jusqu'ici employée

$$\xi = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{l} \right) \qquad (A \text{ et } l \text{ réels}),$$

mais elle admet toujours des solutions exponentielles de la forme

$$\xi = A e^{\alpha t + \beta z}.$$

Si l'on se rappelle le lien qui existe entre la fonction exponentielle et la fonction trigonométrique, on est conduit à chercher une solution de la forme

$$\xi_1 = A e^{2\pi i \left(\frac{t}{T} - \frac{\nu z}{\lambda} \right)} \qquad (i = \sqrt{-1}). \tag{2}$$

La substitution de cette expression dans l'équation (1) donne pour ν une valeur imaginaire que j'écris ainsi :

$$\nu = n - \frac{k\lambda}{2\pi} i. \tag{3}$$

L'expression (2) de ξ_1 prend ainsi la forme

$$\xi_1 = A e^{-kz} e^{2\pi i \left(\frac{t}{T} - \frac{nz}{\lambda} \right)}. \tag{4}$$

On peut reprendre le calcul en remplaçant i par $-i$. Le résultat s'obtient en faisant le même changement dans la solution (4). On aura donc aussi la solution

$$\xi_2 = A e^{-kz} e^{-2\pi i \left(\frac{t}{T} - \frac{nz}{\lambda} \right)}. \tag{5}$$

La somme des solutions (4) et (5) est aussi une solution de l'équation (1); elle a pour valeur

$$\left\{ \begin{aligned} \xi = \xi_1 + \xi_2 &= A e^{-kz} \left[e^{2\pi i \left(\frac{t}{T} - \frac{nz}{\lambda} \right)} + e^{-2\pi i \left(\frac{t}{T} - \frac{nz}{\lambda} \right)} \right] \\ &= 2A e^{-kz} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{nz}{\lambda} \right). \end{aligned} \right. \tag{6}$$

Elle représente une vibration de période T, d'indice de réfraction n et qui s'amortit en avançant, avec le coefficient d'amortissement k. C'est la conclusion annoncée au n° 9.

Si l'on effectue les calculs que j'ai seulement indiqués, on trouve, pour l'indice n, la formule de dispersion

$$n^2 = \frac{F}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{F^2 + G^2 \lambda^2},$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

où F et G sont des constantes. Elle donne un indice croissant avec la longueur d'onde, ce qui est contraire aux faits. La valeur du coefficient d'absorption est aussi contraire à l'expérience.

14. Théorie de Helmholtz (1). — Les hypothèses de Helmholtz sont celles-ci :

1° La déformation de l'éther développe sur l'élément de volume la force élastique $\mu \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}$ conformément à la théorie de l'élasticité;

2° L'éther et la matière pondérable exercent une action mutuelle proportionnelle à leur écart relatif $m(\xi_1 - \xi)$;

3° La matière pondérable subit en outre deux forces : l'une proportionnelle à son élongation, $-p\xi_1$, l'autre proportionnelle à sa vitesse $-r\frac{d\xi_1}{dt}$.

Les équations du mouvement sont donc :

$$(1)\quad \begin{cases} \rho \dfrac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \mu \dfrac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} + m(\xi_1 - \xi) & \text{(éther)}, \\ \rho_1 \dfrac{\partial^2 \xi_1}{\partial t^2} = m(\xi - \xi_1) - p\xi_1 - r\dfrac{\partial \xi_1}{\partial t} & \text{(matière pondérable)}. \end{cases}$$

Le système (1) admet des solutions particulières de la forme

$$(2)\quad \begin{cases} \xi = A e^{2\pi i\left(\frac{t}{T} - \frac{\nu z}{\lambda}\right)}, \\ \xi_1 = A_1 e^{2\pi i\left(\frac{t}{T} - \frac{\nu z}{\lambda}\right)}. \end{cases}$$

Si l'on porte, en effet, les expressions (2) dans les équations (1), l'exponentielle disparaît. La deuxième des équations (1) détermine la première inconnue $\frac{A_1}{A}$; la première équation donne ensuite la deuxième inconnue, la constante ν. Seulement les valeurs trouvées sont imaginaires. Elles s'interprètent ainsi : Le module du rapport $\frac{A_1}{A}$ représente le rapport des amplitudes, son argument est la différence de phase des mouvements ξ et ξ_1.

Quant à la valeur imaginaire de ν, sa partie réelle est l'indice

(1) Helmholtz, *Pogg. Ann.*, t. CLIV; 1875. *Journal de Physique*, t. IV, p. 216.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de réfraction; le coefficient de i est le produit du coefficient d'absorption par $\frac{\lambda}{2\pi}$.

Les calculs sont assez pénibles. Ils conduisent à des résultats un peu compliqués, qui semblent conformes à l'expérience, pour les corps tels que la fuchsine; mais les données expérimentales pour ces corps ne sont ni très complètes ni très précises.

Pour les corps transparents, le terme de frottement $r\frac{\partial \xi_1}{\partial t}$ est négligeable et l'on obtient une formule de dispersion de la forme

$$n^2 = -c\lambda^2 + a + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}. \tag{3}$$

Elle suit assez bien la loi expérimentale de la dispersion; cependant, un terme en λ^4 est souvent nécessaire (n° 6), ce qui donne à penser que le terme $-c\lambda^2$ doit être remplacé par une série qui serait le développement d'une deuxième fraction $\frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$ (n° 9).

15. Cette circonstance tend à faire modifier la théorie de Helmholtz : Le terme $-c\lambda^2$ de la formule (3) provient de la force $-p\xi_1$ de l'équation (2). Pour remplacer $-c\lambda^2$ par la deuxième fraction, il suffit de supprimer la force $-p\xi_1$ et d'introduire une deuxième espèce de molécules (n° **12**). Certes, on peut avoir quelque répugnance à admettre plusieurs espèces de molécules, comme nous l'avons fait; mais la théorie de Helmholtz ne les évite pas. Il faudra bien les admettre, si l'on veut expliquer plusieurs bandes d'absorption. D'autre part, la force $-p\xi_1$ paraît difficile à justifier; la suppression en est satisfaisante.

Quoi qu'il en soit, deux difficultés subsistent : c'est d'abord le choix fait arbitrairement d'une solution particulière qui ne convient certainement pas à la question, comme je l'ai montré au n° **12**; puis c'est la nécessité d'introduire des espèces de molécules en nombre égal à celui des bandes d'absorption, nombre souvent très considérable. La dernière difficulté devient insurmontable si l'on veut expliquer l'absorption capricieuse observée par M. Merritt (¹) dans les spectres infra-rouges du spath et du quartz. Il y a lieu de se demander s'il n'y a pas deux espèces d'absorption

(¹) Merritt, *Wied. Ann.*, t. LV, p. 49; 1895. — *Physical Review*, t. II, p. 424; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

et si, dans certains cas, il ne serait pas nécessaire de faire intervenir la forme même des molécules.

Ce qui paraît certain, c'est l'hypothèse de M. Boussinesq : *La matière pondérable est partiellement entraînée par le mouvement lumineux de l'éther*. Quant à son action perturbatrice, elle est impossible à préciser dans l'état actuel de la Science ; mais la voie ouverte par Sellmeier et Helmholtz semble la bonne.

Outre la dispersion et l'absorption, elle permet d'expliquer :

Les lois de l'aberration (1) ; les lois de la double réfraction, indépendante de la dispersion (2) ; les lois de la polarisation rotatoire et de sa dispersion (3) ; les lois du pléochroïsme des cristaux biréfringents (4) ; les lois de M. Cotton sur le dichroïsme des milieux rotatoires (5).

16. Des variantes à la théorie de Helmholtz sont dues à Lommel (6) et à M. Ketteler (7). Elles ne paraissent pas meilleures et l'on pourrait en trouver d'autres.

Dans une voie différente, M. H. Poincaré a exposé une interprétation électromagnétique de la théorie de Helmholtz. Chaque espèce de molécules est comparée à un résonateur ; il a sa période propre, mais il est susceptible d'une infinité de vibrations qui obéissent à des lois analogues à celles des harmoniques. La même explication s'applique à l'interprétation élastique des formules et permet de justifier, avec un nombre limité de molécules, les séries de raies étudiées par exemple par MM. Kayser et Runge (8).

Enfin Helmholtz (9) lui-même a écrit une théorie électromagnétique de la dispersion. Elle conduit, pour les milieux transparents, à la formule

$$n^2 = a + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

(1) Poincaré, *Théorie mathématique de la lumière*, t. I, p. 393 ; 1889.
(2) Carvallo, *Comptes rendus*, t. CXII, p. 521 ; 1891.
(3) Carvallo, *Comptes rendus*, t. CXIII, p. 846 ; 1891. — *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XXVI ; 1892. — *Comptes rendus*, t. CXXVI, p. 953 ; 1898.
(4) Carvallo, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. VII ; 1896.
(5) Carvallo, *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 985 ; 1896.
(6) Lommel, *Wied. Ann.*, t. III, p. 339 ; 1878.
(7) Ketteler, *Theoretische Optik*, p. 85 ; Braunschweig, 1885.
(8) Kayser et Runge, *Wied. Ann.*, t. LV, p. 47 ; 1895.
(9) Helmholtz, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 389 ; 1893.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Elle n'est donc acceptable que si elle permet d'introduire d'autres termes fractionnaires de même forme, et alors elle devient équivalente à la première théorie de Helmholtz, modifiée comme nous l'avons indiqué au n° 14.

17. Conclusions. — Les théories acceptables se réduisent à deux types auxquels on peut attacher les noms de Cauchy et Briot d'une part et d'autre part ceux de M. Boussinesq et Helmholtz.

Le premier type ne s'applique qu'aux corps transparents; le deuxième comprend l'absorption et se prête d'une façon remarquable à l'explication de tous les phénomènes de l'Optique.

Quant au côté pratique des formules de dispersion, je renverrai aux travaux de M. Ketteler (1) pour les corps dont la fuchsine est le type, le sujet ne paraissant pas comporter encore de conclusions très nettes. Pour les corps transparents, deux formules de dispersion peuvent être employées :

$$(\mathrm{I}) \qquad \frac{1}{n^2} = c'l^4 + cl^2 + a - bl^{-2} - b'l^{-4} \qquad \left(l^2 = \frac{\lambda^2}{n^2}\right) \qquad [\text{Mouton (2)}],$$

$$(\mathrm{II}) \qquad n^2 = a + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} \qquad (\lambda_2 < \lambda < \lambda_1) \qquad [\text{Ketteler (3)}],$$

la dernière comprenant le cas de dispersion photographié par M. Becquerel.

La formule (I) a l'inconvénient de ne pas dégager l'inconnue n, mais elle a l'avantage d'être très convergente, d'être linéaire par rapport aux coefficients a, b, c et de se prêter par là au calcul des constantes par les méthodes d'interpolation connues.

Pour la formule (II), c'est l'inverse. Mais si l'on excepte le spath d'Islande (rayon ordinaire), cas, où une troisième fraction est nécessaire dans la formule (II) pour représenter la dispersion ultra-violette (4), la formule (II) peut être mise sous une forme qui se prête au calcul des constantes par les méthodes d'interpolation. Voici comment :

D'abord, la première fraction peut être développée suivant les

(1) KETTELER, *Wied. Ann.*, t. XII, p. 481; 1881. — *Theoret. Optik*, p. 559; 1885.
(2) MOUTON, *Comptes rendus*, t. LXXXVIII, p. 967, 1078, 1189; 1879.
(3) KETTELER, *Dispersionsformeln* (*Wied. Ann.*, t. XXX, p. 299; 1887).
(4) CARVALLO, *Journal de Physique*, 3e série, t. IX, p. 465; 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

puissances croissantes de λ^2 ; l'expérience montre qu'il suffit de s'arrêter au terme en λ^4 (n° 6). On a donc

$$n^2 = C'\lambda^4 + C\lambda^2 + A + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

Je chasse maintenant le dénominateur $\lambda^2 - \lambda_1^2$, j'isole le premier terme $n^2\lambda^2$ et je divise par λ^2 ; j'obtiens

$$n^2 = C'\lambda^4 + (C - \lambda_1^2 C')\lambda^2 + (A - \lambda_1^2 C) + \frac{b_1 - A\lambda_1^2}{\lambda^2} + \lambda_1^2 \frac{n^2}{\lambda^2};$$

ou, en adoptant une nouvelle notation pour les coefficients,

$$(III) \qquad n^2 = \gamma'\lambda^4 + \gamma\lambda^2 + \alpha + \frac{\beta}{\lambda^2} + \beta' \frac{n^2}{\lambda^2}.$$

La formule (III) réunit les avantages des formules (I) et (II); elle permet de dégager n^2 et se prête au calcul des constantes.

On ne saurait trop recommander pour cet usage la méthode de Cauchy. Ses avantages sont les suivants (1) :

1° Elle permet de faire concourir au calcul toutes les observations, chacune avec l'importance que l'on juge opportune;

2° Elle donne les constantes successivement et dans l'ordre de leur importance, de sorte que la méthode même fera savoir s'il faut trois, quatre ou cinq constantes pour représenter les observations dont on dispose; s'il faut une constante de plus, le calcul le montre et il n'y a qu'à le continuer, sans rien recommencer; c'est, à cet égard, une méthode d'approximations successives;

3° La méthode renseigne sur le degré de précision des constantes calculées, comme la méthode des moindres carrés.

4° Elle offre, dans tout le cours des calculs, des vérifications nombreuses qui mettent à l'abri des fautes de calcul.

Nous avons exposé les principales théories de la dispersion, les formules auxquelles elles conduisent, le résultat de la comparaison de ces formules avec l'expérience, enfin la façon dont il convient d'exécuter les calculs. Notre tâche est donc terminée.

(1) Carvallo, *Ann. de l'École Normale.* Supplément pour 1890.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LA

DISTRIBUTION DES RAIES SPECTRALES;

PAR J.-R. RYDBERG,

PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE LUND.

INTRODUCTION.

Rien ne semble plus propre à mettre en évidence la grande importance des recherches sur la constitution des spectres que la comparaison entre les méthodes employées et les résultats obtenus dans l'étude des diverses propriétés de la matière. Nous voyons alors, en premier lieu, que la plupart des propriétés des éléments ne sont encore déterminées que d'une manière grossièrement approchée, les valeurs numériques des constantes se rapportant, comme des moyennes, à un nombre immense de molécules ou d'atomes, se trouvant dans des conditions variées, et mêlés avec des atomes d'autres espèces en proportions mal connues. C'est une statistique moléculaire.

Dans les spectres des gaz il en est tout autrement. Les molécules et les atomes agissent individuellement, chaque atome envoie ses raies indépendamment de celles des autres. Nous pouvons dire que les spectres sont les langues des atomes; chaque élément parle toujours sa propre langue caractéristique et invariable, la même sur la terre et sur les étoiles les plus lointaines. C'est cette même invariabilité qui nous permet aussi de déterminer les longueurs d'onde des raies avec une précision extraordinaire et qui promet à la synthèse des valeurs numériques une sûreté et un succès très grands.

Bien que ces qualités des spectres doivent suffire à leur donner une place prépondérante dans l'étude approfondie des propriétés des atomes, ils se distinguent encore, à un autre point de vue,

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

d'une manière non moins remarquable. Car, pendant que chacune des autres qualités physiques ne nous donne en général qu'une seule valeur numérique isolée, les spectres nous en fournissent, par les différentes raies, un nombre presque illimité pour toutes les formes de vibration de toutes les espèces diverses de la matière.

Voilà les raisons qui, dans l'étude de la constitution des spectres, nous indiquent la voie la plus sûre et la plus immédiate pour obtenir des données sur les propriétés individuelles des atomes, sur les relations des divers éléments et sur l'origine de la radiation. En outre, nous pouvons espérer que la connaissance parfaite des lois de répartition des raies d'un spectre, jointe à la sensibilité extrême des méthodes spectroscopiques, nous permettra de compléter la liste des éléments chimiques, soit que nous trouvions les matières encore inconnues comme des impuretés rares dans des substances terrestres, ou qu'elles nous soient accessibles seulement par leurs spectres dans les atmosphères de corps célestes.

I. — Historique.

Nous serions entraîné trop loin si nous voulions rendre compte ici de tous les essais qui ont été tentés pour découvrir des régularités dans l'arrangement des raies ou des relations entre les spectres des substances différentes. Nous nous contenterons donc de citer les Mémoires qui s'y rapportent et de grouper les travaux dirigés vers le même but. Parmi les exposés antérieurs de l'historique de ces questions il faut nommer en premier lieu celui de M. Kayser dans Winkelmann : *Handbuch der Physik,* t. II, 1re Partie, p. 429-443; 1894.

I. — *Premières recherches concernant les régularités et les relations.*

Mitscherlich, *Pogg. Ann.*, t. CXXI, p. 459-488; 1864. Analogies entre les spectres des sels haloïdes des métaux alcalino-terreux.

Lecoq de Boisbaudran, *Comptes rendus,* t. LXIX, p. 445-451, 606-615, 657-664, 694-700; 1869; t. LXX, p. 144-146, 974-977; 1870. *Théorie etc.*, *voir* ci-dessous. La proposition suivante a soutenu l'épreuve : Les raies spectrales des métaux alcalins (et alcalino-terreux), classées par leurs réfrangibilités, sont placées, comme les propriétés chimiques, suivant l'ordre des masses atomiques.

Stoney, *voir* IV, loi de Balmer.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

SORET, *Phil. Mag.*, 4e série, t. XLII, p. 464; 1871. Recherche de relations harmoniques dans les spectres de Mg et Cd de la même espèce que celles de Stoney dans le spectre de H.

TROOST et HAUTEFEUILLE, *Comptes rendus*, t. LXXIII, p. 620; 1871, de même que

DITTE, *Comptes rendus*, t. LXXIII, p. 622 et 738; 1871, et

CIAMICIAN, *Wien. Ber.*, t. LXXVI, 2e série, p. 499-517; 1877; t. LXXIX, 2e série, p. 8-10; 1879; t. LXXXII, 2e série, p. 425-457; 1880, ont publié des comparaisons entre des spectres divers, mais avec des données insuffisantes et sans la critique nécessaire.

SCHUSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXI, p. 337; 1881. Recherche générale sur les relations harmoniques entre les raies d'un spectre avec ce résultat définitif que le nombre observé de ces relations ne surpasse pas le nombre calculé.

NORDENSKIÖLD, *Öfversigt Sv. Vet. Akad. Förhandl.*, p. 471-478; 1887. La formule établie $\lambda = a^n k$ (n nombre entier, a et k des constantes) n'a pas soutenu l'épreuve.

II. — *Différences constantes des nombres d'ondes* (1) *dans les spectres de lignes du type* I.

MASCART, *Comptes rendus*, t. LXIX, p. 337; 1869. Doublets de Na (1863) et triplets de Mg, dont les raies ont *à peu près la même distance*.

HARTLEY, *Journ. Chem. Soc.*, t. XLIII, p. 390-400; 1883. Découverte de cette propriété fondamentale des spectres de lignes, retrouvée indépendamment par l'auteur en 1885 et par M. Julius en 1889.

III. — *Séries dans les spectres de lignes du type* I.

LIVEING et DEWAR, *Phil. Trans.*, t. CLXXIV, p. 187-222; 1883. Séries nébuleuses et séries étroites. Séries ultra-violettes (incomplètes).

PIAZZI SMITH, *Trans. Roy. Soc. Edinb.*, t. XXXII; 1884. Oxygène.

IV. — *Formule de Balmer pour la série de l'hydrogène.*

STONEY, *Phil. Mag.*, 4e série, t. XLI, p. 291-296; 1871. Les longueurs d'onde des raies H_α, H_β, H_δ ou C, F, h du spectre solaire sont en raison inverse des nombres 20, 27 et 32.

VOGEL (H.-W.), *Monats.-Ber. d. Berl. Akad.*, p. 586-604; 1879; p. 192-198; 1880, et

---

(1) Par *nombre d'ondes* nous entendons le nombre de longueurs d'onde comprises dans l'espace de 1^{cm} dans le vide.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

HUGGINS, *Phil. Trans.*, t. CLXXI, 2e série, p. 669; 1880, trouvent la suite de la série de l'hydrogène.

BALMER (J.-J.), *Wied. Ann.*, t. XXV, p. 80-87; 1885. La série de l'hydrogène peut être exprimée dans les limites des erreurs d'observation par la formule

$$\lambda = A \frac{m^2}{m^2 - 4} \qquad (m = 3 \text{ à } 11).$$

V. — *Formules des séries des spectres de lignes du type* I *des autres éléments. Homologies des spectres.*

CORNU, *Comptes rendus*, t. C, p. 1181-1188; 1885. Les longueurs d'onde des raies des séries de Al et de Tl(λ) sont liées avec celles de la série de H(λ_1) par des équations de la forme $\lambda = a + b\lambda_1$. Cette formule ne donne pas cependant une approximation suffisante.

RYDBERG, Discours à la Soc. physiograph. de Lund, mai 1887, sur les spectres des métaux alcalins.

Notes préliminaires : *Beibl. Wied. Ann.*, t. XIV. *Comptes rendus*, t. CX. *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIX. *Zeitschr. Phys. Chem.*, t. V; 1890.

Exposition détaillée : *Kongl. Svenska Vetensk. Akad. Handl.*, t. XXIII, nº 11, p. 1-155; 1890. La constitution et les relations des spectres de lignes type I. Spécialement les spectres de Li, Na, K, Rb, Cs; (Cu), Ag, (Au); (Be), Mg, Ca, (Sr), (Ba); Zn, Cd, Hg; (B), Al, (Ga), In, Tl. La formule $n = n_0 - \frac{N_0}{(m+\mu)^2}$, ($n = 10^8 \lambda^{-1}$ = le nombre d'ondes par centimètre dans le vide; n_0, μ des constantes; $N_0 = 109675{,}0$), a été établie par l'auteur déjà en 1885 indépendamment de la formule de Balmer.

Wied. Ann., t. L, p. 625-638; 1893. Série simple de Mg (d'abord contestée, mais depuis reconnue par MM. Kayser et Runge); groupe étroit de Sr; constitution des triplets composés.

Wied. Ann., t. LII, p. 119-131; 1894. Comparaison détaillée des spectres de Ca et de Sr.

Astroph. Journ., t. IV, p. 91; 1896. Relation des séries principales et étroites.

Astroph. Journ., t. VI, p. 233; 1897. La nouvelle série de H.

KAYSER et RUNGE, *Rep. Brit. Assoc.*, p. 576; 1888. Note préliminaire. *Abhandl. der Berl. Akad.*, 1890, 91, 92. *Ueber die Spectren der Elemente*, III, 1890. Li, Na, K, Rb, Cs; IV, 1891, Mg, Ca, Zn, Sr, Cd, (Ba), Hg; V, 1892, Cu, Ag, (Au); VI, 1892, Al, In, Tl. Traité général des séries. Comparaison des spectres. Critique des recherches de Rydberg.

Formule : $10^8 \lambda^{-1} = A - Bn^{-2} - Cn^{-4}$.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ames, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXX, p. 47; 1890, a proposé comme généralisation de la formule de Balmer $\frac{1}{\lambda} = a\left(1 + \frac{b}{c + m^2}\right)$, sans cependant en faire usage dans les calculs. La substitution de $m = M - n$, où M est une constante beaucoup plus grande que n, conduit à $\frac{1}{\lambda} = A + Bn + Cn^2 + \ldots$, formule empirique des spectres de bandes, laquelle se trouve, de cette manière, liée avec celle des spectres de lignes du type I.

Runge et Paschen, *Astroph. Journ.*, t. III, p. 1; 1896. Spectre de He.

Formule : $10^8 \lambda^{-1} = A - Bn^{-2} - Cn^{-3}$.

Wied. Ann., t. LXI, p. 641; 1897. Spectres de O, S, Se. Ces Mémoires, avec ceux de MM. Kayser et Runge, contiennent les observations les plus complètes et les plus exactes des spectres de lignes du type I. Système double de séries chez He et O.

Balmer, *Verhandl. d. Naturforsch. Gesellsch. in Basel*, t. XI, p. 448-462; 1896.

Formule : $10^8 \lambda^{-1} = A - \frac{N_0}{\left(n - c - \frac{c}{n^4}\right)^2}$,

modification de la formule de Rydberg. Calcul des séries de He.

Pickering, *Astroph. Journ.*, t. IV, p. 369; 1896.

Formule : $\lambda = 4650 \frac{m^2}{m^2 - 4} - 1032$,

pour la série nouvelle de H.

Thiele, *Astroph. Journ.*, t. VI, p. 65; 1897.

$$\lambda = \frac{\lambda_0 a + \lambda_\infty (n + c)^2}{a + (n + c)^2}$$

et plusieurs autres formes.

Formule générale applicable aux séries des spectres de bandes aussi bien qu'à celles des spectres de lignes du type I,

$$\lambda = \frac{p_0 + p_1 (n + c)^2 + \ldots + p_r (n + c)^{2r}}{q_0 + q_1 (n + c)^2 + \ldots + q_r (n + c)^{2r}}.$$

VI. — *Spectres de lignes du type* II.

Kayser et Runge, *Abhandl. d. Berl. Akad.*, 1893. *Ueber die Spectren der Elemente*, VII. Spectres de Sn, Pb, As, Sb, Bi. Découverte des différences constantes des nombres d'ondes.

Kayser, *Abhandl. d. Berl. Akad.*, 1897 (Pd, Pt, Ru).

Rydberg, *Astroph. Journ.*, t. VI, p. 239 (Cu) et p. 338 (argon); 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

VII. — *Spectres de bandes.*

THALÉN, *Kongl. Svenska Vetensk. Akad. Handl.*, t. VIII; 1869. Spectre d'absorption de l'iode. Division en séries.

LECOQ DE BOISBAUDRAN, *Comptes rendus*, t. LXIX; 1869. Comparaison entre deux bandes de l'azote. Le rapport harmonique supposé 3 : 4 n'est pas exact.

STONEY et REYNOLDS, *Phil. Mag.*, 4e série, t. XLII; 1871. Spectre d'absorption de CrO^2Cl^2. Essai d'interprétation d'une série de raies considérées comme des harmoniques consécutives.

HERSCHEL, A.-S., *Trans. Roy. Soc. Edinb.*, t. XXXII, 3e série; 1884. Les différences des nombres d'ondes des raies consécutives d'une série sont en progression arithmétique.

ROWLAND, d'après AMES, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXX, p. 41; 1890, a découvert, en 1885, la même loi par l'étude des bandes qui se trouvent dans le spectre solaire.

CORNU, *Ann. Chim. Phys.*, 6e série, t. VII, p. 5-102; 1886. Les bandes A, B et α du spectre solaire.

DESLANDRES, *Comptes rendus*, t. C, CI, CIII, CIV, CVI *passim*; 1885-1888. *Ann. Chim. Phys.*, 6e série, t. XV, p. 5-86; 1888. Recherche générale.

KAYSER et RUNGE, *Abhandl. d. Berl. Akad.*; 1889. *Ueber die Spectren der Elemente*, II. Spectre de C.

AMES, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXX, p. 48; 1890. Spectre de N.

THIELE, *Astroph. Journ.*, t. VI, p. 65; 1897, t. VIII, p. 1; 1898. *Öfversigt over det Kgl. Danske Vidensk. Selskabs Förhandl.*; 1899, n° 3, p. 143. Recherche des séries.

VIII. — *Théories.*

Les théories des spectres données jusqu'ici ne forment que des essais préliminaires. Nous citerons seulement :

LECOQ DE BOISBAUDRAN, *Comptes rendus*, t. LXIX; 1869. t. LXX; 1870. t. CII; 1886. Les raies sont causées : 1° par la rotation des molécules qui ne sont pas des solides de révolution; 2° par la translation des centres de gravité des molécules suivant des ellipses; 3° par la translation des centres de ces ellipses suivant des ellipses nouvelles, etc. Critique par Julius, Kayser.

JULIUS, *Ann. de l'École polyt. de Delft*, t. V, p. 1-117; 1889. Recherches sur l'existence de raies additionnelles et différentielles. Une nouvelle découverte des différences constantes des nombres d'ondes des doublets de Na, Al et des triplets de Mg en a été le résultat.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Brillouin, *Comptes rendus,* t. CXII, p. 575; 1891. Comparaison entre les différentes hypothèses possibles.

Stoney, *Trans. Roy. Soc. Dublin*, 2e série, t. IV, p. 563; 1891. Il est supposé que les charges électriques des atomes (les électrons), amenées dans le mouvement de la molécule, donnent lieu à toutes les vibrations différentes qui forment un spectre. Sous l'influence d'une force prédominante et d'autres forces perturbatrices, le mouvement se montre comme la superposition et la coexistence d'un système de mouvements élémentaires elliptiques correspondant chacun à une raie du spectre.

Herschel, *The Observatory;* 1896, et

Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIV, p. 356; 1897. Recherches de systèmes vibrants analogues à celui qui donne la série de Balmer.

II. — Classification des spectres.

Notre connaissance imparfaite de la constitution des différentes espèces de spectres ne nous permet pas encore de les classer d'après des principes rationnels. Ordinairement on les divise d'après leur apparence en deux groupes : *spectres de lignes* et *spectres de bandes*. Dans le premier groupe, la plupart des raies se trouvent disséminées sans ordre apparent dans toute l'étendue du spectre; dans l'autre, où leur nombre est beaucoup plus grand, elles forment des bandes où des centaines de raies sont serrées si près les unes des autres qu'il faut des instruments à grande dispersion pour les séparer. Mais, comme nous le verrons, les spectres de lignes ne sont pas toujours de la même structure. Il y en a dans lesquels les raies forment des doublets ou des triplets, qui peuvent être ordonnés en séries convergeant vers une limite finie, et d'autres où l'on ne peut distinguer ni des doublets ni des séries de même caractère que dans le groupe précédent, mais où les raies peuvent être rangées dans des lignes et des colonnes parallèles à différences constantes des fréquences. Nous appellerons ces deux espèces provisoirement *spectres de lignes du type I* et *du type II*. Il n'est pas impossible qu'il y ait encore d'autres formes de spectres de lignes, car, même dans les spectres mesurés, il en reste un grand nombre dont nous ne connaissons pas la constitution. La même remarque s'applique aussi aux spectres de bandes, lesquels ne sont pas encore assez étudiés pour qu'on puisse décider s'ils appartiennent tous au même type.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Des trois espèces que nous considérerons plus en détail, les deux premières : spectres de lignes du type I et du type II, semblent se produire pour des états moléculaires plus simples que les spectres de bandes, lesquels ne se rencontrent qu'avec les gaz composés ou avec les gaz simples à des températures plus basses que celles qui correspondent aux spectres de lignes.

III. — Spectres de lignes du type I ou spectres à séries convergentes.

Les résultats des recherches sur la constitution de ces spectres peuvent être résumés dans quelques lois simples :

1. *Les spectres du type I* sont formés de séries de différentes espèces, lesquelles consistent en un nombre infini de raies et convergent vers une limite finie. La distance des raies, de même que leur intensité, diminue régulièrement quand le numéro d'ordre des termes augmente. Les séries de la même espèce forment des groupes.

Les séries différentes ont été appelées : *séries principales* [P], *séries nébuleuses* [D] et *séries étroites* [S]. MM. Kayser et Runge se servent pour les deux dernières espèces des noms : *première* et *deuxième série secondaire*. D'après notre désignation, He[D] signifie, par exemple, le groupe nébuleux ou toutes les séries nébuleuses de He. C'est le groupe où le plus grand nombre de termes est connu. MM. Runge et Paschen en ont déterminé dix-sept.

2. *Le groupe principal* est composé de deux ou trois séries qui convergent vers une limite commune. La différence des fréquences des raies correspondantes des différentes séries d'un même spectre diminue donc quand le numéro d'ordre des termes augmente. Dans chaque doublet ou triplet la raie la plus réfrangible est la plus forte.

J'ai désigné la série la plus forte par P_1 et les suivantes par P_2 et P_3. Ainsi Rb[P_2, 3] est le troisième terme de la série principale plus faible de Rb. Les séries principales ne sont, jusqu'ici, connues avec certitude que pour les métaux alcalins, pour H et le

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

groupe de l'oxygène. Les séries différentes de Li et H n'ont pas été séparées.

3. *Le groupe étroit* consiste en deux ou trois séries simples dont les termes correspondants forment des doublets ou des triplets, caractérisés par les différences constantes entre les fréquences des raies. Les séries possèdent des limites séparées, dont les différences sont exprimées par les mêmes nombres constants que les différences des termes spéciaux.

La série la moins réfrangible $[S_1]$ est la plus forte, et la plus réfrangible, $[S_2]$ ou $[S_3]$, la plus faible. Les différences constantes des fréquences n sont désignées par ν pour les doublets et par ν_1 et ν_2 pour les triplets. En général on a approximativement $\nu_1 = 2\nu_2$. Les variations qu'on trouve dans les valeurs des ν sont irrégulières et tombent dans les limites des erreurs d'observation. Mais si un examen encore plus minutieux révélait de petits écarts réguliers, on trouverait probablement, comme dans les groupes nébuleux, des composantes faibles correspondant aux différences exactes.

4. *Le groupe nébuleux* est formé de séries doubles ou triples de la même manière que le groupe étroit, mais les deux premiers termes des triplets et le premier terme des doublets sont eux-mêmes des raies composées.

Voici, comme exemple pour montrer leur constitution, le triplet Cd[D, 2] d'après les déterminations de MM. Kayser et Runge. L'intensité i va en décroissant de 1 à 6.

	I.	i.	n.	ν_1.	I.	i.	n.	ν_2.	I.	i.	n.
	13	(4)	27665,73	1171,33	23	(2)	28837,06	542,39	33	(1)	29379,45
ν_2			11,79				11,90				
	12	(2)	27677,52	1171,44	22	(1)	28848,96				
ν_1			18,25								
	11	(1)	27695,77								

Les raies différentes sont désignées par des indices doubles I, dont le premier nombre se rapporte à la raie composée et le second à la composante. Nous avons donc dans les groupes nébuleux aux triplets six séries spéciales D_{11}, D_{12}, D_{13}; D_{22}, D_{23}; D_{33}. La série D_{11} contient les raies les plus fortes. L'intensité croît avec le pre-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

mier indice et diminue lorsque l'autre augmente. Les composantes du même ordre ont les mêmes différences ν_1, ν_2, qui coïncident aussi avec les différences correspondantes des séries étroites. Nous citerons à titre d'exemple les moyennes des valeurs de ν_1 et ν_2 de tous les triplets des éléments suivants :

	Groupe.	Ca.	Sr.	Zn.	Cd.
ν_1	étroit.....	105,81	394,25	389,15	1171,18
	nébuleux...	105,99	394,12	388,93	1171,08
ν_2	étroit.....	52,17	186,86	189,79	542,24
	nébuleux...	52,21	186,92	190,10	542,35

Les différences $\varkappa_1$ et $\varkappa_2$ diminuent, quand le numéro d'ordre des triplets augmente, de manière que les composantes ne peuvent être séparées que dans les premiers termes des séries. Quand la dispersion ne suffit pas pour séparer les composantes, la raie composée se montre nébuleuse du côté du rouge, où sont situées les composantes faibles. Par analogie nous concluons que les raies étroites, qui, dans certains cas, se montrent nébuleuses aussi, possèdent des composantes analogues à celles que nous venons de décrire, mais beaucoup plus serrées. Nous supposons comme possible que le groupe étroit et le groupe nébuleux se correspondent de la même manière que deux termes d'une série.

La complication des triplets nébuleux augmente avec la masse atomique et avec la valence des éléments.

5. *Les séries étroites et les séries nébuleuses* du même ordre convergent vers la même limite.

Pour les neuf séries en question il existe trois limites distinctes, dont les différences sont ν_1 et ν_2. Ainsi S_1, D_{11}, D_{12}, D_{13} ont une limite commune; de même S_2, D_{22}, D_{23} et enfin S_3 et D_{33}. Quant aux séries nébuleuses D_{11}, D_{12}, D_{13} comparées entre elles, on constate cette loi en voyant les différences $\varkappa_1$ et $\varkappa_2$ diminuer vite de terme en terme. Mais la coïncidence des limites S_∞ et D_∞ des séries correspondantes S et D a été mise en doute par MM. Kayser et Runge. C'est pourquoi je donnerai les valeurs des limites pour les deux groupes, calculées dans ce but spécial en ne faisant usage que des termes les plus élevés de chaque série pour éliminer autant que possible l'influence de notre connaissance imparfaite

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de la formule des séries. Les valeurs correspondent aux séries S_1 et D_1, mais elles ont été calculées en faisant usage de toutes les raies connues dans les termes employés.

Élément.	S_∞.	D_∞.	Diff.
H.....	27418,75	27418,79	— 0,04
He_I.....	29222,63	29222,70	— 0,07
He_{II}.....	27175,00	27174,47	+ 0,53
O_I.....	23205,40	23204,42	+ 0,98
O_{II}.....	21207,66	21206,14	+ 1,52
Li.....	28582,16	28582,92	— 0,76
Na.....	24471,36	24468,89	+ 2,47
K.....	21951,39	21959,52	— 8,13
Cu.....	31552,55	31535,41	+17,14
Ag.....	30644,89	30651,72	— 6,83
Mg.....	39755,32	39753,71	+ 1,61
Ca.....	33998,68	33919,68	+79,00
Sr.....	31034,04	31025,01	+ 9,03
Zn.....	42880,06	42877,70	+ 2,36
Cd.....	40717,14	40716,42	+ 0,72
Al.....	48159,48	48152,59	+ 6,89
In.....	44450,07	44446,80	+ 3,27
Tl.....	41469,63	41469,31	+ 0,32

On trouve des différences sensibles pour les éléments dont les spectres ne sont pas connus avec un assez grand nombre de termes pour permettre de déterminer exactement les limites cherchées, et, en outre, pour Ca, dans le spectre duquel il semble y avoir quelque incertitude dans les déterminations de MM. Kayser et Runge. Mes calculs originaux ont donné

$$Ca_\infty [S] = 33986,1, \qquad Ca_\infty [D] = 33983,8,$$

de manière que la différence mentionnée ne suffit pas pour mettre en doute l'exactitude de la loi établie.

6. *Toutes les séries connues possèdent approximativement la même forme.* Soient n le nombre d'ondes, m le numéro d'ordre d'un terme dans une série et $n = F(m)$ l'équation de la série. Alors l'équation de toute autre série peut être exprimée approximativement par l'équation $n - a = F(m - \mu)$, où une série peut

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

être amenée à coïncider approximativement avec toute autre série en la déplaçant parallèlement aux axes de n et de m.

La loi n'est pas exacte, mais l'accord des séries différentes est assez grand pour qu'on puisse considérer les écarts comme des perturbations d'une loi idéale. Nous y reviendrons dans le paragraphe 9.

7. Dans une première approximation, une série quelconque peut être représentée par une équation de la forme

$$\pm n = n_\infty - \frac{N_0}{(m-\mu)^2},$$

où n_∞ est la limite vers laquelle tend la valeur de n, quand m devient infini, et N_0 une constante. On a de sérieuses raisons de supposer que cette constante a la même valeur dans toutes les séries et forme la mesure commune d'une certaine espèce de vibrations. De la formule de Balmer, qui peut s'écrire

$$n = 109675{,}00\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right),$$

on tire

$$N_0 = 109675{,}00$$

dans le vide (déterminations de M. Rowland).

Le double signe de la formule générale signifie que des valeurs négatives de n correspondent à des raies réelles aussi bien que des valeurs positives.

D'autres formules approchées sont déjà citées au Chapitre I.

8. *Les séries principales et les séries étroites* d'un même spectre peuvent être représentées par une seule équation à deux paramètres variables. En désignant par m_1 et m_2 les numéros d'ordre des termes des séries principales et des séries étroites, cette équation peut s'écrire, en première approximation,

$$\pm \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(m_1-\mu_1)^2} - \frac{1}{(m_2-\mu_2)^2},$$

où $\frac{N_0}{(m_2-\mu_2)^2}$ représente la limite P_∞ de la série principale (m_1 variable) et $\frac{N_0}{(m_1-\mu_1)^2}$ la limite S_∞ de la série étroite (m_2 variable). S_∞ coïncide comme nous le savons avec la limite D_∞ des séries

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

nébuleuses. La différence des deux limites donne le terme commun et le plus fort des deux séries. Comme les limites peuvent être calculées avec une précision considérable indépendamment de la connaissance de la formule vraie des séries, l'approximation de ce terme est incomparablement plus grande que celle des autres. Voici les valeurs des limites P_∞ et S_∞ des séries principales et étroites et les valeurs observées du terme (P, 1) ou (S, 1). Au lieu des valeurs directement calculées de S_∞ j'ai introduit les moyennes plus exactes de $\frac{1}{2}(S_\infty + D_\infty)$. (*Voir* n° 5.)

	P_∞.	S_∞.	$P_\infty - S_\infty$.	(P, 1).	Diff.
He_I	38452,89	29222,67	9230,22	8950,14	+280,08
He_{II}	32032,26	27174,47	4857,79	4900,65	— 42,86
Li	43482,53	28582,54	14899,99	14903,03	— 3,04
Na_1	41452,61	24470,13	16982,48	16972,70	+ 9,78
Na_2	41452,61	24487,32	16965,29	16955,51	+ 9,78
K_1	35008,92	21955,46	13053,46	13041,72	+ 11,74
K_2	35008,92	22013,31	12995,61	12984,63	+ 10,98
Rb_1	33706,66	20869,15	12837,51	12798,95	+ 38,56
Rb_2	33705,59	21098,83	12606,76	12575,18	+ 31,58

Les grands écarts de He ne sont pas surprenants, parce que les deux raies en question, qui appartiennent au spectre infra-rouge, ne possèdent pas une précision comparable à celle des autres. En effet, les valeurs calculées sont situées dans les limites des erreurs d'observation. (Pour la formule, *voir* aussi le numéro suivant.)

9. A côté des séries traitées ci-dessus, il y a, dans la plupart des spectres examinés, un grand nombre de raies simples, de doublets et de triplets de différentes espèces. Ces raies semblent faire partie d'autres séries analogues, dont nous avons des exemples avec He et O (He_{II} et O_{II}), de telle sorte qu'on est porté à croire que les spectres du type I possèdent à la fois des séries simples, des séries doubles et des séries triples, lesquelles forment un seul système cohérent dont toutes les séries peuvent être comprises dans une seule formule. Bien qu'on ne puisse à présent établir une telle formule sans avoir recours à des suppositions qui ne reposent que sur des analogies, la forme générale de l'équation ne semble pas

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

douteuse, et nous en donnerons un tracé schématique pour indiquer au moins la marche de ces recherches.

Dans ce but, il est d'abord nécessaire d'introduire des notations spéciales pour toutes les espèces différentes de séries que nous connaissons. Soit donc le numéro d'ordre

d'une composante d'une raie composée (1, 2, 3).....	k
d'une raie composée d'un triplet (1, 2, 3)...	l
d'un triplet (ou doublet) d'un groupe (1 à ∞).....	t
d'un groupe (1 groupe nébuleux, 2 groupe étroit)...	g
d'un groupe principal d'un spectre (1 à ∞).....	p

où le numéro 1 correspond toujours à la raie la plus forte de son espèce.

De cette manière, nous aurons le nombre d'ondes d'une raie quelconque d'un spectre

$$n = \mathrm{F}(k, l, t, g, p, \ldots)$$

en fonction d'un certain nombre de paramètres indépendants et, en outre, de constantes spécifiques de chaque élément. Nous supposons qu'il y a un grand nombre de séries d'espèces différentes correspondant aux paramètres donnés : séries de composantes ou raies composées, triplets, séries triples, séries de groupes, groupes principaux, dont quelques-unes possèdent un nombre illimité de termes et d'autres un nombre limité. Chaque raie entre donc d'abord comme composante dans une raie composée. De ces raies composées sont formés les triplets. Les triplets, à leur tour, donnent les séries triples ou les groupes. Les groupes nébuleux et étroits forment un groupe principal et tous les groupes principaux donnent le spectre. D'après l'analogie des séries connues, nous supposons de plus que toute série s'approche d'une limite finie quand le numéro d'ordre des termes augmente.

Sous ces hypothèses, le nombre d'ondes de chaque raie d'une série quelconque peut être exprimé par la somme de deux quantités dont l'une correspond à la valeur ∞ du paramètre variable $(k, l, t, \ldots)$ et en est indépendante, et dont l'autre, qui en dépend, s'annule quand le paramètre devient infini. Nous désignerons ces deux termes dans les séries différentes par K_∞, K; L_∞, L; T_∞, T; etc., correspondant aux paramètres k, l, t, ...

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pour la première série de composantes ou la première raie composée d'un triplet nébuleux nous avons donc

$$n = K_\infty + K,$$

et, en ayant égard aux résultats des recherches spéciales, nous trouvons que la limite K_∞ est indépendante de k, mais dépend de l, t, g, p; K au contraire, qui est indépendant de l [en raison des différences constantes $\varkappa$ entre les composantes correspondantes des raies composées (*voir* n° 4)], est fonction de k, t, g, p et s'annule quand l'un quelconque de ces quatre paramètres devient infini indépendamment des valeurs des autres. Nous consignerons ce résultat en écrivant

$$(1) \qquad n = K_\infty(l, t, g, p)[k] + K(k_0, t_0, g_0, p_0)[l],$$

les crochets contenant ceux des paramètres qui n'entrent pas dans les fonctions et les indices o indiquant que la fonction s'annule quand le paramètre en question devient infini.

De la même manière nous obtenons pour les asymptotes K_∞

$$(2) \qquad K_\infty(l, t, g, p)[k] = L_\infty(t, g, p)[k, l] - L(l_0, p_0)[k, t, g].$$

Car les valeurs de K_∞ des raies différentes d'un triplet forment elles-mêmes un triplet dont la limite L_∞ est indépendante de l et naturellement aussi de k. L'autre terme L, qui dépend de l et disparaît pour $l = \infty$, varie aussi avec p parce que les raies des doublets ou triplets d'une série principale deviennent de plus en plus serrées quand le numéro d'ordre p des termes croît, et pour $p = \infty$ il s'annule indépendamment de la valeur de l. Au contraire L est indépendant non seulement de k, qui n'entre pas du tout dans K_∞, mais aussi de t et de g, puisque les différences des nombres d'ondes sont constantes pour tous les triplets d'une série triple et les mêmes dans les séries nébuleuses et étroites.

Des considérations analogues nous conduisent ensuite aux équations

$$(3) \qquad L_\infty(t, g, p)[k, l] = T_\infty(p_0)[k, l, t, g] - T(t_0, g)[k, l, p]$$

et

$$(4) \qquad T(t_0, g)[k, l, p] = G_\infty(t_0)[k, l, g, p] - G(t_0, g_0)[k, l, p],$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

où, par exemple, la coïncidence des limites des séries nébuleuses et étroites démontre que T_∞ est indépendant de g.

En portant maintenant dans (3) la valeur de T donnée par l'équation (4), puis en (2) la valeur de L_∞, et enfin en (1) celle de K_∞, l'expression de n devient

$$n = T_\infty(p) - G_\infty(t) + G(t, g) - L(l, p) + K(k, t, g, p).$$

Les paramètres entre crochets ont été supprimés, de même que les indices o des paramètres variables des fonctions spéciales, lesquelles possèdent toutes la propriété commune de disparaître quand un quelconque de leurs paramètres devient infini.

La formule contient tous les résultats exposés ci-dessus. Soit, par exemple, l_1 le numéro d'ordre de la première raie composée, l_2 celui de la deuxième du même triplet t_1 dans le groupe triple g_1 du groupe principal p_1, et supposons que nous avons choisi dans les deux raies composées la composante du même ordre k_1. Alors les expressions des nombres d'ondes des deux raies deviennent

$$n_1 = T_\infty(p_1) - G_\infty(t_1) + G(t_1, g_1) - L(l_1, p_1) + K(k_1, t_1, g_1, p_1),$$
$$n_2 = T_\infty(p_1) - G_\infty(t_1) + G(t_1, g_1) - L(l_2, p_1) + K(k_1, t_1, g_1, p_1),$$

et la différence

$$n_2 - n_1 = L(l_1, p_1) - L(l_2, p_1) = \nu_1.$$

Cette différence est donc, conformément à l'expérience, indépendante du numéro du triplet t_1, que nous avons choisi, et aussi du groupe g_1 et du numéro k_1 de la composante, mais elle varie avec le groupe principal p_1 et avec les raies l du triplet.

De même nous voyons que la limite d'une série de raies simples du groupe nébuleux, laquelle correspond, par exemple, à des valeurs finies k_1, l_1, g_1, p_1, devient pour $t = \infty$

$$n = T_\infty(p_1) - L(l_1, p_1).$$

La limite correspondant à $t = \infty$ est donc la même dans toutes les séries qui ont les mêmes valeurs de p et de l, indépendamment des valeurs de k et de g, ce qui s'accorde parfaitement avec l'expérience.

Cependant l'expression de n n'a pas d'autre prétention que de

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

montrer schématiquement la forme générale de la fonction. Car on ne peut douter qu'il y ait encore d'autres paramètres entiers qui augmentent le nombre des termes dans la formule vraie de n. De plus, il n'est pas impossible que l'une ou l'autre des hypothèses qui sont à la base de ce raisonnement soit modifiée, quand nous aurons obtenu des connaissances plus complètes de la constitution des séries spéciales.

Il nous resterait encore à étudier les formes des termes spéciaux de l'expression de n; mais ces recherches n'étant pas achevées, nous nous contenterons de renvoyer à l'exposition déjà donnée des formes des séries simples. Dans l'expression donnée au n° 8, par exemple, le premier terme $\frac{N_0}{(m_1-\mu_1)^2}$ correspond à $T_\infty(p) - L(l, p)$ et le second $\frac{N_0}{(m_2-\mu_2)^2}$ à $G_\infty(t) - G(t, g)$ dans la formule générale de n. Bien que cette formule ne soit pas complète, nous voyons que l'on ne peut espérer trouver la forme exacte des séries, si l'on continue à exprimer une somme de deux termes différents et dépendant de deux variables au moins par un seul terme à une variable. Pour H, où le terme $L(l, p)$ disparaît, la formule simple suffit à rendre exactement les observations.

10. Quand la valence et la masse atomique augmentent, les spectres deviennent de plus en plus compliqués, mais l'expérience a montré jusqu'ici qu'à chaque raie d'un spectre plus simple correspond toujours une raie au moins d'un spectre plus compliqué.

L'influence de la nature chimique du gaz incandescent sur les spectres est de même espèce que dans tous les autres cas connus, et nous pouvons dire en général que

Le nombre d'ondes qui correspond à une forme de vibration quelconque est une fonction périodique de la masse atomique de l'élément.

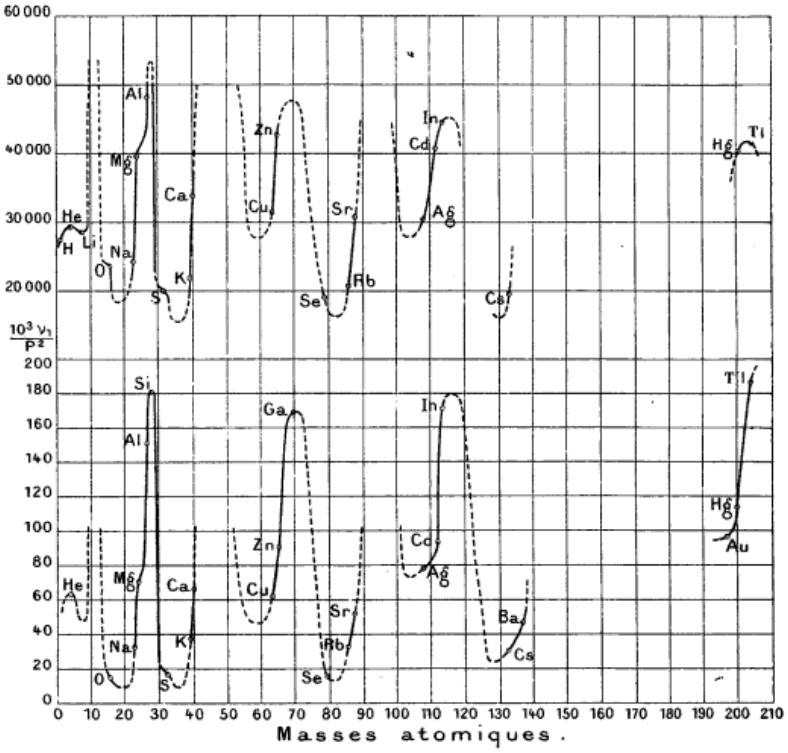
On peut donc former autant de fonctions périodiques qu'il y a de modes de vibration différents dans un spectre quelconque et en outre toutes les constantes des équations des séries varient périodiquement. Comme ces fonctions suivent à peu près la même marche, il est toujours possible d'interpoler, avec une certaine approximation, la position d'une raie ou d'une série quelconque

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

d'un élément, quand on connaît cette marche générale des fonctions.

Nous donnerons comme exemples les deux fonctions qui sont connues dans le plus grand nombre d'éléments, à savoir la limite commune n_∞ des séries nébuleuses et étroites du premier ordre ($l = 1$) et les valeurs des différences constantes ν des doublets et ν_1, ν_2 des triplets du groupe principal ordinaire ($p = 1$). Dans le dernier cas, comme la valeur de ν_1 augmente très rapidement avec la masse atomique et à peu près proportionnellement au carré de

Fig. 1.



cette quantité, nous préférons représenter graphiquement les valeurs de $\frac{1000\nu_1}{P^2}$, P étant la masse atomique de l'élément. Dans la plupart des éléments, n_∞ est la moyenne des limites D_∞ et S_∞ des séries nébuleuses et étroites. Ces deux quantités sont repré

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

sentées, en fonction des masses atomiques, dans la figure ci-avant. La courbe supérieure donne la limite commune des séries, la courbe inférieure les valeurs de $\frac{1000\nu_1}{P^2}$. La marche vraisemblable des fonctions dans les parties imparfaitement connues est indiquée par les courbes pointillées.

Table des valeurs de n_∞.

I.	II.	III.	—	VI.
H = 1,0032.			He = 4.	
27418,75	"	"	29222,67	"
Li = 7,03.				O = 16.
28582,54	"	"	"	23204,91
Na = 23,06.	Mg = 24,38.	Al = 27,08.		S = 32,06.
24470,13	39754,52	48156,04	"	20082,62
K = 39,14.	Ca = 40,00.			
21955,46	33959,18	"	"	"
Cu = 63,44.	Zn = 65,38.			Se = 79,07.
31543,98	42878,88	"	"	19276,63
Rb = 85,44.	Sr = 87,52.			
20869,15	31029,53	"	"	"
Ag = 107,94.	Cd = 112,08.	In = 113,7.		
30648,31	40716,78	44448,44	"	"
Cs = 132,88.				
19674,17	"	"	"	
	Hg = 100,36.	Tl = 204,15.		
"	40154,46	41469,47	"	

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Table des valeurs de ν et de $\frac{10^3 \nu_1}{P^2}$.

	I.	II.		III.	IV.		—	VI.	
	H = 1,0032.						He = 4.		
ν	0?	"	"	"	"	"	1,02	"	"
$\frac{10^3 \nu_1}{P^2}$ ...	0?	"	"	"	"	"	63,8	"	"
	Li = 7,03.							O = 16.	
ν	0?	"	"	"	"	"	"	3,70	2,08
$\frac{10^3 \nu_1}{P^2}$ ...	0?	"	"	"	"	"	"	14,5	"
	Na = 23,06.	Mg = 24,38.		Al = 27,08.	Si = 28,40.			S = 32,06.	
ν	17,19	40,91	19,85	112,02	146,10	77,08	"	18,15	11,13
$\frac{10^3 \nu_1}{P^2}$ ...	32,3	68,8	"	152,8	181,1	"	"	17,7	"
	K = 39,14.	Ca = 40,00.							
ν	57,85	105,82	52,16	"	"	"	"	"	"
$\frac{10^3 \nu_1}{P^2}$ ...	37,8	66,1	"	"	"	"	"	"	"
	Cu = 63,44.	Zn = 65,38.		Ga = 69,9.				Se = 79,07.	
ν	248,54	388,97	189,82	823,6	"	"	"	103,7	44,07
$\frac{10^3 \nu_1}{P^2}$ ...	61,8	91,0	"	168,6	"	"	"	16,6	"
	Rb = 85,44.	Sr = 87,52.							
ν	235,98	394,22	186,83	"	"	"	"	"	"
$\frac{10^3 \nu_1}{P^2}$ ...	32,3	51,5	"	"	"	"	"	"	"
	Ag = 107,94.	Cd = 112,08.		In = 113,4.					
ν	920,48	1170,76	542,09	2212,54	"	"	"	"	"
$\frac{10^3 \nu_1}{P^2}$ ...	79,0	93,2	"	172,1	"	"	"	"	"
	Cs = 132,88.	Ba = 137,04.							
ν	553,87	878,5	370,4	"	"	"	"	"	"
$\frac{10^3 \nu_1}{P^2}$ ...	31,6	46,8	"	"	"	"	"	"	"
	Au = 197,25.	Hg = 200,36.		Tl = 204,15.					
ν	3815,40	4631,17	1767,09	7792,63	"	"	"	"	"
$\frac{10^3 \nu_1}{P^2}$ ...	98,1	115,4	"	187,0	"	"	"	"	"

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Les Tables et les courbes montrent que la périodicité des spectres à séries, autant que nous pouvons en juger à présent, est de la même nature que celle de la plupart des qualités physiques et chimiques (¹). Nous en concluons qu'il y a dans chacune des grandes périodes deux maxima et deux minima de grandeurs différentes, et nous pourrions, en examinant les courbes de plus près, établir un grand nombre de lois et d'analogies dans la marche des fonctions. Mais il ne faut pas espérer trouver des lois exactes simples pour la correspondance des spectres des éléments ou des familles différentes, la forme des fonctions périodiques étant très compliquée. Cela n'empêche pas que les courbes données peuvent servir à nous fournir des indications utiles sur la direction dans laquelle il faut chercher des raies et des séries homologues pour les spectres qui ne sont pas encore étudiés.

Bien que tous les spectres à séries soient sans doute homologues, les séries se correspondent en général mieux que les raies simples. Entre les spectres des éléments d'une même famille il y a une correspondance étroite, raie pour raie, mais les spectres des familles différentes se distinguent d'une manière déterminée. Ainsi, par exemple, les doublets réguliers des spectres des éléments à valeur impaire (les familles impaires I et III) correspondent aux triplets des éléments à valeurs paires (II, IV, VI).

IV. — Spectres de lignes du type II.

Les recherches de MM. Kayser et Runge sur les spectres de Sn, Pb, As, Sb, Bi, et de M. Kayser seul sur ceux des métaux du groupe du Pt, aussi bien que les essais de l'Auteur pour ordonner les spectres de Cu et de l'argon, ont montré qu'il n'existe pas, dans les spectres connus de ces éléments, de séries comme celles que nous venons de décrire, bien qu'on soit sûr d'en trouver dans des conditions physiques différentes. Mais le résultat de ces recherches est que les spectres en question suivent d'autres lois, dont pourtant nous ne connaissons encore que la première indication.

(¹) Dans la Section suédoise de l'Exposition universelle, se trouvait exposée par l'Institut de Physique de Lund une collection encore inédite de représentations graphiques des propriétés physiques des éléments.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Voici, pour illustrer la constitution des spectres du type II, la partie la moins réfrangible du spectre rouge de l'argon, ordonnée par l'Auteur d'après les déterminations de MM. Kayser et Runge et de MM. Eder et Valenta.

	1.	C_2.	2.	C_3.	3.	C_4.	4.
1.....	21265,27	846,94	22112,21	1649,64	22914,91	2256,79	23522,06
L_2.....	339,43	—	"	—	339,58	—	339,50
2.....	21604,70	"	"	1649,77	23254,47	2256,86	23861,56
L_3.....	491,81	—	491,31	—	491,68	—	491,53
3.....	21757,08	846,44	22603,52	1649,49	23406,57	2256,51	24013,59
L_4.....	524,07	—	"	—	523,92	—	523,79
4.....	21789,34	"	"	1649,49	23438,83	2256,51	24045,85
L_5.....	903,50	—	"	—	903,49	—	"
5.....	22168,77	"	"	1649,63	23818,40	"	"
L_6.....	1747,98	—	1747,52	—	1748,05	—	"
6.....	23013,25	846,48	23859,73	1649,71	24662,96	"	"
L_7.....	1800,17	—	1799,78	—	1800,69	—	1800,12
7.....	23065,44	846,55	23911,99	1650,16	24715,60	2256,74	25322,18
L_8.....	1809,63	—	1809,06	—	1809,63	—	1809,50
8.....	23074,90	846,37	23921,27	1649,64	24724,54	2256,66	25331,56
L_9.....	2211,71	—	"	—	2211,92	—	"
9.....	23476,98	"	"	1649,85	25126,83	"	"

Les différences C et L sont toutes comptées de la première colonne et de la première ligne. Elles sont constantes dans les limites des erreurs d'observation. De l'arrangement donné, on voit que le nombre d'ondes de chaque raie (colonne m, ligne p) peut être exprimé par une somme

$$n = 21265,27 + C_m + L_p.$$

La constante est le nombre d'ondes de la première raie de la Table, C_m et L_p les valeurs spéciales des différences des colonnes et des lignes ($C_1 = L_1 = 0$). Ces valeurs peuvent être combinées arbitrairement, mais il y a des lacunes où l'on n'a pas encore trouvé de raies.

Il est probable que tous les éléments peuvent donner des spectres du type II à côté de ceux du type I. Je crois avoir trouvé la clef de la constitution de ces spectres, mais les recherches ne sont pas encore en état d'être publiées.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

V. — Spectres de bandes.

Un spectre de cette espèce est composé d'un certain nombre de bandes, c'est-à-dire de groupes de raies nombreuses très serrées dont l'intensité décroît et la distance augmente à partir d'un bord distinct qu'on appelle la *tête de la bande*. Dans le rapide exposé que nous donnerons de la constitution des spectres de bandes, nous nous en tiendrons surtout aux recherches de M. Deslandres et de M. Thiele.

1. *Constitution générale.* — Les bandes simples forment des groupes de bandes, lesquels se suivent en séries régulières, et les bords des bandes simples de chaque groupe semblent aussi former des séries dans lesquelles le nombre des termes varie régulièrement d'un groupe à l'autre.

D'autre part, les bandes simples se composent de plusieurs séries différentes de raies simples. Ces séries contiennent un nombre de termes beaucoup plus grand qu'on ne le trouve dans les spectres de lignes du type I.

On ne connaît pas de différences réellement constantes des nombres d'ondes dans les spectres de bandes, bien qu'il y en ait qui ne varient que lentement d'un terme à l'autre dans les séries des espèces différentes.

2. M. Deslandres, qui s'est servi pour les séries simples de la formule approchée

$$\frac{1}{\lambda} = A m^2 + B m + C,$$

ou, tout simplement,

$$\frac{1}{\lambda} = A m^2 + C$$

(le numéro d'ordre m des termes est compté du bord $\frac{1}{\lambda} = C$, où $m = 0$), a établi, pour les bords C des bandes correspondantes dans les groupes de bandes différents, une formule analogue

$$C = D n^2 + E n + F,$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

et, conséquemment, pour toutes les raies des séries du même ordre dans tous les groupes

$$\frac{1}{\lambda} = A m^2 + B m + D n^2 + E n + F.$$

En considérant aussi la suite régulière des bandes simples dans un groupe on obtient, d'après M. Deslandres, pour la formule générale exacte, la forme

$$\frac{1}{\lambda} = f(n^2, p^2)\, m^2 + B n^2 + \varphi(p^2),$$

m étant le numéro d'ordre de la raie d'une série simple et p celui de la bande dans le groupe de bandes spécial, dont le numéro est désigné par n. Il faut appliquer cette formule autant de fois qu'il y a de séries dans une bande simple.

Ces formules ne donnent cependant qu'une première approximation. Pour les séries simples, MM. Kayser et Runge ont essayé les formules empiriques

$$\frac{1}{\lambda} = a + bn + cn^2 + dn^3 + en^4$$

et

$$\frac{1}{\lambda} = a + be^{cn} \sin(dn^2),$$

dont la dernière s'accorde mieux avec les observations.

Les études de M. Thiele ont conduit aux résultats suivants :

3. Les séries simples d'une bande sont liées deux à deux de manière à former une seule série à deux branches, une positive et une négative, se réunissant dans une tête commune. On peut dire que chaque série revient sur ses pas après avoir atteint dans une tête un maximum ou un minimum.

4. Les deux branches d'une série dans le voisinage d'une tête peuvent être exprimées par une équation à laquelle M. Thiele a donné la forme

$$\lambda = \lambda_0 - h\left(\frac{n+c}{10}\right)^2 \frac{1 + s_1\left(\frac{n+c}{10}\right)^2 + \ldots + s_{r-1}\left(\frac{n+c}{10}\right)^{2r-2}}{1 + t_1\left(\frac{n+c}{10}\right)^2 + \ldots + t_r\left(\frac{n+c}{10}\right)^{2r}},$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

et il a calculé jusqu'à $r = 3$ les constantes pour dix séries de la troisième bande du spectre du carbone. Voici, par exemple, les valeurs pour la série nommée α :

$$\begin{aligned} c &= 0,266, & s_1 &= +5,049774, \\ \lambda_0 &= 5165,1733, & t_2 &= +0,1273115, \\ h &= 11,53776, & s_2 &= +0,1278293, \\ t_1 &= +4,523465, & t_3 &= +0,000615434. \end{aligned}$$

5. Il est probable que chaque série possède à la fois une tête maximum et minimum, de manière qu'elle peut être composée de plusieurs branches courant alternativement dans le sens positif et dans le sens négatif entre les deux têtes limitantes.

6. Pour représenter une série qui court périodiquement entre ses deux têtes, M. Thiele se sert d'une série de Fourier. Nous citerons l'exemple qu'il donne de la deuxième série de la troisième bande du spectre du cyanogène :

$$\begin{aligned} \lambda^{-1}.10^9 = {} & 265795 \\ & - 8551\cos V \\ & + 1353\cos 2V \\ & - 403\cos 3V \\ & + 151\cos 4V \\ & - 67\cos 5V \\ & + 29\cos 6V \\ & - 14\cos 7V \\ & + 7\cos 8V \\ & - 4\cos 9V, \end{aligned}$$

où

$$V = \frac{n - 0,11}{397,5} 2\pi.$$

7. Enfin M. Thiele a exprimé l'opinion qu'il ne serait pas impossible que chaque bande fût formée d'une seule série spirale à spires nombreuses dont la plupart sont invisibles, mais qui possède plusieurs parties brillantes qui constituent ce que nous appelons des *séries*.

Les recherches sur les spectres de lignes du type II et sur les spectres de bandes n'ont pas encore été assez étendues pour permettre de comparer les éléments différents.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

SUR

LA VITESSE DE LA LUMIÈRE,

PAR A. CORNU,

MEMBRE DE L'INSTITUT.

1. La valeur numérique de la vitesse de la lumière est une des constantes physiques qui paraissent le mieux déterminées, grâce à la concordance des résultats obtenus à l'aide de deux méthodes fondées sur des principes essentiellement différents.

Cette vitesse, dans le vide, est très voisine de 300 000 kilomètres par seconde de temps solaire moyen. Il reste toutefois à évaluer l'erreur probable ou possible de cette valeur, car la concordance des deux méthodes, bien que très satisfaisante à un point de vue général, n'est pas absolue; les erreurs extrêmes assignées aux deux sortes de déterminations ne conduisent pas à une valeur commune; en prenant les moyennes des deux résultats les plus probables de chaque méthode, leur demi-différence (qui devrait représenter une limite inférieure de l'erreur à craindre) est supérieure à l'erreur probable attribuée à la détermination considérée actuellement comme la plus précise.

L'une des valeurs est donc nécessairement trop élevée, ou bien l'autre trop basse : quelle est celle qu'on doit préférer?

On est ainsi amené à examiner laquelle des deux méthodes, soit par son principe, soit par sa réalisation, est susceptible de fournir la détermination la plus approchée. Envisagée à ce point

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de vue, la question est très délicate; mais elle mérite un examen sérieux à cause des problèmes d'optique qu'elle soulève, problèmes difficiles, dont la solution aurait une grande importance pour la théorie de la lumière.

Nous passerons d'abord rapidement en revue les déterminations expérimentales en les partageant en deux groupes, d'après la méthode qui les a fournies, afin de dresser la liste des valeurs dignes d'être comparées.

Méthode de la roue dentée.

2. *Détermination de Fizeau.* — Cette méthode, imaginée en 1849 par Fizeau (1), est la première en date qui ait permis de mesurer la vitesse de la lumière à la surface de la Terre sans l'intervention des phénomènes astronomiques.

Elle constitue une découverte de premier ordre, non seulement à cause de la difficulté du problème résolu, mais encore par la réalisation de dispositifs optiques d'une délicatesse et d'une précision admirables (2). Fizeau, en décrivant cette méthode, a montré, par une détermination exécutée entre Suresnes et Montmartre, à une distance de 8633^{m}, que la constante obtenue avec ses appareils était bien celle que les astronomes avaient conclue des phénomènes astronomiques. Mais le chiffre qu'il donnait (315 000 kilomètres à la seconde) n'avait aucune prétention à l'exactitude rigoureuse ; il annonçait même son intention de reprendre cette mesure, sous le patronage d'Arago, avec des appareils perfectionnés. Froment fut chargé par l'Académie des Sciences d'exécuter un mécanisme permettant de donner à un mobile une rotation uniforme de grandeur variable à volonté par degrés insensibles; des difficultés de diverses natures surgirent pendant la construction de cette machine, et la mort d'Arago interrompit définitivement l'exécution du projet.

---

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. XXIX, p. 90.

(2) Produire un point lumineux presque microscopique entre les dents d'une roue, envoyer le faisceau divergent qui en émane à plusieurs dizaines de kilomètres, l'y faire réfléchir sur un miroir et le ramener au point de départ est un résultat qui aurait été qualifié d'impossible, peut-être même d'absurde, s'il avait été proposé avant d'avoir été réalisé.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

3. *Détermination de M. A. Cornu.* — Aidé des bienveillants conseils de Fizeau, j'entrepris de tourner les difficultés mécaniques qui avaient arrêté Froment; en effet, non seulement il n'est pas besoin d'imprimer une vitesse constante à la roue dentée, mais on a intérêt, au contraire, à opérer avec une vitesse variant suivant une loi régulière; un système d'enregistrement automatique permet de définir cette loi et d'obtenir la vitesse de rotation du rouage à l'époque fixée par la théorie de l'appareil.

Un premier essai, exécuté en 1874 entre l'École Polytechnique et le mont Valérien (¹), à une distance de 10 310^{m}, montra toutes les ressources de ce mode opératoire; en même temps, il mit nettement en évidence l'existence d'erreurs personnelles par suite du retard ou de la persistance des impressions visuelles et de la nécessité de les éliminer. Le chiffre résultant de la moyenne des mesures a été de 298 500 kilomètres avec une erreur probable estimée à $\frac{1}{300}$; une cause d'erreur systématique reconnue ultérieurement explique pourquoi ce résultat est trop faible (*Annales de l'Observatoire,* t. XIII, p. A. 298).

Une détermination plus précise s'imposait : le Conseil de l'Observatoire de Paris, sur la proposition du Directeur, Le Verrier, me chargea de l'exécution des mesures. Le tome XIII des *Annales de l'Observatoire* (*Mémoires*), contient tous les détails de l'opération longuement préparée et exécutée en 1878 entre l'Observatoire et la tour de Montlhéry, à une distance de 22 910^{m}. Le résultat définitif porta à 300 400^{km} la vitesse de la lumière dans le vide avec une approximation estimée à $\pm \frac{1}{1000}$, c'est-à-dire $\pm$ 300^{km} : il est déduit d'une discussion très soignée des causes d'erreurs personnelles, systématiques ou constantes et affranchi de ces erreurs par l'emploi de combinaisons particulières propres à éliminer leur influence (²). La vitesse de la lumière serait ainsi comprise entre 300 100^{km} et 300 700^{km}.

(¹) *Journal de l'École Polytechnique,* XLIV^{e} Cahier.

(²) M. Helmert, dans un travail inséré aux *Astronomische Nachrichten* (t. LXXXVII, p. 123; 1876-1878), a cru pouvoir établir l'existence d'une erreur systématique de la forme $z - z_0 = \frac{\gamma}{2n-1}$, dans la série des résultats partiels que j'avais publiée dans une Note sommaire (*Comptes rendus de l'Académie,* t. LXXIX, p. 1361; 1874) avant la rédaction de mon Mémoire définitif : z repré-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

4. *Détermination de MM. Young et Forbes.* — La méthode de la roue dentée a été reprise en 1880-1881 par MM. James Young et G. Forbes (¹), avec l'idée d'éliminer une part des erreurs physiologiques en opérant avec deux collimateurs à réflexion situés à des distances différentes, mais rapprochées angulairement d'environ 25″. Ils obtenaient ainsi dans le champ deux points lumineux dont les extinctions n'étaient pas simultanées. L'observation consistait à déterminer la vitesse de la roue qui donnait à ces deux points le même éclat.

---

sente la valeur conclue des observations d'extinction d'ordre n, z_0 la valeur corrigée de la vitesse de la lumière et y un paramètre à déterminer.

Comme ce résumé sommaire ne contient que des données insuffisantes, M. Helmert n'a pas eu connaissance des distinctions à établir entre tous ces résultats; il a traité cette série de nombres comme s'ils ne différaient, *toutes choses égales d'ailleurs,* que par l'ordre de l'extinction. La méthode des moindres carrés lui a fourni les paramètres y et z_0; z_0 représente alors la valeur corrigée de la vitesse de la lumière déduite de l'ensemble de mes expériences : il est égal à 299 990^{km}.

Ce point de départ est visiblement incorrect, car ces résultats partiels ont été obtenus dans des conditions différant soit par la grandeur de la roue dentée, par le nombre de dents ou la forme de la denture, soit par le signe de l'accélération de la vitesse angulaire, etc. *On ne peut donc pas affirmer que l'erreur ne soit fonction que de l'ordre.* De plus, il aurait fallu établir que cette loi d'erreur convient mieux que toute autre à la représentation des données : la légère amélioration de la somme des carrés des erreurs obtenue par l'introduction du paramètre y ne suffit pas à le démontrer : en examinant même de près la série des erreurs résiduelles, on reconnaît qu'elles affectent une allure systématique défavorable à l'hypothèse adoptée.

Je n'ai eu connaissance du travail de M. Helmert que longtemps après la publication de mon Mémoire complet; mais j'avais été moi-même amené, en passant en revue les diverses lois possibles d'erreurs systématiques, à considérer précisément celle qu'à signalée M. Helmert : j'avais conclu (*loc. cit.*, p. A.277) au rejet de cette loi comme n'apportant pas d'amélioration sensible à la concordance des résultats partiels.

Il n'y a donc aucun motif plausible pour adopter la correction proposée par le savant allemand. Je suis porté à croire que c'est le signe négatif de cette correction qui a dû séduire M. Helmert, car il laisse visiblement percer le désir d'obtenir une valeur faible de la vitesse de la lumière voisine du chiffre de Foucault (298 000^{km}), dans l'espoir d'un accord plus complet avec les données astronomiques qu'il préférait alors. Cette tendance est si visible dans son esprit, qu'après avoir abaissé de $\frac{4}{300}$ le résultat définitif de mes expériences, M. Helmert n'hésite pas à l'abaisser encore de $\frac{1}{300}$, c'est-à-dire d'une fraction trois fois plus forte, et à conclure que la valeur la plus probable de la vitesse de la lumière doit être voisine de 299 000 kilomètres par seconde.

(¹) *Philosophical Transactions,* Part I, p. 231; 1882.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

L'idée de remplacer l'annulation d'une impression physiologique par l'observation de l'égalité de deux impressions était ingénieuse : par contre, la réalisation de cette idée apportait une cause d'erreur bien autrement grave que celle dont on redoutait l'influence.

En effet, la marche des ondes envoyées au collimateur le plus éloigné ou renvoyées par lui est profondément modifiée par la diffraction en rasant à l'aller et au retour le collimateur le plus rapproché. La propagation rectiligne des rayons de lumière blanche est altérée en direction et d'une manière différente suivant la longueur d'onde des radiations qui la composent : de là des anomalies de phase et de couleur qui sont une source de trouble pour le phénomène si simple dans l'appareil à un seul collimateur.

Mais ce n'est pas tout : au lieu d'employer, comme dans le dispositif de Fizeau, une glace sans tain pour recevoir le faisceau de retour, ces deux observateurs eurent la malheureuse idée, pour accroître l'éclat des images réfléchies, de remplacer cette glace par un miroir d'argent percé d'un trou central. Ce dispositif est tout à fait incorrect, car il n'envoie aux collimateurs aucun faisceau lumineux direct, ainsi qu'on s'en assure par la construction géométrique des images conjuguées. Si ces collimateurs s'illuminent, c'est qu'ils reçoivent des faisceaux diffractés provenant du bord intérieur du faisceau conique creux émis par le miroir percé; ils ne renvoient eux-mêmes que les ondes diffractées par les contours de leurs objectifs (*voir* plus loin p. 239).

Ces remarques montrent combien l'appareil soi-disant perfectionné était loin de remplir les conditions théoriques de propagation libre des ondes lumineuses dans un milieu sans obstacles : de là des colorations inévitables, aggravées encore par les aberrations de la lentille collectrice (*condenser*) non achromatique servant d'éclaireur.

Toutes ces dispositions fâcheuses eurent pour résultat d'apporter des anomalies fréquentes, et d'attribuer aux diverses radiations une vitesse de propagation différente suivant leur couleur, vitesse plus grande pour le bleu verdâtre que pour le rouge. Cette conclusion, contraire au phénomène de la dispersion, est contredite par les observations antérieures et par les mesures ultérieures dont nous parlerons plus loin (p. 234). On doit donc con-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

sidérer comme fort suspect le nombre $301\,382^{km}$ obtenu pour la vitesse de la lumière correspondant aux rayons de réfrangibilité moyenne du spectre.

En résumé, si l'on rejette les déterminations dont le caractère de précision n'est pas défini, il ne reste à l'actif de la méthode de la roue dentée que la valeur obtenue à l'Observatoire de Paris, à savoir $300\,400^{km} \pm 300^{km}$, représentant la vitesse dans le vide de la lumière par seconde de temps solaire moyen.

Méthode du miroir tournant.

5. *Détermination de Léon Foucault.* — C'est à Léon Foucault qu'on doit d'avoir prouvé, en 1862 (1), par une série d'expériences, que la méthode du miroir tournant peut servir à déterminer avec précision la vitesse de la lumière ainsi qu'Arago l'avait pressenti (2).

Le principe de la méthode du miroir tournant dérive des études exécutées en collaboration avec Fizeau, sous l'impulsion d'Arago, en vue de trancher entre la théorie de l'émission et celle des ondulations.

On a coutume, dans les Livres didactiques, d'attribuer à Foucault tout le mérite de l'invention de cette méthode; mais, en réalité, le nom de Fizeau doit être associé à cette belle découverte, ainsi qu'il résulte des documents publiés à cette époque (3).

---

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. LV, p. 501 et 792.

(2) Dans la séance du 3 décembre 1838, Arago lut devant l'Académie une Note insérée aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. VII, p. 954, intitulée : *Système d'expériences à l'aide duquel la théorie de l'émission et celle des ondes seront soumises à des épreuves décisives.* C'est sur l'emploi du miroir tournant de Wheatstone qu'Arago fonde son système d'expériences destinées à comparer la grandeur relative de la vitesse de la lumière dans l'air et dans l'eau, et celle des divers rayons colorés dans un liquide très dispersif comme le sulfure de carbone : il ose même annoncer qu'à l'aide de cet appareil « l'on mesurera, jusqu'à un certain degré, la vitesse *absolue* de la lumière, sans recourir aux phénomènes célestes », ce qui était d'une hardiesse extraordinaire pour l'époque.

(3) Ce qui a contribué à attacher exclusivement le nom de Foucault à la méthode du miroir tournant, c'est que Foucault fut le premier à annoncer (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. XXX, p. 551) par une observation décisive la solution du problème d'Arago; sur ce point précis, la priorité de Léon Foucault n'est pas contestable. Mais il y a deux questions distinctes qu'on doit ici soigneusement séparer : d'abord le dispositif optique, base essentielle de la

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

C'est en multipliant l'espace parcouru par le faisceau réfléchi que Foucault multiplia et rendit mesurable avec précision la déviation angulaire très petite obtenue dans son appareil primitif. Il semblait qu'il suffît d'augmenter le rayon de courbure du miroir concave concentrique au miroir rotatif, et la distance focale de l'objectif destiné à la production de l'image de retour.

Mais Foucault comprit, avec une profonde connaissance des lois de l'Optique, qu'il fallait conserver l'intensité de cette image en même temps que sa netteté. En augmentant le rayon de courbure du miroir concave, il faut en accroître le diamètre dans le même

---

méthode, ensuite la solution du problème d'Arago et les autres applications énoncées dans la Note de 1838. A la seconde question, la réponse n'est pas douteuse; mais à la première, à savoir l'invention de la méthode, il est facile de montrer qu'au point de vue scientifique les noms des deux physiciens doivent être mis au même rang suivant un jugement équitable.

Il est, en effet, certain que tous deux, collaborateurs assidus pendant de longues années, Fizeau et Foucault ont cherché ensemble la solution du problème d'Arago, sous l'inspiration et les conseils directs de l'illustre physicien-astronome; il est donc difficile de faire la part de chacun d'eux dans ces études. Cependant je tiens de Fizeau lui-même (et je crois faire honneur à sa loyauté en rappelant cette confidence) que l'idée du retour du rayon par une réflexion auxiliaire appartient à Foucault; c'est lui qui a songé à placer un miroir plan normal au faisceau issu du miroir tournant pour le ramener au point de départ; mais les deux collaborateurs s'accordèrent bientôt à reconnaître que, pour obtenir une image focale fixe du faisceau de retour, condition essentielle pour la rigueur du phénomène, il fallait réduire de plus en plus la largeur du miroir plan et employer en réalité un miroir linéaire.

Or, avec un miroir trop étroit, l'expérience qu'ils voulaient tenter devenait irréalisable à cause de la faiblesse de la lumière réfléchie; aussi les essais furent-ils abandonnés pendant un certain temps.

C'est alors que Fizeau imagina d'opérer la réflexion par un miroir sphérique concentrique au miroir rotatif : l'image de retour devient rigoureusement fixe, quelle que soit la position du miroir tournant, et son intensité aussi grande qu'on le veut; l'expérience, quoique très délicate, devenait possible avec ce perfectionnement. On démontre, en effet, aisément que la proportion de lumière incidente ramenée au point de départ est égale à $\frac{\alpha}{2\pi}$, α étant l'arc sous-tendu par le diamètre utile du miroir concave. Ce rapport peut atteindre $\frac{1}{20}$, tandis qu'avec le miroir linéaire ce rapport est voisin de zéro.

C'est à cette période de leur collaboration que Foucault se sépara; il ne restait plus qu'à réaliser la rotation rapide du miroir. Foucault, avec l'aide de Froment, imagina l'élégante turbine qui est restée le moteur ordinaire du miroir rotatif : Fizeau s'associa L. Bréguet, dont le père avait construit pour Arago un rouage à denture hélicoïdale atteignant une vitesse de 2000 tours par seconde.

Ce fut alors entre les deux rivaux un véritable *steeple-chase* pour atteindre

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

rapport pour conserver l'intensité proportionnelle, c'est-à-dire conserver l'ouverture angulaire du miroir. Cette condition conduit bientôt à des dimensions irréalisables.

En augmentant le foyer de l'objectif on amoindrit le pouvoir de définition de l'appareil déjà très faible à cause du faible diamètre du miroir tournant.

Le dispositif très ingénieux et très connu, composé d'une série de miroirs concaves qu'il imagina, lui permit de conserver à la fois l'éclat et la netteté de l'image tout en multipliant la distance. Avec un parcours total de $2 \times 20^{m} = 40^{m}$, Foucault obtint des

---

le but proposé par Arago; tous deux arrivèrent à la même séance de l'Académie (6 mai 1850) présentant des appareils optiquement identiques, preuve de leur féconde collaboration (*Comptes rendus,* t. XXX, p. 551 et suiv.); mais, plus heureux que son rival, qui n'avait réussi qu'à vérifier l'efficacité de son appareil, Foucault annonçait qu'il avait réussi l'expérience : il avait vu la déviation du rayon lumineux traversant la colonne d'eau, et elle est plus grande que la déviation traversant une égale longueur d'air; la théorie de l'émission était donc condamnée, celle des ondes démontrée par une expérience directe, conformément au plan d'Arago. Foucault arrivait donc incontestablement le premier au but si désiré.

Sa priorité était même d'autant mieux établie qu'il avait profité de sa situation de Rédacteur scientifique au *Journal des Débats* pour publier quelques jours avant la séance, avec un enthousiasme et un orgueil bien naturels, le résultat attendu depuis si longtemps pour fixer la Science sur la nature de la lumière (*Œuvres complètes*, p. 517).

Fizeau aurait probablement gagné la partie si un accident imprévu n'avait retardé pour lui l'observation finale : la colonne d'eau distillée sur laquelle il opérait était contenue dans un tube de zinc; au moment de faire l'expérience, cette eau se troubla à un tel point qu'il fut impossible d'obtenir le faisceau lumineux. Il dut faire construire un autre tube et attendre une éclaircie qui fournît le rayon solaire nécessaire à l'expérience. Ce fut un retard d'une semaine qui l'empêcha d'arriver à temps; mais bientôt il apportait la confirmation du résultat de Foucault, à l'aide de son appareil, qui, sous certains rapports, était plus parfait optiquement (*Comptes rendus,* t. XXX, p. 771).

On voit qu'en fait les efforts combinés des deux illustres physiciens ont été nécessaires pour arriver à constituer le dispositif optique du miroir tournant dont la puissance a permis de trancher « mathématiquement », comme le dit Arago, « l'une des questions les plus grandes et les plus débattues de la Philosophie naturelle ».

J'ai exposé en détail l'historique de la découverte de la méthode non seulement pour rectifier une question de priorité, mais encore pour mettre en lumière les difficultés optiques qu'il a fallu vaincre, et signaler quelques particularités qui reparaîtront dans la discussion des expériences faites en Amérique avec la même méthode. Nous reverrons le miroir quasi linéaire, l'observation directe du faisceau dévié en dehors de la direction incidente comme dans l'appareil Fizeau-Bréguet.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

mesures assez concordantes (*Comptes rendus*, t. LV, p. 501 et 792; 1862) dont la moyenne lui fournit la valeur de 298000^{km} à la seconde.

Cette détermination est intéressante au même titre que l'avait été celle de Fizeau avec la roue dentée pour montrer la difficulté vaincue et l'efficacité de la méthode : dans les mesures, la déviation n'était que d'environ $\frac{7}{10}$ de millimètre : l'approximation des pointés avec un système oculaire grossissant 25 fois ne pouvait pas dépasser beaucoup le demi-centième de millimètre; l'erreur relative était donc de l'ordre du $\frac{1}{300}$ ou au plus du $\frac{1}{150}$.

La valeur ainsi obtenue malgré toute l'habileté de l'observateur ne peut donc pas être comptée parmi les mesures de haute précision.

6. *Déterminations de M. Michelson.* — En 1879 et 1882, M. Albert-A. Michelson (1) réussit à utiliser la méthode du miroir tournant en accroissant considérablement la distance parcourue par le faisceau lumineux afin d'obtenir de grandes déviations. Il abandonna le point de vue de Foucault, celui qui consiste à conserver aux faisceaux la plus grande convergence possible compatible avec les dimensions du miroir tournant et une grande ouverture angulaire au réflecteur concave concentrique à l'axe de rotation. A plusieurs centaines de mètres le rayon de courbure du miroir devient si grand qu'on doit, vu la difficulté de la taille, adopter un simple miroir plan : en raison de la petitesse de l'angle sous-tendu il joue le rôle du miroir linéaire considéré par Fizeau et Foucault dans leurs premières études et exige une lumière très intense pour être utilisé. La source était une fente fine dont l'image conjuguée produite par une lentille de 150 pieds (46^{m}) de distance focale se formait après réflexion sur le miroir tournant sur la surface du miroir lointain de 7 pouces (0^{m},18) de diamètre situé environ à 2000 pieds (600^{m}) de distance. L'image déviée de la fente était observée sous la forme aérienne comme dans le dispositif de Fizeau et Bréguet.

La marche géométrique des faisceaux est un peu indéterminée : en effet, supposons le point de convergence exactement sur la surface plane du miroir lointain, et au centre de ce miroir le

(1) *Astronomical papers of the American Ephemeris*, Vol. I, Part III.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

faisceau conique réfléchi normalement reviendra suivant son axe sur la lentille et le miroir, et de là ira converger au point de départ. Mais si le point de convergence est à droite ou à gauche de cette position, la réflexion rejettera à droite ou à gauche d'un angle double l'axe du faisceau conique réfléchi; ce faisceau ne reviendra alors que partiellement sur la lentille et, par suite, renverra au point de départ un faisceau convergent affaibli et dévié; l'image au retour sera donc élargie et estompée. On est ainsi condamné à employer un miroir réflecteur sous-tendant un angle très faible.

Ainsi la marche des faisceaux est en réalité complètement différente de celle qui caractérise l'appareil Foucault-Fizeau, par suite de la substitution d'un miroir plan au miroir concave. Ce n'est pas, rigoureusement parlant, l'*image* de la source que l'on observe, mais une bande lumineuse estompée assez étroite pour permettre des pointés moyens.

Les mesures de 1879, effectuées à la Naval Academy, donnèrent comme valeur

$$299910^{km} \pm 50.$$

En 1882 l'appareil réinstallé à Cleveland

$$299853^{km} \pm 60.$$

L'erreur relative des pointés étant très faible, la moyenne des mesures conduit à une erreur relative de la vitesse de la lumière dépendant des causes fortuites estimées à une très petite fraction, environ $\frac{1}{5000}$.

Nous reviendrons plus loin sur la question des erreurs systématiques.

La grandeur de la déviation a permis à M. Michelson de prouver que la conclusion de MM. Young et Forbes sur la différence de vitesse des rayons colorés était erronée (p. 229).

7. *Détermination de Newcomb.* — En 1881 et 1882, M. Simon Newcomb exécuta, avec le concours de M. Michelson et plus tard de M. Holcombe, une série de mesures (1) avec un appareil per-

(1) *Astronomical papers of the American Ephemeris*, Vol. II, Part III.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

fectionné sous plusieurs rapports, mais empruntant toujours la modification inaugurée par M. Michelson.

Ces perfectionnements sont les suivants :

1° La distance fut portée d'abord en 1881 à $2550^{m},95$ entre le fort Myer et le Naval Observatory, puis en 1882 entre le fort Myer et la base du Washington Monument à $3721^{m},21$ (*loc. cit.*, p. 165 et 194);

2° L'élimination du zéro des déviations a été effectuée en opérant avec un miroir tournant dans les deux sens, de manière à observer la déviation des deux côtés de la source de lumière;

3° La multiplication de l'intensité lumineuse a été obtenue par l'emploi d'un appareil rotatif portant quatre surfaces planes réfléchissantes parallèles à l'axe;

4° Le faisceau émis était distinct du faisceau réfléchi : à cet effet un collimateur fixe envoyait la lumière de la fente éclairée sur la partie supérieure de chaque surface des miroirs tournants; le faisceau après s'être réfléchi à la station opposée était reçu par la partie inférieure du même miroir dans une lunette mobile sur un cercle divisé;

5° Le réflecteur était formé par deux miroirs légèrement concaves de $0^{m},40$ de diamètre, placés côte à côte pour renvoyer plus de lumière.

Les expériences ont été conduites avec le plus grand soin; les mesures angulaires sont très concordantes et le résultat final, discuté par M. Newcomb, est fixé à

$$299860^{km} \pm 30^{km},$$

c'est-à-dire avec une approximation de $\frac{1}{10000}$.

Discussion des résultats et des méthodes.

8. De l'exposé rapide qui précède il résulte comme valeurs définitives de la vitesse de la lumière les nombres suivants :

D'après la méthode de la roue dentée.....	$300400^{km} \pm 300^{km}$
» du miroir tournant...	$299860^{km} \pm 30^{km}$

Leur moyenne 300130^{km} est comprise dans les limites de la première détermination; mais leur demi-différence, 270^{km}, est 9 fois supérieure à l'erreur probable assignée pour la seconde.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Malgré cette divergence on peut dire que peu de constantes physiques sont déterminées avec autant d'approximation par des méthodes plus différentes. Cette constatation est donc très satisfaisante : il est ainsi très probable que la moyenne de ces deux valeurs, 300 130^{km}, représente la vitesse de la lumière avec une approximation difficile à calculer, mais de l'ordre de $\frac{1}{1000}$ en valeur relative.

Il importe cependant de chercher à se rendre compte de la grandeur et du signe de cette erreur : la question mérite d'être examinée, car elle soulève des problèmes importants relatifs au mécanisme de la réflexion des ondes lumineuses.

Cette discussion est purement scientifique; ni l'habileté, ni l'amour-propre des observateurs, qui ont consciencieusement effectué et discuté leurs mesures, ne sont en question. Il s'agit de comparer, sans parti pris, le principe des méthodes et d'examiner la rigueur de leur réalisation expérimentale.

9. *Comparaison théorique des deux méthodes.* — La méthode de la roue dentée est fondée sur trois hypothèses :

1° Le mouvement constituant la lumière se propage dans un milieu indéfini suivant une direction rectiligne avec une vitesse constante, indépendante de l'intensité lumineuse;

2° Si, normalement à la trajectoire du faisceau lumineux, on fait mouvoir un obstacle avec une vitesse négligeable par rapport à la vitesse de la lumière, la régularité de la propagation au voisinage et au delà de l'obstacle n'est pas altérée;

3° L'acte de la réflexion normale s'effectue dans un temps négligeable par rapport à la durée de propagation utilisée.

L'observation consiste à apprécier l'effet de l'obstacle mobile sur l'intensité du mouvement lumineux dans les conditions diverses où l'impression physiologique, que le mouvement excite, décèle l'existence ou la disparition de ce mouvement.

Suivant les idées de la théorie ondulatoire, c'est une force vive moyenne qui est le seul élément à apprécier.

La vitesse linéaire de l'obstacle, c'est-à-dire des dents de la roue dentée, est toujours négligeable, puisque cette roue ne tourne que de quelques dents ou de quelques millimètres pendant que la lumière parcourt plusieurs dizaines de kilomètres.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

La méthode du miroir tournant, outre les trois hypothèses précédentes, met en œuvre deux autres hypothèses qui pénètrent plus avant dans la constitution de la lumière et qui, par conséquent, comportent beaucoup plus de réserves :

1° Les lois de la réflexion oblique sur un milieu en mouvement dont la vitesse est faible, comparativement à celle de la lumière, sont les mêmes que si le milieu est en repos;

2° Les lois de la réflexion d'un faisceau lumineux issu d'une source réelle ou virtuelle, dont la vitesse transversale de déplacement est plus ou moins comparable à celle de la lumière, sont les mêmes que si la source était en repos relatif.

Le mécanisme de la réflexion constitue un phénomène d'un ordre plus intime que la production d'une intensité moyenne. Dans la théorie ondulatoire on voit clairement que c'est la constitution mécanique de l'onde qui détermine la direction de propagation efficace et, par suite, l'orientation du faisceau : l'analyse du phénomène de la transmission devient très compliquée lorsque ces ondes sont soumises à des forces dissymétriques comme celles qui interviennent dans la réflexion oblique sur un miroir tournant.

La comparaison des deux systèmes d'hypothèses montre que la méthode de la roue dentée est une méthode relativement *statique* fondée sur l'observation de la force vive moyenne d'une onde en régime permanent se propageant sur une trajectoire rectiligne et symétrique : celle du miroir tournant est relativement *dynamique*, puisqu'elle est fondée sur la mesure d'une déviation angulaire résultant de la composition de deux vitesses, à savoir celle de l'onde lumineuse et celle d'un système mécanique étranger aux forces naturelles de la propagation dans le milieu interposé.

La simplicité des principes est donc tout en faveur de la méthode de la roue dentée.

L'accord si intéressant des valeurs de la vitesse de la lumière par les deux méthodes semble prouver que les hypothèses additionnelles invoquées par la méthode du miroir tournant sont très voisines de la vérité; mais il ne suffit pas pour en établir la démonstration. La petite divergence qui existe entre les résultats ne serait-elle pas, au contraire, l'indice d'une légère dérogation?

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

10. *Réalisation expérimentale des deux méthodes.* — Le dispositif expérimental de la roue dentée réalise exactement les conditions sur lesquelles la méthode est fondée : il s'applique sans difficultés à des distances considérables (1). Il permet, en outre, de varier, entre des limites étendues, les circonstances de l'observation de manière à étudier l'effet des perturbations fortuites, aussi bien que celui des causes d'erreur systématiques : il suffit pour cela de changer le diamètre des roues, leur moment d'inertie, le nombre et la forme des dents, le sens et la grandeur de leur vitesse, etc. Il reste, il est vrai, l'influence des erreurs personnelles inhérentes à toute observation; mais la discussion des résultats partiels permet d'évaluer la limite probable des erreurs dues aux diverses causes. Dans les déterminations faites à l'Observatoire de Paris, toutes ces influences ont paru négligeables à l'approximation de $\frac{1}{4000}$ ou $\pm 300^{km}$ à la seconde.

La méthode du miroir tournant est beaucoup moins riche en moyens de contrôle. La distance, qui fournit l'élément essentiel de la mesure, ne peut guère dépasser quelques kilomètres, et la discussion des erreurs probables dues à l'influence des divers éléments de l'appareil se borne à une appréciation de leur perfection relative. Le champ est donc libre pour examiner si les conditions essentielles ont été remplies dans les appareils qui ont fourni la valeur adoptée ci-dessus comme caractéristique de la méthode.

On a vu plus haut que le dispositif à grande distance employé par M. Michelson et adopté ultérieurement par M. Newcomb ne réalise pas rigoureusement une condition importante : le faisceau de retour ne reproduit pas exactement l'image de la source; il donne, en réalité, une image très faible, légèrement mobile, fonction des dimensions du miroir et de l'objectif.

Il eût été facile de corriger cette double imperfection en remplaçant le miroir plan par le collimateur de Fizeau composé d'un objectif et d'un miroir focal : l'éclat de l'image eût été particulièrement augmenté.

Au lieu de l'objectif, difficile à construire aux grands diamètres et dont l'achromatisme est toujours imparfait, on peut adopter

(1) Des expériences, en cours d'exécution à l'observatoire de Nice, ont déjà porté cette distance à 40^{km}, c'est-à-dire avec un trajet de 80^{km} pour la lumière.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

un miroir concave, de diamètre et de courbure convenables, avec un petit miroir focal de courbure double.

11. L'emploi d'un miroir plan à grande distance entraîne d'ailleurs des difficultés incessantes de réglage que les observateurs américains n'ont pas dissimulées et qu'ils n'ont qu'imparfaitement résolues : le miroir plan exige une orientation si rigoureuse qu'une erreur de quelques secondes compromet entièrement la visibilité du faisceau réfléchi. Le collimateur ci-dessus se règle, au contraire, une fois pour toutes, sans aucun tâtonnement; car une erreur angulaire de plusieurs minutes dans la direction de l'axe optique n'a qu'une influence négligeable sur l'intensité de la lumière renvoyée au point de départ.

Heureusement pour les observateurs il est intervenu un phénomène accessoire qui a élargi notablement le champ angulaire de visibilité du faisceau : c'est la diffraction produite par le contour de la surface réfléchissante.

On sait que, lorsqu'on fait passer un faisceau de lumière à travers une ouverture, ce faisceau s'épanouit en dehors de l'espace qui géométriquement devrait seul être éclairé; d'où il résulte qu'un observateur placé dans l'ombre géométrique voit s'illuminer le bord de l'ouverture le plus voisin pour lui du faisceau transmis; de même un miroir éloigné dont le faisceau réfléchi ne devrait pas atteindre une certaine région peut néanmoins y envoyer une quantité notable de lumière (1).

C'est certainement grâce à ce phénomène que la visibilité du faisceau de retour a été suffisante pour permettre des mesures; car, étant donnée la faible ouverture angulaire du miroir tournant vu à la distance du miroir réflecteur, il était à peu près impossible de renvoyer exactement le faisceau dans leur direction et surtout de l'y maintenir.

Si ce phénomène accessoire ajoute de l'éclat au faisceau renvoyé au point de départ, il ne sert en rien à préciser l'image; au

(1) C'est sur ce principe qu'est établie la mire lointaine de l'observatoire de Nice (Notice de l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1892), qui renvoie dans l'axe de la grande lunette méridienne les faisceaux diffractés par un collimateur situé à $6^{km},5$ et provenant de deux éclaireurs placés symétriquement au voisinage de cette lunette, à $0^{m},35$ de l'axe.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

contraire il tend à la diffuser, surtout si au lieu d'un seul miroir plan on en dispose deux comme dans l'appareil de M. Newcomb, tous les points du périmètre des deux miroirs pouvant intervenir à des degrés divers.

On s'explique alors pourquoi l'image observée dans la lunette a été beaucoup plus large que la fente servant de source lumineuse et comment elle atteignait souvent presque une minute d'arc (*loc. cit.*, p. 192).

Outre l'inconvénient de donner des images troubles et élargies, la diffraction peut causer des erreurs de pointé, suivant que ce sont les bords de droite ou de gauche qui s'illuminent le plus. Et comme les deux miroirs placés côte à côte avaient chacun $0^m,40$ de diamètre (p. 132), les bords de même nom sous-tendaient un angle de $\frac{0,40}{2550,95} = 32''$ à l'une des distances et $\frac{0,40}{3721,21} = 22''$ à l'autre, ou environ $\frac{1}{10000}$ de l'angle total des déviations observées ($20000''$ à $30000''$); dans les cas également probables de déréglages inégaux, les bords illuminés étaient de nom contraire et sous-tendaient des angles doubles.

Il est à craindre que ce genre d'erreur puisse prendre dans certains cas un caractère systématique suivant le sens de rotation du miroir : les considérations qui suivent seraient de nature à confirmer ces craintes.

12. *Vitesse transversale de l'image focale lointaine comparée à celle de la lumière.* — L'objection la plus sérieuse qu'on puisse faire au dispositif américain est fondée sur l'incertitude de la deuxième hypothèse additionnelle. Elle porte sur le fait que la vitesse absolue suivant laquelle l'image réelle de la source lumineuse envoyée sur la surface du réflecteur se déplace dans l'espace est si grande qu'elle est de l'ordre de la vitesse de la lumière.

En effet, c'est toujours au delà de 200 tours par seconde que la rotation du miroir était utilisée (p. 192); l'espace parcouru en une seconde par l'image focale de la fente à la distance D était donc supérieur à $2\pi.D \times 200$ soit 46761^m pour $D = 3721^m,21$: sa vitesse était donc plus grande que $\frac{1}{64}$ de la vitesse de la lumière.

Il est certain que ces conditions de réflexion sont tellement éloignées de celles qui servent à en établir les lois qu'on est en

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

droit de faire des réserves sur l'extension de ces lois aux circonstances présentes.

Le genre de difficultés qu'on rencontre dans l'analyse de ce phénomène est tout à fait analogue à celles qui s'offrent dans l'étude de l'aberration; le déplacement transversal rapide d'un centre d'ébranlement modifie nécessairement d'une manière très sensible le mécanisme ordinaire de la propagation et celui de la réflexion. On se rappelle que Fresnel a été obligé d'imaginer une hypothèse additionnelle pour expliquer l'aberration, et cette hypothèse n'a été vérifiée qu'un demi-siècle plus tard par la célèbre expérience de l'entraînement partiel des ondes due à Fizeau.

13. *Description sommaire d'un dispositif correct.* — Pour abréger ces remarques critiques, il suffira d'indiquer comment on peut réaliser un dispositif auquel les objections précédentes ne sont pas applicables : ce dispositif, outre qu'il reproduit fidèlement l'image de la source, annule cette translation rapide de l'image focale envoyée sur le réflecteur. L'artifice expérimental, combinaison de l'appareil de Foucault et du collimateur Fizeau, consiste à projeter sur le réflecteur non pas l'image réelle de la source, comme dans la disposition américaine, mais celle du miroir tournant; le réflecteur lointain muni d'un miroir focal devient un véritable collimateur Fizeau, si favorable à la stabilité du réglage et à l'éclat de l'image de retour.

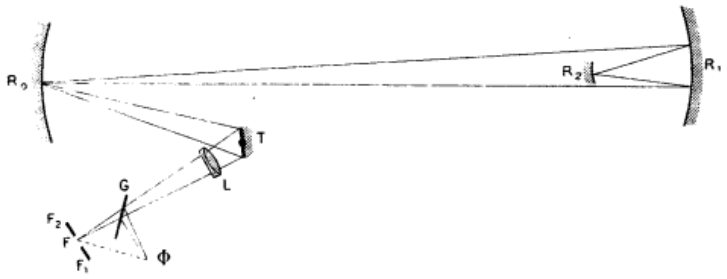
Voici, dès lors, la disposition théorique de l'appareil et la marche des faisceaux :

La source lumineuse F envoie, à l'aide de l'objectif L, son image sur la surface du miroir concave R_0 après réflexion sur le miroir tournant T; la position de R_0 est déterminée par la condition que l'image du miroir lointain R_1 se fasse sur la surface du miroir tournant : cette condition détermine à son tour la position de l'objectif L et celle de la source d'après la distance focale de cet objectif.

Tous les faisceaux qui émanent du miroir tournant dans ses positions successives et qui tombent sur R_0 rencontrent toujours la surface du miroir lointain R_1 et vont converger sur la surface du miroir focal R_2, dont le rayon de courbure est égal à la moitié de celui de R_1. On reconnaît aisément que sur R_2 se peint l'image

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de R_0 et particulièrement l'image doublement conjuguée de la source F. La réflexion normale de ce cône lumineux ramène les fais-



ceaux en coïncidence en F avec la source d'où ils dérivent et en reproduisent exactement l'image : mais pour cela il faut que tous les réglages focaux indiqués aient été bien opérés et que la surface réfléchissante R_1 n'ait pas d'astigmatisme.

L'interposition d'une glace sans tain G permet d'observer en Φ cette image de retour et de contrôler sa position, sa forme et son éclat (¹). L'importance de la reproduction fidèle de l'image de la source est capitale : il n'y a pas d'autre moyen plus précis de démontrer que c'est bien le faisceau émané de la source que l'on observe, et non des lueurs étrangères ou altérées, et de constater l'identité rigoureuse de la source et de son image.

Par rotation rapide du miroir tournant, on voit cette image se déplacer soit dans le plan de Φ, soit de part et d'autre de la source F en F_1 ou F_2, quand la déviation est suffisamment grande.

La dimension utile du miroir tournant T et, par suite, le pouvoir optique de la lunette d'observation LF sont déterminés par la grandeur de l'image conjuguée en T du miroir lointain : on a donc intérêt à donner au miroir R_0 un long foyer pour augmenter le diamètre de cette image. Mais on n'est pas obligé pour cela d'accroître proportionnellement le diamètre de R_0, car on n'utilise de ce miroir qu'une bande diamétrale très étroite, de sorte que l'on

(¹) J'ai vérifié toutes ces particularités avec des miroirs R_0, R_1, R_2 ayant respectivement 5ᵐ, 6ᵐ et 3ᵐ de rayon de courbure à la distance R_0R_1 égale à 119ᵐ et un miroir tournant improvisé tournant à 110 tours par seconde (d'après le son d'axe) : la déviation observée a fourni naturellement une valeur approchée de la vitesse de la lumière.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

pourrait remplacer le miroir R_0 par deux ou trois miroirs concentriques de même rayon et de faible ouverture, placés côte à côte.

Au contraire, le réflecteur lointain R_1 travaille par toute sa surface; aussi doit-il être très parfait comme régularité de courbure. C'est la grandeur de son diamètre qui limiterait pratiquement l'emploi de ce dispositif. Toutefois une rosace de miroirs dont les surfaces seraient exactement sur la même sphère pourrait remplacer le miroir unique R_1 et, par suite, offrir économiquement une grande surface réfléchissante.

L'étude expérimentale de ce dispositif m'a montré que la perfection des images exige une atmosphère d'un calme exceptionnel beaucoup plus grand que pour le collimateur de la roue dentée, car les ondes doivent conserver leur forme régulière aussi bien à l'aller qu'au retour : les perturbations se font donc sentir sur le double trajet.

Il serait donc nécessaire, si l'on voulait exécuter une détermination avec ce dispositif, d'opérer à une grande altitude au-dessus d'une vallée profonde et d'attendre avec patience, soit de jour avec le Soleil, soit de nuit avec la lumière électrique, des conditions météorologiques favorables.

14. Bien que plus correct que l'appareil américain, le présent dispositif reste encore soumis à des causes d'erreurs inhérentes à la méthode :

1° L'incertitude de l'influence du mouvement de la surface réfléchissante sur la réflexion des ondes lumineuses : on démontre aisément que si l'angle de réflexion était modifié d'une certaine quantité, il y aurait compensation par l'effet de la seconde réflexion au retour. Mais la démonstration suppose que la modification a la même valeur dans les deux cas; or, en vertu même de la rotation du miroir pendant le trajet de la lumière, l'incidence a varié dans l'intervalle; on est donc obligé d'admettre que l'erreur sur l'angle de réflexion est indépendante de l'incidence, ce qui est loin d'être prouvé expérimentalement. Il y a donc là une cause d'erreur qui croît avec la vitesse angulaire, et l'inversion du sens de cette vitesse n'élimine pas ce genre d'erreur; au contraire, elle la double dans l'élimination du zéro.

Ainsi la première hypothèse additionnelle sur laquelle repose

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

la méthode demanderait, aussi bien que la seconde, une vérification qui n'a pas encore été présentée.

2° La nécessité d'opérer dans l'air (vu les difficultés optiques et mécaniques qu'on rencontrerait à établir le système rotatif dans le vide) peut être la source d'une erreur systématique tout à fait analogue à la précédente. La grande vitesse linéaire de la périphérie des miroirs (qui atteint 40^m et 50^m par seconde) détermine sur le trajet des faisceaux des tourbillons d'air comprimé ou raréfié qui se déplacent avec la même vitesse angulaire : la variation de densité et, par suite, d'indice infléchit la direction des faisceaux, comme le feraient des prismes, d'une quantité différente à l'aller et au retour, parce que la traversée de ces tourbillons ne s'opère pas exactement aux mêmes points. Il y a donc là une cause d'erreur qui croît avec la vitesse de rotation et ne s'élimine pas par l'inversion du sens de cette vitesse.

15. *Expression de l'erreur systématique dans le cas d'une influence fonction de la vitesse angulaire du miroir.* — On pourrait encore signaler d'autres causes d'erreur du même genre, telle que l'entraînement partiel par la matière pondérable traversée : elles ont toutes un caractère commun, celui d'être fonction *impaire* de la vitesse angulaire ω du miroir tournant, car elles s'annulent au repos pour $\omega = 0$ et changent de signe avec elle. Il est facile de démontrer que ce genre d'influences introduit dans le résultat final une erreur constante qui, toutes choses égales d'ailleurs, est en raison inverse de la longueur $2D$ du trajet de la lumière.

Soit, en effet, α l'angle dont le miroir qui fait n tours par seconde a tourné pendant la durée t de la propagation ; soit ε l'erreur angulaire causée par les influences fonctions de la vitesse,

$$\varepsilon = \varphi(\omega) \qquad \text{avec} \qquad \omega = 2\pi n,$$

la déviation réelle du faisceau de retour et $2\alpha + \varepsilon$.

Soit V la valeur exacte de la vitesse de la lumière ; on a rigoureusement

$$\frac{t}{1} = \frac{\alpha}{2\pi n} = \frac{\alpha}{\omega} \qquad \text{et} \qquad V = \frac{2D}{t} = \frac{2D}{\alpha}\omega.$$

Soit δ la déviation mesurée avec l'appareil au foyer de la lunette

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

à la distance R

$$\delta = R(2\alpha + \varepsilon) \qquad \text{d'où} \qquad \alpha = \frac{\delta}{2R} - \frac{\varepsilon}{2};$$

substituant la valeur de α dans celle de V, il vient

$$V = \frac{4RD\omega}{\delta - R\varepsilon} = \frac{4RD\omega}{\delta} \times \frac{1}{1 - \frac{R\varepsilon}{\delta}}.$$

Lorsqu'on ignore l'existence de l'erreur ε on écrit $\varepsilon = 0$ et l'on calcule une valeur erronée U de la vitesse de la lumière

$$U = \frac{4RD\omega}{\delta}.$$

La valeur exacte V est donc liée à U par la relation

$$V = U \frac{1}{1 - \frac{R\varepsilon}{\delta}} \qquad \text{d'où} \qquad U = V\left(1 - \frac{R\varepsilon}{\delta}\right).$$

Si ε est très petit, on peut développer $\varphi(\omega)$ en série ordonnée suivant les puissances impaires de ω et se borner, comme première approximation, au premier terme du développement

$$\varepsilon = A\omega + \ldots.$$

Substituant à $\frac{R\omega}{\delta}$ sa valeur approchée $\frac{U}{4D}$ ou $\frac{V}{4D}$ il vient

$$U = V\left(1 - \frac{AV}{4D}\right).$$

Donc la vitesse calculée U est entachée d'une erreur systématique constante, indépendante de la grandeur et du sens de la vitesse angulaire du miroir tournant.

Si le coefficient A du développement de ω est *positif,* c'est-à-dire si le faisceau réfléchi est *entraîné* dans le sens de la rotation, la valeur calculée d'après l'observation est *trop faible*.

Le sens de l'erreur est conforme à l'idée que je me suis faite *instinctivement* des erreurs qui tendent à affecter la méthode du miroir tournant : je crains que le miroir *n'entraîne* un peu le faisceau.

On voit que cette erreur constante diminue, en raison inverse de la distance 2D, ce qui est encore conforme à la comparaison du chiffre de Foucault avec ceux des deux observateurs américains : à mesure que la distance sur laquelle on opère augmente,

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

la valeur observée va en croissant; la méthode du miroir tournant donnerait donc des valeurs trop faibles.

Il ne faudrait pas attacher une importance exagérée à ces deux remarques, mais il n'était pas inutile de les signaler.

16. *Conclusion. Valeur probable de la vitesse de la lumière.* — Le point de départ de cette discussion est l'impossibilité d'accorder la détermination exécutée en Amérique à l'aide du miroir tournant avec celle obtenue à l'Observatoire de Paris à l'aide de la roue dentée, sans décupler l'erreur probable assignée par M. Newcomb à son résultat définitif.

Je crois avoir montré que l'extrême petitesse de cette erreur probable relative ($\frac{1}{10000}$), bien que conforme à la discussion numérique des résultats partiels, n'est pas en rapport avec l'incertitude que les principes de la méthode et les difficultés de leur réalisation expérimentale laissent subsister sur la valeur *absolue* de la vitesse de la lumière mesurée avec le miroir tournant.

Ma conclusion est donc la suivante :

Tant qu'on n'aura pas opéré avec un appareil remplissant exactement les conditions géométriques et optiques si bien observées dans les dispositifs de Fizeau et Foucault; tant qu'on n'aura pas prouvé que les lois ordinaires de la réflexion s'appliquent avec rigueur aux conditions imposées par la méthode, un doute grave planera sur la confiance à accorder à la valeur absolue de la vitesse de la lumière obtenue à l'aide du miroir tournant.

C'est pourquoi j'ai considéré comme incertaine et vraisemblablement exagérée l'approximation de $\frac{1}{10000}$ assignée aux mesures effectuées en Amérique.

Je crois donc qu'on doit, sans avoir égard à la haute opinion que l'on accorde à la précision de ces mesures, donner le même poids aux déterminations exécutées avec les deux méthodes, adopter leur moyenne et estimer l'approximation de ce chiffre en prenant la demi-différenee des deux résultats. En conséquence, la valeur que je considère actuellement comme la plus probable de la vitesse de la lumière dans le vide est

300130 ± 270 kilomètres par seconde de temps solaire moyen.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LES

MESURES DE LA VITESSE v,

PAR H. ABRAHAM,

PROFESSEUR AU LYCÉE LOUIS-LE-GRAND,
CHARGÉ DE CONFÉRENCES A L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE.

Introduction.

Le *nombre* v est le rapport entre l'unité électromagnétique et l'unité électrostatique de quantité d'électricité. C'est aussi le rapport des unités d'intensité de courant et le rapport inverse des unités de potentiel. Son carré représente le rapport des unités de capacité et le rapport inverse des unités de résistance.

Ce *nombre* v peut dépendre de la nature du milieu où se font les expériences; mais il dépend aussi des unités adoptées pour la mesure des grandeurs fondamentales; il a pour dimensions LT^{-1} : ce sont les dimensions d'une vitesse. Il existe donc une *vitesse* v qui est toujours mesurée par le *nombre* v, quelles que soient les unités fondamentales que l'on choisisse. La *vitesse* v, ainsi définie, est une constante spécifique du milieu où sont faites les expériences, c'est-à-dire de l'air à la pression atmosphérique.

La connaissance de cette constante est indispensable pour le calcul des expériences où interviennent à la fois des phénomènes de champ électrique et des phénomènes de champ magnétique; mais il y a un intérêt plus élevé à obtenir la valeur exacte de v. Moyennant quelques hypothèses, on montre, en effet, que la *vitesse* v doit être identique à la vitesse de la lumière dans l'air et identique à la vitesse de propagation des ondes hertziennes dans l'air

La détermination expérimentale de la *vitesse* v peut être faite par beaucoup de méthodes. Toute expérience de mesure dans laquelle

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

interviennent à la fois un champ électrique et un champ magnétique permet de calculer une valeur de v.

Sans insister sur une classification de méthodes, qui serait sans grand intérêt (1), je passerai de suite à la description des expériences et à la discussion des résultats.

Dans cet exposé, je grouperai les expériences qui ont été faites par des méthodes analogues, et dans chaque groupe je suivrai à peu près l'ordre chronologique. Mais je ne ferai parfois qu'une brève mention de certaines expériences peu précises, quel que puisse être l'intérêt historique qui s'y attache; et je ne rendrai pas compte de quelques expériences dont le détail n'a pas été publié.

Les mesures faites par la méthode des quantités d'électricité ou par celle des oscillations électriques sont complètes par elles-mêmes. Toutes les autres déterminations, sauf une (2), dépendent de la valeur absolue d'un étalon de résistance. Pour pouvoir comparer ces expériences, j'ai adopté les données numériques suivantes :

Ancien ohm légal.....	$\frac{106}{106,3}$ ohm vrai
B.A.U.....	0,9866 ohm vrai

MÉTHODE DES QUANTITÉS D'ÉLECTRICITÉ.

Emploi d'un condensateur étalon, d'un électromètre absolu et d'un galvanomètre taré. — Valeur de v indépendante de tout étalon de résistance.

1856. — Expériences de Weber et Kohlrausch (3).

Une bouteille de Leyde chargée est en communication avec un électromètre des sinus. On prend une fraction de sa charge en

---

(1) ..... *Pour obtenir la valeur de v, il est nécessaire et suffisant d'effectuer une mesure électrostatique et une mesure électromagnétique d'une des grandeurs : quantité d'électricité, courant, résistance, force électromotrice, capacité. Il y a donc cinq méthodes conduisant à la détermination de v.*
(Maxwell et Jenkin, *Reports of B. A.*, p. 130; 1863.)

(2) *Voir* p. 265 la mesure de Perot-Fabry-Limb.

(3) R. Kohlrausch et W. Weber, *Elektrodyn. Maasb.*, Bd III, p. 221; Leipzig, 1857. *Voir* aussi Kohlrausch, *Pogg. Ann.*, t. XCIX, p. 10, 1856; *Pogg. Ann.*, t. CLVII, p. 641, 1876, et Voigt, *Wied. Ann.*, t. II, p. 476; 1877.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

touchant l'armature intérieure avec une sphère métallique de 32^{cm} de diamètre : les lectures de l'électromètre donnent le coefficient de partage de l'électricité entre les deux conducteurs. Cette grosse sphère est à son tour mise en contact avec une petite sphère que l'on porte dans une balance de Coulomb. On connaît ainsi, *en unités électrostatiques,* la charge de la petite sphère et l'on en déduit successivement la charge de la grosse sphère et celle de la bouteille de Leyde.

La valeur électromagnétique de la décharge est obtenue au moyen d'un galvanomètre balistique de construction connue, et par la mesure du champ terrestre.

L'existence des charges résiduelles de la bouteille de Leyde suffirait à empêcher toute précision. Mais il y a plus : le coefficient de partage de l'électricité entre la bouteille de Leyde et la grosse sphère est considéré comme une constante; or pour l'introduire dans les calculs, on a pris la moyenne entre des déterminations expérimentales dont les résultats variaient *du simple au triple.*

La valeur trouvée pour v est

$$3,107.10^{10}.$$

1879. — Expériences de Rowland (1).

Ces expériences datent de 1879, mais elles n'ont été publiées que dix ans plus tard, à l'occasion des expériences plus précises de Rosa, qui venait d'utiliser le même condensateur.

Rowland emploie un condensateur à lame d'air constitué par deux sphères concentriques. La valeur électrostatique de la capacité se déduit de la mesure du rayon des sphères que l'on détermine par des jaugeages à l'eau. Le potentiel de charge est déterminé par un électromètre absolu de Thomson, et l'on envoie la décharge dans un galvanomètre balistique étalonné par comparaison avec un électrodynamomètre étalon.

La méthode comporte un nombre excessif de mesures délicates, et *l'auteur n'a pas tenu compte de la capacité des fils qui*

---

(1) Rowland, Hall et Fletcher, *On the ratio of the electrostatic to the electromagnetic unit of Electricity* (*Phil. Mag.,* 5e série, t. XXVIII, p. 304; 1889).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

relient le condensateur aux autres appareils. Aussi les vingt-neuf déterminations faites ont-elles pu varier entre

$$v = 2{,}950.10^{10} \quad \text{et} \quad v = 3{,}018.10^{10}.$$

MÉTHODE DES OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES.

Emploi d'un condensateur étalon et d'une induction propre calculable. — Valeur de v indépendante de tout étalon de résistance.

1886. — Expériences de Colley [1].

Pour obtenir des décharges oscillantes peu amorties et à périodes suffisamment longues, Colley emploie de grandes capacités, à diélectrique solide, et des circuits de décharge comprenant de gros enroulements de fil. Mais les capacités sont comparées à un *condensateur étalon à anneau de garde fait de plaques de verre argentées,* et les gros enroulements de fil ont leur induction propre comparée à celle d'une bobine plate étalon (300 tours de fil sur une circonférence de 30^{cm} de diamètre).

Le circuit de décharge contient un galvanomètre à miroir. On *admet* que les oscillations du miroir ont même période que les oscillations de la décharge, et on les observe avec une lunette à oculaire micrométrique. A cet effet, un point lumineux est animé d'un mouvement de rotation, dont la vitesse est bien connue, et l'on n'a qu'à mesurer la longueur de la sinusoïde qui résulte de la combinaison optique des deux mouvements.

Les coefficients d'induction propre et les capacités étaient connus à $\frac{1}{200}$ près; mais les mesures de la période d'oscillation ne concordaient qu'à environ 2 pour 100.

Le résultat des mesures est

$$v = 3{,}015.10^{10}.$$

---

[1] Colley, *Ueber einige neue Methoden zur Beobachtung electrischer Schwingungen und einige Anwendungen derselben* (*Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 1; 1886).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

1898. — Expériences de Webster (1).

L'objet direct de ces expériences était la vérification des formules donnant la période des décharges oscillantes; la détermination des valeurs absolues des éléments de l'expérience a fourni une valeur de v.

Le condensateur est formé de plateaux d'acier de 50^{cm} de diamètre; il se décharge dans un circuit constitué par 572 spires de fil enroulées sur une carcasse en bois de 45^{cm} de diamètre. Un électromètre à quadrants est relié au condensateur, et les oscillations électriques se produisent en même temps dans les deux appareils; mais, à un moment voulu, on peut mettre brusquement l'électromètre hors circuit. On aura la période des oscillations électriques en cherchant successivement à quelles époques, après le début de la décharge, il faut mettre l'électromètre hors circuit pour le trouver exactement au zéro.

L'organe de mesure du temps est un corps assez lourd tombant en chute libre d'une hauteur mesurée. Arrivé vers le bas de sa chute, il fait fonctionner un premier interrupteur très léger qui provoque la décharge en supprimant les communications avec la pile de charge. En continuant à descendre, le projectile agit ensuite sur un deuxième interrupteur qui met l'électromètre hors circuit. Ce deuxième interrupteur est susceptible d'un mouvement micrométrique dans le sens vertical. La mesure du temps résulte alors immédiatement de la mesure des déplacements de l'interrupteur, puisque la vitesse du projectile est connue.

L'auteur pense que ces dispositifs sont susceptibles de donner une grande précision, et *il se propose* de faire de nouvelles mesures dans lesquelles, notamment, le coefficient d'induction propre serait mieux déterminé. Mais, pour la valeur qu'il donne

$$v = 3{,}0259.10^{10},$$

l'auteur ne répond pas d'une précision supérieure à *un pour cent*.

---

(1) A.-G. Webster, *An experimental determination of the period of electrical oscillation* (*Physical Review*, t. VI, p. 297; 1898).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

1899. — Expériences de Lodge et Glazebrook (1).

Parmi les travaux publiés à l'occasion du Jubilé de Sir G.-G. Stokes, figure le compte rendu des expériences de Lodge et Glazebrook sur la décharge oscillante d'un condensateur à air et sur la détermination de v. Leur méthode consiste à charger statiquement un condensateur et à le décharger dans un circuit fortement inductif, afin d'obtenir une étincelle oscillante dont on prendra une photographie sur plaque mobile.

Le condensateur est formé d'un grand nombre de carreaux de verre étamés séparés par des cales d'ébonite ; sa capacité est déduite de la mesure de ses dimensions géométriques ; on la trouve égale à 5853 unités électrostatiques. Le coefficient d'induction propre du circuit de décharge est déterminé par la méthode du pont de Wheatstone et du galvanomètre balistique ; on trouve 4,6362 henrys. Enfin, comme la plaque photographique était animée d'un mouvement de rotation réglé et mesuré par des procédés stroboscopiques, pour avoir la période des oscillations électriques, il suffisait de relever micrométriquement la distance angulaire des images ; on a trouvé ainsi 880 oscillations par seconde.

Ces trois nombres permettent de calculer une valeur de v

$$v = 3,009.10^{10}.$$

Les auteurs « ne considèrent pas ce Mémoire comme la description d'une méthode très précise pour la détermination de v ».

Cette réserve est suffisamment justifiée par la grandeur de la correction qu'on a dû faire pour tenir compte de la capacité intérieure des enroulements inductifs : cette correction est, en effet, de 8,4 pour 100.

---

(1) Lodge et Glazebrook, *Discharge of an air condenser, with a determination of v* (*Stokes Commemoration*, p. 136. Cambridge, 1899; et *Trans. of the Cambridge Phil. Soc.*, t. XVIII).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

MÉTHODE DES CAPACITÉS.

Emploi d'un condensateur étalon et d'un galvanomètre balistique. — Variante par l'emploi des décharges périodiques. — Valeur de v proportionnelle à la racine carrée de la valeur d'un étalon de résistance.

1879. — Expériences de Ayrton et Perry (1).

On tare un galvanomètre balistique en mesurant la déviation produite par un courant permanent. La *même batterie de piles* sert ensuite à charger un condensateur étalon dont on envoie la décharge dans le balistique. La force électromotrice de la pile de charge disparaît dans la comparaison des deux expériences, et l'on en déduit une valeur de v si l'on connaît la résistance du circuit lors de la première mesure.

Le condensateur, à plateaux carrés en laiton, avec anneau de garde, avait été soigneusement construit; les erreurs accidentelles ne dépassaient pas 1 pour 100. Malheureusement, les auteurs *ont oublié de tenir compte de la capacité des fils de communication du condensateur*. Cette erreur, relevée par Himstedt, fausse les mesures et conduit à trouver pour v une valeur trop petite (2). Ayrton et Perry ont trouvé

$$v = 2,96.10^{10}.$$

1879. — Expériences de Hockin (3).

La marche des expériences est la même que pour celles que nous venons de décrire. Les expériences de Hockin présentent cette particularité qu'il a opéré sur une assez forte capacité. Le condensateur était formé par une centaine de lames de glace argentées sur leurs deux faces (sans anneau de garde) que l'on

---

(1) Ayrton et Perry, *Determination of the ratio of the electromagnetic to the electrostatic unit of electric quantity* (*Phil. Mag.*, 5e série, t. VII, p. 277; 1879). Ces expériences ont été faites au Japon.

(2) La correction correspondante est souvent de plusieurs centièmes.

(3) Hockin, *Note on the capacity of a certain condenser and on the value of v* (*Rep. Brit. Ass.*, p. 285; 1879).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

empilait les unes sur les autres avec interposition de cales isolantes : on ne déterminait qu'une épaisseur d'air *moyenne*.

Le résultat des mesures est

$$v = 2{,}967.10^{10},$$

et l'auteur pense que la précision de la mesure n'était pas suffisante pour qu'il y eût lieu de tenir compte de la capacité des fils de communication.

1881. — Expériences de Stoletov (1).

Stoletov disposait le condensateur de manière à pouvoir mesurer les *variations* de distance des armatures par des visées micrométriques; il évitait ainsi les difficultés d'une mesure directe. Les *décharges périodiques* étaient obtenues au moyen d'un commutateur formé d'une roue tournant horizontalement et portant des aiguilles inclinées qui établissaient successivement les contacts nécessaires en rencontrant des coupelles de mercure. On obtenait ainsi, dans le galvanomètre, une déviation permanente qu'il n'y avait plus qu'à comparer à celle que donnait la pile de charge fermée sur une résistance connue.

L'auteur indique les nombres

$$2{,}98.10^{10} \quad \text{et} \quad 3{,}00.10^{10},$$

« mais il ne saurait se décider pour un chiffre définitif ».

1884. — Expériences de Klemenčič (2).

Des trois Mémoires de Klemenčič, le plus important est celui

---

(1) Stoletov, *Sur une méthode pour déterminer le rapport des unités électromagnétiques et électrostatiques* (*Journal de Physique*, p. 468; 1881).

(2) Dr I. Klemenčič, *Zur Bestimmung des Verhältnisses zwischen der electrostatischen und magnetischen Einheit der Stromintensität* (*Sitz. Ber. Wien.* t. LXXXIII, p. 603; 1881).

Dr I. Klemenčič, *Untersuchungen*, etc. (*Sitz. Ber. Wien*, t. LXXXIX; 1884).

Dr I. Klemenčič, *Untersuchungen*, etc. (*Sitz. Ber. Wien*, t. XCIII, p. 470; 1886). Dans ce dernier Mémoire, l'auteur rapporte quelques mesures peu précises, faites par les mêmes méthodes, sur la décharge partielle d'un condensateur dans une très grande résistance.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de 1884. Il rend compte de deux séries d'expériences. Dans les premières, par le jeu d'un diapason interrupteur à entretien électrique, on charge un condensateur étalon avec une batterie de piles et l'on envoie les *décharges périodiques* de ce condensateur dans un galvanomètre; puis on détermine la constante de cet instrument à l'aide d'un courant fourni par la même pile. Dans les autres mesures, on s'affranchit de toute variation de la pile de charge en utilisant un galvanomètre différentiel dont l'un des circuits reçoit les décharges du condensateur, tandis que l'autre circuit est parcouru par le courant continu fourni par la pile. On détermine ensuite la constante du galvanomètre différentiel.

Les résultats concordent au centième. Les mesures par le procédé alterné ont varié de

$$v = 3{,}001.10^{10} \quad \text{à} \quad v = 3{,}029.10^{10};$$

la méthode du galvanomètre différentiel a fourni des nombres compris entre

$$v = 3{,}016.10^{10} \quad \text{et} \quad v = 3{,}031.10^{10}.$$

Moyenne générale..... $v = 3{,}0188.10^{10}$.

Mais le doute qui peut rester sur l'exactitude de la valeur moyenne n'est pas dû seulement à ces écarts accidentels. Il y a, dans le calcul de la capacité étalon, deux erreurs systématiques assez graves. En premier lieu, le condensateur n'a pas d'anneau de garde; il se trouve, il est vrai, à 2^m au moins de tout autre corps conducteur, mais cet éloignement est insuffisant, et la présence du sol à 2^m de distance augmente la capacité de plusieurs millièmes. De plus, les disques d'acier de 21^{cm} de rayon qui constituent le condensateur sont séparés par des rondelles de verre. Celles-ci, placées dans le champ électrique, augmentent la capacité dans des proportions notables, et l'on n'en a pas tenu compte.

Pour toutes ces raisons, c'est tout au plus si l'on pourrait répondre du centième sur le résultat définitif.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

1886, 1887, 1888. — Expériences de Himstedt (1).

Le condensateur étalon de Himstedt est formé de disques d'acier de 25cm de rayon. Leur écartement est maintenu par des cales de glace de 3mm à 5mm d'épaisseur. Le condensateur n'a été pourvu d'un système de garde que pour les dernières expériences.

Les expériences de 1886 et de 1888 reproduisent les dispositifs de Klemenčič. C'est encore un diapason entretenu électriquement qui envoie les décharges périodiques du condensateur dans l'un des circuits d'un galvanomètre différentiel dont l'autre circuit reçoit un courant fourni par la pile de charge. Dans les expériences de 1887, la méthode est un peu différente : le diapason interrupteur met alternativement les armatures du condensateur, soit en court-circuit, soit en communication avec deux points d'un *pont de Wheatstone*. On règle le pont de manière que son galvanomètre reste au zéro. Dans l'un et l'autre montage, les mesures ne sont pas influencées par les variations de la pile.

Dans toutes les expériences de Himstedt, le diapason est étalonné (ce que ne faisait pas Klemenčič) en se servant du courant interrompu qui l'entretient pour faire tourner un petit moteur électrique synchrone multipolaire (*Phonisches Rad.*) dont la rotation est comparée directement à l'oscillation d'un pendule d'horloge.

Voici maintenant les résultats :

	Valeurs extrêmes.	
Première série (1886).....	2,9990	$3{,}0090 . 10^{10}$
Deuxième série (1887).....	3,0030	$3{,}0080 . 10^{10}$
Troisième série (1888).....	3,0050	$3{,}0146 . 10^{10}$

Moyenne générale $v = 3{,}0057 . 10^{10}$

Comme on le voit, les écarts accidentels ne dépassent pas 3 pour 1000. Je crois pouvoir dire que la plus grosse part de ces écarts

(1) Himstedt, *Ueber eine Bestimmung der Grösse v* (*Wied. Ann.*, t. XXIX, p. 560; 1887).

Himstedt, *Ueber eine neue Bestimmung der Grösse v* (*Wied. Ann.*, t. XXXIII, p. 1; 1888).

Himstedt, *Ueber die Bestimmung der Capacität eines Schutzringcondensators in absolutem electromagnetischem Maasse* (*Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 126; 1888).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

doit être due à des variations capricieuses des capacités parasites. La capacité parasite représente, en effet, jusqu'à $\frac{1}{10}$ de celle que l'on mesure; et entre deux expériences consécutives, nous la voyons varier brusquement de 5 pour 100 : avec de telles variations, rien ne prouve que cette capacité parasite ait exactement la même valeur pendant l'expérience principale et au moment où on la mesure pour l'éliminer.

Je signalerai encore trois causes d'erreur. Tout d'abord, comme dans les expériences de Klemenčič, l'écartement des armatures du condensateur est supposé égal à l'épaisseur des cales de verre. En réalité l'écartement est nécessairement plus grand, et l'erreur peut s'approcher du millième.

D'autre part, les cales de verre sont dans le champ électrique, elles augmentent donc la capacité. Himstedt calcule leur influence en leur attribuant une constante diélectrique égale à 6. Cette correction d'environ 1 pour 1000 est probablement trop forte.

Enfin, avec la rapidité de fonctionnement du diapason, qui atteint 100 vibrations par seconde, il est certain que la charge et la décharge du condensateur ne sont pas absolument complètes; et, bien que les expériences faites à différentes vitesses se soient trouvées suffisamment concordantes, la correction à faire s'approcherait du millième.

Je ferai remarquer que toutes ces causes d'erreur, comme aussi tout défaut d'isolement du condensateur, *tendaient à faire trouver une valeur de v trop grande*.

1889. — Expériences de Rosa (1).

Ces mesures ont été faites par la méthode du pont de Wheatstone. C'est toujours un diapason entretenu électriquement qui constitue l'interrupteur.

Le condensateur était l'appareil à sphères concentriques de 25^{cm} de diamètre qu'avait déjà employé Rowland. Ces sphères avaient été tournées avec le plus grand soin, et les variations du diamètre ne dépassaient pas une quarantaine de microns. Mais l'ajustement

(1) Rosa, *Determination of v, the ratio of the electromagnetic to the electrostatic unit* (*Phil. Mag.*, t. XXVIII, p. 315; 1889).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

des deux hémisphères qui formaient l'armature extérieure aurait dû être parfait, et l'auteur estime que, dans cet ajustement, une erreur voisine du centième de millimètre était *possible*. Cela entraîne une erreur systématique *possible* de 1 pour 1000 sur la capacité.

La capacité des fils de communication était encore très forte : elle valait $\frac{1}{11}$ de la capacité totale, et nous savons l'effet fâcheux des variations accidentelles de ces capacités parasites.

Enfin, l'auteur n'a pas été très satisfait du fonctionnement de ses diapasons interrupteurs ; l'influence de la fréquence des décharges, notamment, était manifeste : à basse fréquence (32 vibrations par seconde), on trouvait toujours des valeurs de v supérieures d'environ 1 pour 1000 à celles que fournissait la fréquence de 130 vibrations.

Les 51 mesures faites s'échelonnèrent entre

$$v = 2{,}9947.10^{10} \qquad \text{et} \qquad v = 3{,}0105.10^{10}.$$

En définitive, Rosa pensait que la valeur de v devait s'écarter de moins de $\frac{1}{1000}$ de la valeur moyenne

$$v = 3{,}000.10^{10}.$$

Mais il se *proposait* de reprendre ces expériences l'année suivante avec des perfectionnements qui lui permettraient de resserrer beaucoup cette limite.

1890. — Expériences de J.-J. Thomson (1) et Searle.

Comme les précédentes, ces expériences ont été faites par la méthode du pont de Wheatstone (2). Seulement le condensateur étalon est d'un calcul un peu plus sûr, et l'on remplace le diapason interrupteur par un commutateur tournant. On imprime à ce

---

(1) J.-J. Thomson et G.-F.-C. Searle, *A determination of the ratio of the electromagnetic unit of electricity to the electrostatic unit* (*Phil. Trans.*, p. 583; 1890).

(2) Elles avaient été précédées d'expériences beaucoup moins précises, faites par la même méthode, qui avaient donné $v = 2{,}963.10^{10}$, mais dans lesquelles on avait négligé de tenir compte de la capacité des fils de communication (*Phil. Trans.*, p. 707; 1883).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

commutateur une vitesse de rotation que l'on maintient constante au $\frac{1}{1000}$ par une comparaison stroboscopique avec un diapason étalonné.

Le condensateur étalon est à armatures cylindriques d'un diamètre de 25^{cm}. Le cylindre intérieur, long de 60^{cm}, est prolongé par deux autres cylindres plus courts formant système de garde. Le tout est placé verticalement et les trois cylindres intérieurs reposent l'un sur l'autre par le moyen de petites cales d'ébonite de 3^{mm} d'épaisseur. Les dimensions linéaires ont été mesurées avec le plus grand soin, soit par des jaugeages à l'eau, soit par comparaison avec un mètre étalon.

Les capacités parasites étaient d'environ $\frac{1}{70}$ de la capacité totale; les 23 mesures faites ne s'écartent pas entre elles de plus de 2 pour 1000 et leur moyenne (1) est

$$v = 2,996.10^{10}.$$

Peut-on affirmer que ce résultat est sûr au delà du millième? Je ne le crois pas, parce que le calcul de la capacité étalon comporte quelque incertitude :

Le cylindre intérieur et ses cylindres de garde sont distants de 3^{mm}, c'est-à-dire du *tiers* de la distance des armatures, et l'on *calcule* l'influence de ce sillon; dans ces conditions, jusqu'à quel point cette correction de $\frac{1}{200}$ est-elle certaine?

De plus, le procédé du pont de Wheatstone ne permet pas de mettre exactement au même potentiel le cylindre collecteur et les cylindres de garde; il en résulte une correction de $\frac{1}{1000}$ bien incertaine.

Mais la plus grosse incertitude tient à la mesure de la distance moyenne des armatures. La mesure par le jaugeage à l'eau, celle que l'on adopte, donne $0^{cm},94128$, tandis que la mesure directe des diamètres donnait $0^{cm},94345$. L'incertitude sur la distance moyenne des armatures pourrait être due à ce que cette distance subit d'un point à l'autre des variations atteignant $\frac{1}{50}$ de sa valeur.

---

(1) Le nombre donné par J.-J. Thomson et Searle, $v = 2,9955$, était rapporté à la valeur : ohm légal $= \frac{1}{0,9889}$ B.A.U. au lieu de la valeur que j'adopte

$$\text{ohm légal} = \frac{106}{106,3 \times 0,9866} = \frac{1}{0,9894}.$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

1892. — Expériences de Abraham (1).

Je me suis servi du galvanomètre différentiel. Les décharges périodiques d'un condensateur étalon étaient obtenues au moyen d'un commutateur tournant entraîné par une machine Gramme, dont la vitesse était réglée et mesurée par un procédé stroboscopique.

Le condensateur était formé de deux épaisses dalles de verre de 35^{cm} de diamètre, travaillées optiquement et argentées sur toute leur surface. Dans l'argenture de l'une d'elles, un sillon circulaire de $0^{mm},1$ de large, mettant le verre à nu, isolait le disque collecteur de son système de garde.

Les disques étant en place, et leur écartement maintenu par des cales isolantes placées en dehors des parties utiles, on mesurait leur distance par un procédé optique utilisant la réflexion de la lumière sur les surfaces argentées, et permettant la comparaison de l'épaisseur à l'intervalle des traits d'une graduation étalonnée tracée sur verre.

Dans l'exécution des expériences, les capacités parasites étaient inférieures à $\frac{1}{40}$ de la capacité totale, et leurs variations accidentelles restaient inférieures au $\frac{1}{2000}$ de cette capacité totale.

Les quatorze mesures s'échelonnent entre

$$v = 2,9898.10^{10} \quad \text{et} \quad v = 2,9947.10^{10}.$$

$$\text{Moyenne} : v = 2,9913.10^{10}.$$

En terminant l'exposé de mes expériences, j'avais, moi aussi, conclu à l'exactitude du millième. Le lecteur voudra bien apporter dans la critique de ces mesures autant de sévérité que j'en montre moi-même pour les autres expérimentateurs.

---

(1) H. Abraham, *Sur une nouvelle détermination du rapport v entre les unités électromagnétiques et électrostatiques* (*Annales de Chimie et de Physique*, t. XXVII, p. 433; 1892).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

MÉTHODES ÉLECTROMÉTRIQUES.

Emploi d'un électromètre absolu comme unique étalon électrostatique. — Emploi d'un ampèremètre étalon. — Valeur de v proportionnelle à la valeur absolue d'un étalon de résistance.

1868. — Expériences de Maxwell (1).

Une même force électromotrice peut être mesurée, d'une part, en unités électrostatiques avec un électromètre absolu, et, d'autre part, en unités électromagnétiques, en déterminant avec l'électrodynamomètre absolu l'intensité du courant qu'elle maintient dans une résistance donnée.

Maxwell simplifie (?) la méthode en rendant solidaires les organes mobiles de l'électromètre et de l'électrodynamomètre et en compensant l'attraction électrostatique par la répulsion électrodynamique. Un fil de torsion porte ces organes mobiles et l'on n'a qu'à constater l'équilibre. Malheureusement l'électromètre nécessitait un potentiel élevé (environ 3000 volts), tandis que l'électrodynamomètre demandait un courant notable. Maxwell se vit donc contraint d'employer une batterie de piles distincte pour chacun des deux instruments et de faire une comparaison de leurs forces électromotrices. Comme il le dit, « la difficulté principale vient du défaut de constance des piles, le rapport des deux courants variant très vite... ». Aussi l'équilibre de l'appareil de torsion était-il très difficile à obtenir. De plus, l'électrodynamomètre absolu était constitué par deux bobines plates de quelques centimètres de rayon seulement, placées immédiatement derrière les deux plateaux de l'électromètre, par conséquent très rapprochées l'une de l'autre; le calcul de leur attraction était donc assez incertain.

Les douze déterminations de v, qui ne concordent qu'à 3 pour 100 près, ont pour moyenne

$$v = 2{,}84.10^{10}.$$

(1) J.-C. Maxwell, *On a method of making a direct comparison of electrostatic with electromagnetic force* (*Phil. Trans.*, 1868; *B. A. Report*, 1869).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

EXPÉRIENCES DE THOMSON ET KING (1) (1869), DE Mc KICHAN (2) (1874), DE SHIDA (3) (1880), de THOMSON, AYRTON ET PERRY (4) (1888).

Dans toutes ces mesures, sans grande précision, la méthode reste la même. Une pile envoie dans une résistance étalonnée un certain courant. On mesure la force électromotrice en unités électrostatiques avec un électromètre absolu, ou du moins avec un électromètre étalonné; et l'on mesure le courant en unités électromagnétiques avec un ampèremètre étalon ou du moins avec un instrument étalonné.

Les mesures publiées en 1869 par Thomson et King ont été très peu précises; elles ont donné des valeurs variant de

$$v = 2{,}714.10^{10} \quad \text{à} \quad v = 2{,}88.10^{10}.$$

Les résultats de Mc Kichan sont presque aussi peu concordants, ils varient entre

$$v = 2{,}863.10^{10} \quad \text{et} \quad v = 2{,}999.10^{10}.$$

L'incertitude est grande. C'est que l'appareil était peu sensible : avec 180 éléments de pile, le déplacement de la vis micrométrique de l'électromètre n'était que de 60 divisions; en outre, l'électrodynamomètre absolu était un instrument de torsion, et la mesure du couple était très laborieuse.

Dans les expériences de Shida, l'électrodynamomètre est remplacé par une boussole des tangentes; et l'électromètre absolu sert seulement à étalonner un électromètre à quadrants qui servira pour les mesures.

---

(1) W.-F. KING, *Description of the sir W. Thomson's experiments for the determination of v, the number of electrostatic units in the electromagnetic unit* (*B. A. Report*, p. 434; 1869).

(2) Mc KICHAN, *Determination of the number of electrostatic units in the electromagnetic unit*. (*Phil. Mag.*, t. XLVII, p. 218; 1874).

(3) R. SHIDA, *On the nomber of electrostatic units in the electromagnetic unit* (*Phil. Mag.*, t. X, p. 431; 1880).

(4) THOMSON, AYRTON et PERRY, *Electrometric determination of v* (*Electrical Review*, t. XXIII, p. 337; 1888-1889). La publication de l'*Electrical Review* n'est qu'un compte rendu du meeting de la British Association. Je n'ai pas connaissance de la publication d'un Mémoire original.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Il n'a été publié sur ces déterminations qu'une Note préliminaire. Cinq expériences, différant entre elles d'un peu moins de 1 pour 100, ont pour moyenne

$$v = 2,955.10^{10}.$$

En 1888, Thomson, Ayrton et Perry ont fait une détermination électrométrique de v. On mesurait un courant de $\frac{1}{10}$ d'ampère avec une balance Thomson *centiampère étalon*. Ce courant était dû à une force électromotrice de 80 volts que l'on mesurait à l'électromètre absolu en employant un artifice de multiplication.

Le résultat de ces mesures est

$$v = 2,92.10^{10}.$$

D'après les auteurs, la précision de ces expériences ne dépasserait pas $1\frac{3}{4}$ pour 100. Ils se *proposaient* de reprendre ces mesures avec précision.

1882. — Expériences de Exner (1).

La mesure électrométrique d'un élément Daniell donne à l'auteur une valeur moyenne de 0,00325 *avec des écarts de* 8 *pour* 100. La mesure électromagnétique est déduite de la masse de cuivre qui se dépose dans la pile pendant le passage du courant. Le résultat est

$$v = 2,87.10^{10}.$$

1891. — Expériences de Pellat (2).

Une pile de plusieurs centaines d'éléments est fermée sur une grande résistance R. On agit à tout instant sur le nombre d'éléments et de *fractions d'éléments* de la pile P, de manière que sa force électromotrice reste bien constante, ce que l'on reconnaît par l'emploi d'un Latimer-Clark étalon et de méthodes d'opposition. On peut alors mesurer à loisir cette force électromotrice en unités

---

(1) Exner, *Bestimmung des Verhältnisses...* (*Sitz. Ber. Wien*, t. LXXXVI, 1882, et *Exner's Repertorium*, t. XIX, p. 99).

(2) Pellat, *Détermination du rapport entre l'unité électromagnétique et l'unité électrostatique d'électricité* (*Journ. de Phys.*, t. X, p. 389; 1891).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

électrostatiques avec un électromètre absolu de Thomson. Quant à la mesure électromagnétique, on l'obtient en évaluant la force électromotrice du Latimer-Clark à l'aide d'une résistance étalonnée et d'un électrodynamomètre absolu de Pellat.

Comme moyenne de cinquante-trois mesures, on a trouvé

$$v = 3{,}0092.10^{10}.$$

Les écarts accidentels entre les différentes expériences ne sont pas indiqués, mais l'auteur estime que la plus grosse erreur doit être introduite par la mesure du pas de la vis, et que des différences de $\frac{1}{300}$ rentreraient dans l'erreur possible des déterminations.

1896. — Expériences de Hurmuzescu (1).

Hurmuzescu a fait une détermination de v par une méthode peu différente de celle de Maxwell et qui consiste encore à compenser une force électrostatique par une force électrodynamique. Une machine Gramme à haut voltage (2000 volts) est l'unique source d'électricité. On lui fait débiter, sur une forte résistance R, le courant de $\frac{1}{10}$ d'ampère qui actionne l'électrodynamomètre. En même temps, l'électromètre est mis en dérivation sur cette résistance R, qu'il n'y a plus, enfin, qu'à comparer avec un ohm étalon.

L'électrodynamomètre est constitué par une petite bobine suspendue à l'intérieur d'un solénoïde horizontal. Cette bobine mobile sera liée rigidement à la partie mobile de l'électromètre absolu. Pour déterminer la surface de la petite bobine, on en construit une autre beaucoup plus grande que l'on mesure directement, et l'on compare électriquement les deux bobines par une méthode de zéro.

L'électromètre absolu est un électromètre cylindrique horizontal double d'assez grandes dimensions. Cet appareil est disposé d'une manière très symétrique. Deux cylindres horizontaux sont suspendus par leurs milieux aux extrémités d'un fléau horizontal

(1) Hurmuzescu, *Nouvelle détermination du rapport v entre les unités électrostatiques et électromagnétiques* (*Annales de Chimie et de Physique*, t. X, p. 433; 1897).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

porté par un fil de torsion. Ces cylindres attirés sont mobiles *a l'intérieur* des cylindres attirants. Toutes ces pièces sont assez grandes et assez bien travaillées pour que les mesures directes de longueur puissent être faites avec la précision dont on aurait besoin pour calculer la constante de l'électromètre à moins de $\frac{1}{1000}$ près.

Il a été fait soixante-quinze mesures qui concordent à $\frac{1}{1000}$ et dont la moyenne est

$$v = 3,001 . 10^{10}.$$

Ici encore peut-on répondre du millième? Je ferai seulement les deux observations que voici : Les cylindres mobiles sont portés par des bagues et par des tiges métalliques qui passent entre les bords voisins des cylindres attirants, et l'on n'a pas tenu compte des attractions qui s'exercent sur ces pièces. Si l'on faisait cette correction nécessaire, on augmenterait, je crois, la valeur trouvée pour v de près de $\frac{1}{1000}$. Par contre, une correction de signe contraire devrait être faite pour tenir compte de l'influence des bouts des cylindres attirants que l'on a considérés comme infinis, mais qui ne dépassaient les cylindres attirés que de 12^{cm}, c'est-à-dire seulement de deux fois leur propre diamètre. On ne pourrait pas calculer aujourd'hui la valeur de cette dernière correction, parce que les cylindres attirants étaient fermés par des plaques d'ébonite dont la présence rendrait tout calcul illusoire.

1898. — Expériences de Perot et Fabry (1).

Perot et Fabry ont construit un électromètre absolu dont les armatures sont des plateaux de verre travaillés optiquement, puis recouverts d'une argenture transparente, ce qui permet de faire des mesures d'épaisseur par des méthodes interférentielles très précises (2). La surface attirante est un disque plan de verre argenté ayant 6^{cm} de diamètre et 1^{cm} de hauteur. La surface attirée, portée par trois ressorts très sensibles, est un disque plan plus large, théoriquement infini. Les deux surfaces sont maintenues

(1) Perot et Fabry, *Électromètre absolu pour petites différences de potentiel* (*Ann. de Ch. et de Ph.*, t. XIII, p. 404; 1898).

(2) Le principe de ces méthodes de mesures a été recommandé autrefois par Lippmann (*Journ. de Phys.*, t. VI, p. 261; 1887).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

parallèles à une distance d'environ un dixième de millimètre. Avec ces dimensions, une vingtaine de volts produisent une attraction bien mesurable de l'ordre du décigramme.

Tandis que l'on mesure le voltage d'une batterie d'accumulateurs avec l'électromètre absolu, on compare ces accumulateurs avec des étalons Latimer-Clark (à 0°), en se servant d'un potentiomètre.

Cette expérience fait connaître la valeur du Latimer-Clark en unités électrostatiques. On a ainsi trouvé :

Maximum... $4,8534.10^{-3}$, *Minimum*... $4,8361.10^{-3}$;

Moyenne Latimer-Clark à 0° $= 4,8451.10^{-3}$ unités électrostatiques.

Les auteurs déterminent ensuite la valeur de leurs étalons, en fonction du volt international, par un procédé électrolytique, en admettant pour l'équivalent électrochimique de l'argent le nombre $1^{mg},118$. Ils trouvent :

Latimer-Clark à zéro $= 1,4522$ volt international.

En faisant le quotient de ces deux nombres, on trouverait :

$$\rho = 2,9973.10^{10}.$$

Mais Limb (¹) a trouvé, pour l'étalon Latimer-Clark à zéro, la valeur absolue

$$1,4535.10^{8}.$$

Si l'on admettait ce nombre, on devrait écrire

$$\rho = 2,9999.10^{10}.$$

Je terminerai par deux remarques :

1° La valeur de l'équivalent électrochimique de l'argent paraît bien n'être pas *une;* elle varie de près de 1 pour 1000 suivant certaines circonstances accessoires qui ne sont pas encore bien élucidées, et cette incertitude se reporte sur la valeur de ρ.

2° Le calcul de la constante de l'électromètre absolu est fait en supposant le cylindre attirant infiniment long. En réalité, ce cy-

(¹) Limb (*Ann. de Ch. et de Phys.*, t. VIII, p. 145; 1896). Dans les expériences de Limb, toutes les mesures sont faites directement en unités C. G. S. absolues. La valeur de ρ qu'on en déduit est donc indépendante de la détermination de l'ohm.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

lindre n'a que 1^{cm} de hauteur et il repose sur un support métallique notablement plus large que le disque attirant. Il n'est pas légitime de remplacer l'attraction due à ce support par celle qui serait due au cylindre infiniment long; l'écart avec la valeur admise est probablement de l'ordre du millième.

CONCLUSIONS.

Parmi les nombreuses déterminations de v que je viens d'analyser, les plus correctes paraissent être les suivantes :

Himstedt	$3{,}0057.10^{10}$
Rosa	$3{,}0000.10^{10}$
J.-J. Thomson	$2{,}9960.10^{10}$
H. Abraham	$2{,}9913.10^{10}$
Pellat	$3{,}0092.10^{10}$
Hurmuzescu	$3{,}0010.10^{10}$
Perot et Fabry	$2{,}9973.10^{10}$

Leur moyenne est (1)

$$v = 3{,}0001.10^{10}.$$

Tel est l'état actuel de nos connaissances sur la vitesse v. Il est *probable* que la valeur moyenne que je viens de calculer ne diffère pas de plus de *un millième* de la valeur vraie; *mais cela n'est pas certain*.

Étant donné l'intérêt qui s'attache à la détermination de la *vitesse* v, il paraît désirable que de nouvelles expériences soient entreprises. La précision des anciennes mesures peut être dépassée : *toutes les méthodes s'y prêtent*. Il y a encore à réduire quelques corrections trop incertaines; il y a à simplifier quelques mesures auxiliaires trop complexes, et par ce nouvel effort on pourra, sans aucun doute, apporter dans la mesure de v une précision supérieure à celle aujourd'hui acquise pour la vitesse de la lumière.

---

(1) Ce résultat (*voir* p. 247) est rapporté aux conditions atmosphériques ordinaires; pour le comparer à la valeur de la vitesse de la lumière donnée par M. Cornu dans son Rapport (p. 246), il est nécessaire de le réduire préalablement au vide, ce qui conduit à $v = 3{,}001.10^{10}$. (C.-É. G.)

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

SUR LA

DÉTERMINATION DE LA VITESSE DE PROPAGATION

DES

ONDULATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES,

PAR R. BLONDLOT,

CORRESPONDANT DE L'INSTITUT,

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY,

ET

C. GUTTON,

CHEF DES TRAVAUX DE PHYSIQUE A LA FACULTÉ DE NANCY.

H. Hertz, 1888.

Dans sa séance du 2 février 1888, l'Académie des Sciences de Berlin reçut communication d'une découverte capitale (1) : H. Hertz annonçait que les actions électromagnétiques se propagent dans l'air avec une vitesse du même ordre de grandeur que celle de la lumière; ce fait était établi de la façon la plus certaine par les expériences de l'illustre physicien. Il fut moins heureux quand il chercha à déterminer la valeur exacte de cette vitesse : l'insuffisance des locaux dont il disposait, une faute de calcul qu'il qualifie lui-même de *fatale,* l'écartèrent du but; de plus, la résonance multiple, découverte vers cette époque par MM. Sarasin et de la Rive, introduisait une nouvelle complication dont il fallait tenir compte.

(1) *Sitzungsber. d. Berliner Akad. d. Wiss.*, 2 fév. 1888.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Lecher, 1890.

En 1890, M. Lecher imagina une méthode qui semblait promettre une grande précision (1); malheureusement, la théorie complète de l'expérience montra à MM. Cohn et Heerwagen que, suivant les conditions dans lesquelles elle est faite, elle doit donner des valeurs très différentes de la vitesse (2).

R. Blondlot, 1891.

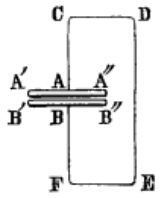
La question demeurait ainsi entière, au moment où M. Blondlot entreprit, en 1891, de la résoudre par une autre voie (3). Les travaux de MM. Sarasin et de la Rive sur la résonance multiple ayant montré que c'est le résonateur qui détermine la longueur d'onde observée, il en résulte que l'équation $\lambda = VT$, qui relie la longueur d'onde λ à la vitesse de propagation V et à la période T, doit être vérifiée si l'on substitue à λ et à T les valeurs de la longueur d'onde et de la période propres au résonateur employé, et à V la vitesse de propagation des ondes. Le cas est analogue à ce que Savart avait reconnu en Acoustique : explorant à l'aide d'un résonateur un champ sonore complexe, il avait constaté une série de nœuds dont l'intervalle était moitié de la longueur d'onde du son propre à ce résonateur. Dans le cas des ondes hertziennes, il suffisait donc, pour connaître V, de mesurer, d'une part, la période T du résonateur, et, d'autre part, la longueur d'onde λ déterminée par ce dernier. M. Blondlot construisit le résonateur de façon que l'on pût déterminer sa période par un calcul certain. Voici la description de l'un de ces résonateurs : Un condensateur est formé de deux armatures circulaires en laiton $A'A''$, $B'B''$ (*fig.* 1), de 6^{cm} de rayon, et dont l'écartement est une fraction de millimètre; ces deux armatures sont reliées entre elles par un circuit rectangulaire ACDEFB, formé d'un fil de cuivre de $0^{cm},184$ dont les extrémités A et B sont implantées près des bords des

(1) *Wiener Sitzungsberichte*, t. XCIX, p. 340; 1890.
(2) *Wiedemann's Annalen*, t. XLIII, p. 344; 1890.
(3) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. CXIII, p. 628; 1891. — *Journal de Physique*, 2e série, t. X, p. 549; déc. 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

armatures; le côté DE a une longueur de 20^{cm}, le côté DC une longueur de 10^{cm}. L'épaisseur du condensateur, armature et diélectrique étant 1^{cm}, la longueur totale est 59^{cm}. Cette longueur étant très petite par rapport à la longueur d'onde λ, comme la mesure de λ l'a confirmé ultérieurement, il en résulte que, lorsque

Fig. 1.



le résonateur fonctionne, l'intensité du courant oscillatoire est sensiblement la même dans toute la longueur du circuit. Comme, d'autre part, la résistance est négligeable, on peut appliquer la formule de Lord Kelvin, $T = 2\pi\sqrt{CL}$, où C est la capacité du condensateur et L la self-induction du circuit.

On mesurait C en unités électromagnétiques à l'aide d'une méthode donnée par Maxwell (1). Quant à L, on le calculait en regardant le courant comme entièrement localisé à la surface des conducteurs, ainsi que Hertz l'a établi expérimentalement. Depuis, M. Mascart a donné une formule qui permet de calculer d'un seul coup le coefficient de self-induction d'un cadre rectangulaire, les courants étant supposés entièrement superficiels (2).

La période T étant ainsi obtenue, il ne reste qu'à mesurer la longueur d'onde λ, déterminée par le résonateur, pour connaître la vitesse de propagation des ondes de longueur λ. Cette longueur d'onde peut être mesurée en faisant propager les ondes, soit dans l'air, soit le long de fils métalliques : MM. Sarasin et de la Rive ont, en effet, constaté, dès 1890, que la vitesse de propagation est la même dans l'un ou l'autre cas (3); les mêmes physiciens ont répété, en 1892, leurs expériences avec une installation gran-

(1) *Treatise*, t. II, n° 775.
(2) *Comptes rendus*, t. CXVIII, p. 277; 1894.
(3) *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. XXIII, p. 557; 1890.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

diose (1); M. M. Dufour a étendu la proposition au cas de longueurs d'onde très courtes (2), et M. C. Gutton est parvenu à la vérifier, à $\frac{1}{200}$ près, par une méthode absolument directe (3).

M. Blondlot a choisi la propagation le long de fils métalliques, comme beaucoup plus avantageuse en raison de la grande distance à laquelle elle peut avoir lieu. Des fils de cuivre horizontaux MM′, NN′ (*fig.* 2), d'environ 25^{m} de longueur, sont tendus parallèlement de façon que leur distance excède d'environ 1^{cm} le côté CD du circuit rectangulaire du résonateur; un pont μν en fil de cuivre, mobile le long des fils parallèles, sert à établir une communication entre eux à une distance quelconque de l'origine MN de la ligne; on a ainsi un circuit continu MμνN, terminé aux extrémités M et N. Un excitateur disposé au delà de MN envoie des ondes hertziennes dans la ligne. Le résonateur est installé en PQ, à environ 10^{m} de M′N′, de façon que les grands côtés du circuit rectangulaire soient dans le plan des fils parallèles, compris entre eux et parallèles à eux; ils en sont distants d'environ 0^{cm},5. Le résonateur est muni d'un micromètre à étincelle, formé d'une boule soudée à l'une des armatures et d'une pointe fixée à l'autre.

Fig. 2.



Si le pont μν est placé assez près du résonateur, on a, à ce micromètre, un flux brillant d'étincelles; en éloignant peu à peu le pont, on fait disparaître ces étincelles; en l'éloignant davantage encore, elles reparaissent. On peut ainsi trouver une première position $\mu_1\nu_1$ du pont pour laquelle a lieu l'extinction : la longueur $P\mu_1\nu_1Q$ est alors la moitié de la longueur d'onde λ propre au résonateur. En divisant cette valeur de λ par la valeur de T déterminée comme on l'a vu, on a la vitesse de propagation pour la

(1) *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. XXIX, p. 358 et 441; 1893.
(2) *Comptes rendus*, t. CXVIII, p. 1039; 7 mai 1894.
(3) *Comptes rendus*, t. CXXVIII, p. 1508; 19 juin 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

longueur d'onde correspondante. On trouve de même d'autres positions $\mu_2\nu_2$, $\mu_3\nu_3$, ..., du pont pour lesquelles l'extinction a aussi lieu, et qui sont distantes de la première de 1, 2, 3, ... fois la demi-longueur d'onde.

M. Blondlot a employé successivement quatre résonateurs dont on pouvait en outre faire varier la capacité, et par suite la période, en écartant plus ou moins les armatures du condensateur.

Voici les résultats de douze expériences, rangées suivant les longueurs d'onde décroissantes; les coefficients de self-induction sont calculés d'après la formule de M. Mascart.

Numéro du résonateur.	Longueur d'onde.	Vitesse en $\frac{km}{sec.}$.
I	8,94	302100
I	11,04	306800
I	11,58	304100
II	14,32	308200
II	16,20	306000
III	18,30	305200
II	18,32	300600
II	22,68	295500
III	25,72	300100
II	27,28	299900
IV	35,36	312300
IV	33,70	297600
	Moyenne	302200

Ces valeurs de la vitesse sont concordantes, bien que les longueurs d'onde aient varié du simple au quadruple, et l'on peut en conclure que : *les ondulations électromagnétiques se propagent avec une vitesse indépendante de la longueur d'onde et voisine de* $302\,200\ \frac{km}{sec.}$.

Cette valeur s'accorde bien avec celle du rapport des unités électromagnétique et électrostatique d'électricité, comme cela doit avoir lieu d'après la théorie de Maxwell. En même temps, la légitimité de l'application de la formule $T = 2\pi\sqrt{CL}$ se trouve confirmée *a posteriori*.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

R. Blondlot, 1893.

Dans une seconde série de recherches, M. Blondlot s'est affranchi de toute théorie, et même de la considération d'un mouvement ondulatoire (1). Il s'est proposé le problème suivant : Produire un trouble électromagnétique subit à l'une des extrémités d'un fil de cuivre de longueur connue, le long duquel ce trouble se propagera ; faire enregistrer par le trouble lui-même les époques de son passage aux deux extrémités du fil, puis, à l'aide des signaux ainsi obtenus, déterminer l'intervalle de temps écoulé entre ces deux époques (2).

Deux condensateurs tout pareils, A et A′ (*fig.* 3), sont formés l'un et l'autre d'un verre de lampe à gaz garni intérieurement et extérieurement de feuilles d'étain ; chacune des deux armatures externes est scindée en deux parties annulaires, isolées l'une de l'autre, a et a_1 pour l'un des condensateurs, a' et a'_1 pour l'autre. Les armatures internes sont reliées respectivement aux pôles d'une bobine d'induction, et les boules b et b' qui les terminent laissent entre elles un intervalle de 6^{mm} à 8^{mm}. De a et a' partent deux fils courts de laiton, terminés à deux pointes p et p', distantes de $0^{mm},5$ environ; la ligne pp' est horizontale. De a_1 et a'_1 partent deux fils rectilignes a_1cp et $a'_1c'p'$, ayant chacun 1029^{m} de longueur et aboutissant aux mêmes pointes p et p' que les fils courts.

Lorsque la bobine fonctionne, les deux condensateurs se chargent, grâce à deux cordes mouillées (figurées sur le dessin par deux traits ponctués), qui permettent le passage de l'électricité de chaque armature externe à la correspondante, de façon à main-

---

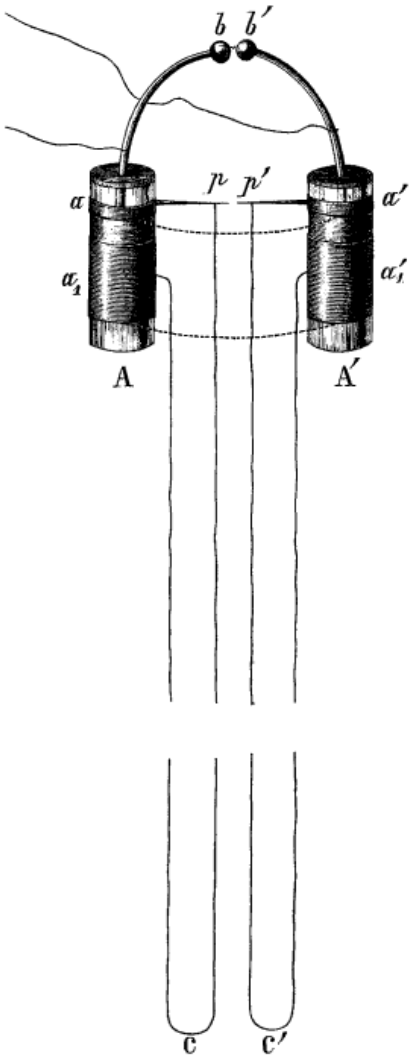
(1) *Comptes rendus*, t. CXVII, p. 543 ; et *Annales de Chimie et de Physique*, 7ᵉ série, t. VII ; avril 1896.

(2) En 1876, W. Siemens avait employé, pour « mesurer la vitesse de propagation de l'électricité dans des fils suspendus », une méthode fondée sur un principe analogue (*Poggendorf's Annalen*, t. CLVII, p. 307 ; 1876). Il opérait sur des fils télégraphiques en fer, la ligne était formée d'un seul fil, la terre tenant lieu de l'autre ; il a trouvé dans diverses expériences 202 600, 230 500, 241 800, 256 600 $\frac{km}{sec.}$. Ces valeurs sont de beaucoup inférieures au rapport des unités. D'après l'Auteur lui-même, le procédé employé pour déterminer la durée de propagation n'était pas susceptible d'une grande précision.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

tenir égaux les potentiels de ces armatures. La décharge survient brusquement par une étincelle qui éclate entre les boules b et b';

Fig. 3.



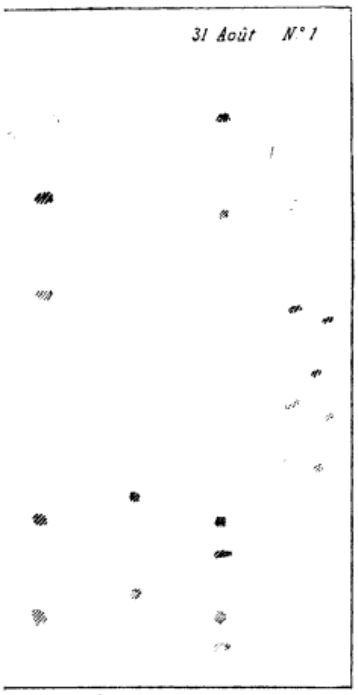
à ce moment, les charges des armatures externes deviennent libres, et une différence de potentiel prend subitement naissance entre a et a' d'une part et a_1 et a'_1 d'autre part : les cordes

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

mouillées ne jouent cette fois aucun rôle, à cause de l'extrême rapidité des phénomènes.

Les armatures a et a' se déchargent aussitôt mutuellement par une étincelle entre les pointes p et p'. De même, les armatures a_1 et a'_1, reliées aux mêmes pointes par les longs fils $a_1 cp$ et $a'_1 c'p'$ se déchargent par une étincelle entre p et p' ; mais cette étincelle n'éclate qu'après que le trouble originel a parcouru, en suivant les longs fils $a_1 cp$, $a'_1 c'p'$, un chemin de 1029^m. On a ainsi entre les pointes p et p' deux étincelles successives, séparées par le temps que le trouble électromagnétique emploie pour parcourir 1029^m le long du fil de cuivre ; pour déterminer la vitesse de cette propagation, il suffit de mesurer l'intervalle de temps qui s'écoule entre les

Fig. 4.



deux étincelles. A cet effet, l'expérience étant faite dans un local obscur, recevons la lumière de ces étincelles sur un miroir concave, de manière à former leur image sur un écran normal au faisceau

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

réfléchi, puis faisons tourner rapidement le miroir autour d'un axe parallèle à la petite droite pp' : alors l'image se dédouble ; si l'on désigne par L la longueur de la ligne, par l la distance de l'axe à l'écran, par h l'écartement des images sur l'écran, ces trois longueurs étant évaluées en centimètres, par n le nombre de tours effectués par le miroir en une seconde, la vitesse de propagation est $\frac{4\pi L l n}{h} \frac{\text{cm}}{\text{sec.}}$.

En substituant à l'écran une plaque sensible, on obtient deux images photographiques de l'étincelle, dont on peut mesurer à loisir l'écartement. Grâce à la succession d'étincelles très rapprochées fournies par la bobine munie d'un interrupteur rapide, il arrivait toujours que, au bout de peu de minutes, des images tombaient sur la plaque sensible. La *fig.* 4 représente une plaque photographique sur laquelle l'expérience a été répétée neuf fois : à chacune des expériences isolées correspondent deux images (négatives), placées sur une même verticale ; l'image inférieure, plus faible, est celle de l'étincelle du long circuit.

La vitesse de rotation était déterminée à l'aide du son d'axe.

Voici les résultats de quinze expériences faites avec la ligne de 1029^{m} :

	$\frac{\text{km}}{\text{sec.}}$.
	302900
	298000
	293200
	295900
	292100
Moyenne.....	296400

Une seconde série d'expériences, faites sur une ligne de $1821^{m},4$, a donné les résultats suivants :

	$\frac{\text{km}}{\text{sec.}}$.
	297500
	298500
	298000
Moyenne.....	298000

La vitesse de propagation est donc bien constante ; la moyenne de toutes les valeurs précédentes est 297200 $\frac{\text{km}}{\text{sec.}}$.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

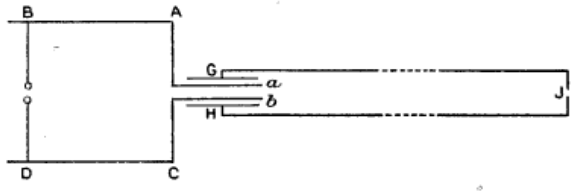
La concordance entre cette valeur et la valeur $303\,200\ \frac{km}{sec.}$, trouvée dans les expériences de M. Blondlot fondées sur l'emploi des résonateurs, est très satisfaisante, d'autant plus que, dans les expériences en plein air, la vitesse doit être un peu plus petite, à cause de l'action mutuelle des deux fils et de la présence des poteaux, des arbres, etc.

Trowbridge et Duane, 1895.

Dans sa détermination de la vitesse d'un *système d'ondes*, M. Blondlot obtenait la période du résonateur en appliquant une formule de Lord Kelvin; MM. Trowbridge et Duane se sont proposé d'obtenir expérimentalement cette période en augmentant les dimensions du vibrateur de Hertz, jusqu'à ce que la période d'oscillation fût assez longue pour que l'on pût la déterminer en photographiant l'image de l'étincelle formée par un miroir tournant (¹).

L'appareil auquel ils se sont définitivement arrêtés était construit de la manière suivante (*fig.* 5) :

Fig. 5.



L'excitateur comprend un condensateur *ab* formé de deux plaques métalliques de $30^{cm} \times 30^{cm}$ séparées par une lame de verre de 2^{cm} d'épaisseur, et un circuit formé de deux fils parallèles AB et CD, sur lesquels glisse un pont coupé en son milieu par un micromètre à étincelles; en déplaçant le pont, on modifie la période de l'excitateur. Le circuit secondaire est formé de deux fils parallèles reliés d'une part à deux plaques G et H, et se terminant à l'autre extrémité par un micromètre à étincelle J, formé de

(¹) *Philosophical Magazine*, 5ᵉ série, t. XL, p. 211; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

deux pointes en cadmium; c'est l'étincelle J que l'on photographie. La longueur totale du circuit secondaire GJH est 5860^{cm}.

Il se produit dans le circuit secondaire des ondes stationnaires; pour accorder les deux circuits et mesurer la longueur d'onde, MM. Trowbridge et Duane employaient le bolomètre. Deux anneaux en cuivre placés en regard l'un de l'autre sur les fils du circuit secondaire étaient reliés aux extrémités de l'une des branches du pont de Wheatstone; en déplaçant les anneaux le long des fils, on constatait un minimum d'action sur le bolomètre lorsque les anneaux étaient en J, et un autre lorsqu'ils étaient près de l'excitateur. Afin d'obtenir plus de netteté, on supprimait l'intervalle explosif en J, puis on modifiait la période de l'excitateur en déplaçant le pont BD, jusqu'à ce que la courbe représentant les indications du bolomètre en fonction de la distance des anneaux à G et H fût aussi régulière que possible : l'excitateur et le circuit secondaire sont alors en résonance, et la longueur du fil qui sépare les deux minima est la moitié de la longueur d'onde.

Les photographies montrent deux séries parallèles de points, qui sont les images de l'électrode négative pendant la décharge. Les distances entre les trois ou quatre premiers points sont un peu plus grandes qu'entre les trois ou quatre suivants; les auteurs attribuent ce fait à l'amortissement plus grand du primaire, d'où il résulte que l'oscillation secondaire se prolonge après que l'étincelle primaire est éteinte : à partir de ce moment, les deux armatures du primaire n'étant plus réunies par l'étincelle, la capacité du secondaire devient plus petite, et ses oscillations un peu plus rapides. Comme les photographies indiquent que les oscillations décroissent rapidement en intensité, ce sont les premières qui déterminent la position des nœuds, et, en conséquence, MM. Trowbridge et Duane les ont utilisées seules.

Les résultats des mesures définitives sont contenues dans le Tableau suivant :

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Distance du miroir tournant à la plaque photographique 302^{cm}.

Nombre de révolutions du miroir par seconde.	Distance entre deux points consécutifs sur la plaque.	Durée de l'oscillation.	Longueurs d'onde.	Vitesse de propagation des ondes.
	cm	sec	cm	$\frac{cm}{sec}$
70,8	0,05028	$1,871.10^{-7}$	5670	$3,030.10^{10}$
73,7	0,05247	$1,876.10^{-7}$	5670	$3,022.10^{10}$
75,2	0,05536	$1,940.10^{-7}$	5670	$2,923.10^{10}$
69,5	0,05002	$1,897.10^{-7}$	5690	$3,000.10^{10}$
68,9	0,04900	$1,874.10^{-7}$	5690	$3,036.10^{10}$
69,0	0,04964	$1,899.10^{-7}$	5690	$2,996.10^{10}$
71,2	0,05075 (1)	$1,878.10^{-7}$	5660	$3,014.10^{10}$

La valeur moyenne de la vitesse est $3,003 . 10^{10} \frac{cm}{sec.}$, intermédiaire entre celles qu'avait trouvées M. Blondlot, et très voisine de l'une et de l'autre.

Ebert, 1895.

M. Ebert a recherché si l'intensité des ondes électriques a une influence sur leur vitesse de propagation (2). Pour cela, il a mesuré des longueurs d'onde d'excitateurs de différentes formes, par la méthode de Lecher et par d'autres méthodes; il a trouvé ces longueurs constantes, avec une erreur relative variant de $\frac{1}{100}$ à $\frac{1}{1000}$ pour des ondes de 70^{cm} à 7000^{cm} de longueur, l'intensité variant de 1 à 10000.

Klemenčič, Czermak, Zehnder et d'autres physiciens avaient déjà constaté que la longueur d'onde est indépendante de la longueur de l'étincelle excitatrice.

Clarence-A. Saunders, 1897.

M. Clarence-A. Saunders a déterminé la vitesse des ondes électriques en mesurant une longueur d'onde et la période correspondante (3).

---

(1) Bien que ces distances soient chacune la moyenne de plusieurs mesures, peut-on compter sur des *dix-millièmes de millimètre?* (B. et G.)

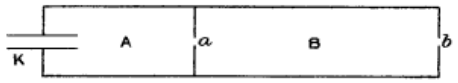
(2) *Verh. Deutsch. Naturf. u. Aerzte*, Lübeck, p. 51; 1895.

(3) *Physical Review*, t. IV, p. 81; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Un condensateur K (*fig.* 6) est formé par quatre bouteilles de Leyde; sa capacité est 17552^{cm}. De ce condensateur partent deux fils parallèles, ayant dans les différentes séries d'expériences 583^{m}, 430^{m} et 231^{m}; ces fils sont réunis par deux ponts a et b coupés par des micromètres à étincelles et forment ainsi deux circuits A et B. Le pont a est mobile, le pont b est fixe. Les armatures du

Fig. 6.



condensateur sont reliées à une machine à influence. Pour établir la résonance entre les deux circuits, l'auteur emploie une méthode due à M. O. Lodge : on règle le micromètre b de façon que l'étincelle éclate indifféremment en a ou en b, puis on augmente la distance explosive b jusqu'à ce que les étincelles y cessent entièrement; on déplace le pont a jusqu'à ce que l'augmentation qu'il faut donner à la distance explosive en b pour faire cesser les étincelles soit aussi grande que possible. La résonance est alors établie, et la longueur d'onde est égale à quatre fois la distance des deux ponts. Cette longueur d'onde était, dans les trois séries d'expériences : 2223^{m}, 1613^{m} et 1101^{m}.

La période pouvait être mesurée avec précision, à cause de sa longueur. L'étincelle b jaillit entre deux pointes de magnésium; son image est projetée sur une plaque photographique par un miroir plan tournant et une lentille. Le miroir était celui qui a servi à M. Michelson dans les expériences sur la vitesse de la lumière; il est mis en mouvement par une turbine à air et le nombre de tours par seconde est comparé, par une méthode stroboscopique très sensible, à la fréquence d'un diapason étalonné par la méthode de Lord Rayleigh. Sur les photographies, la longueur qui correspond à une oscillation double était très grande : elle atteignait dans quelques expériences $1^{cm},3$.

Voici les résultats de sept séries d'expériences, faites en employant trois longueurs d'onde différentes :

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Longueur d'onde.	Vitesse de propagation.
$222\,368^{cm}$	$2{,}934 \cdot 10^{10}\ \frac{cm}{sec.}$
$166\,276^{cm}$	$2{,}994 \cdot 10^{10}$
	$2{,}998 \cdot 10^{10}$
$110\,120^{cm}$	$2{,}996 \cdot 10^{10}$
	$2{,}995 \cdot 10^{10}$
	$2{,}999 \cdot 10^{10}$
Moyenne..... .	$2{,}982 \cdot 10^{10}$

M. Cl.-A. Saunders attribue la différence entre les nombres de la première série et ceux des deux dernières à ce que, dans la première, la longueur d'onde étant très grande, la résonance est plus difficile à établir et la longueur d'onde déterminée d'une manière moins précise. La moyenne des nombres de la dernière série, dans laquelle cet inconvénient se fait le moins sentir, est $2{,}997 \cdot 10^{10}\ \frac{cm}{sec.}$.

Mac Lean, 1899.

M. Mac Lean s'est proposé de déterminer la vitesse de propagation des ondes dans l'air, sans se servir de fils de transmission, en mesurant la période d'un résonateur et la longueur d'onde correspondante (¹).

Le résonateur et l'oscillateur sont identiques de forme; l'un et l'autre se composent d'une capacité formée de deux feuilles d'étain collées sur les deux faces d'une lame de verre, et d'une self-induction formée par deux fils parallèles distants de 5^{cm} et dont chacun est relié par l'une de ses extrémités à l'une des feuilles d'étain. Dans le résonateur, ces fils aboutissent à un cohéreur constitué par deux globules de platine de 1^{mm} de diamètre, disposés de façon à pouvoir être pressés l'un contre l'autre; le cohéreur est intercalé dans le circuit d'une pile comprenant un milliampèremètre.

(¹) *Philosophical Magazine*, 5ᵉ série, t. XLVIII, p. 117; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Dans l'oscillateur, les deux globules de platine sont distants de 4^{mm} : c'est entre eux que jaillit l'étincelle excitatrice; cet oscillateur est installé en face d'un miroir plan en étain de $3^{m},32$ de large sur $4^{m},24$ de haut, à une distance de $12^{m},67$: il est enfermé dans une boîte de métal reliée aux conduites de gaz et complètement close, sauf du côté du miroir.

Les condensateurs, tant de l'excitateur que du résonateur, ont leurs armatures verticales et normales au miroir. Le résonateur est porté sur un chariot qui peut être déplacé normalement au miroir. L'oscillateur fonctionnant d'une manière continue et rigoureusement uniforme, l'action des ondes qu'il émet accroît l'intensité du courant qui traverse le circuit du cohéreur. M. Mac Lean observe cette augmentation pour les différentes distances du résonateur au miroir; il trouve trois positions, distantes de $2^{m},9575$ (1), pour lesquelles l'action sur le cohéreur est minima; cette longueur est donc la demi-longueur d'onde.

L'étincelle donnée directement par l'oscillateur ne pouvait être photographiée; on photographia alors les étincelles données par un oscillateur analogue, mais de plus grandes dimensions, où les boules de platine étaient remplacées par des pointes de cadmium. La capacité de cet oscillateur auxiliaire était quatre fois plus grande que celle du premier, et sa self-induction cent fois plus grande; donc, d'après la formule de Lord Kelvin, la période doit être vingt fois plus grande (2). Les mesures faites sur l'image photographique obtenue à l'aide d'un miroir tournant donnent pour la période du premier oscillateur $1,976 . 10^{-8}$ seconde, on en déduit que la vitesse de propagation est $2,991 . 10^{10} \frac{cm}{sec.}$.

---

(1) La puissance des moyennes est-elle assez grande pour que, dans des expériences de ce genre, on puisse compter sur les *dixièmes de millimètre?* (B. et G.)

(2) Le circuit de cet oscillateur avait une longueur de $1051^{cm},1$; mais alors, l'intensité du courant est-elle la même tout le long de ce circuit, et la formule $T = 2\pi\sqrt{CL}$ peut-elle s'appliquer ici avec une grande exactitude? (B. et G.)

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Résumé.

Les moyennes des valeurs de la vitesse de propagation obtenues par les expérimentateurs dont les recherches ont été décrites dans le présent Rapport sont réunies dans le Tableau suivant :

Expériences de M. Blondlot sur la propagation d'ondes le long de fils de cuivre	302 200 $\frac{km}{sec.}$
Expériences de M. Blondlot sur la propagation d'un trouble électromagnétique le long d'un fil de cuivre	296 400 298 000
Expériences de MM. Trowbridge et Duane sur la propagation d'ondes le long d'un fil de cuivre	300 300
Expériences de M. Mac Lean sur la propagation des ondes dans l'air	299 110
Expériences de M. Clarence-A. Saunders sur la propagation des ondes le long de fils de cuivre	298 200 299 700

Ces nombres, obtenus par des méthodes très différentes, présentent une concordance remarquable. Nous n'oserions, toutefois, avancer une opinion sur leur degré d'approximation. Ils sont sensiblement égaux au rapport des unités électromagnétique et électrostatique de quantité d'électricité (p. 267), comme la théorie de Maxwell l'indique, et aussi à la vitesse de la lumière, comme le veut la théorie électromagnétique de la lumière. Il y a un intérêt capital à rechercher si cette égalité des trois nombres est seulement approximative, ou si elle offre un caractère absolu; on devra donc s'efforcer, dans les déterminations ultérieures de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques, non seulement d'atteindre la plus grande exactitude possible, mais aussi de déterminer le degré d'approximation des nombres obtenus.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LE MODE DE PROPAGATION
DE L'ÉNERGIE ET DE LA TENSION ÉLECTRIQUE
DANS LE CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE,

PAR J.-H. POYNTING,

MEMBRE DE LA SOCIÉTÉ ROYALE DE LONDRES,
PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE BIRMINGHAM.

Traduit de l'anglais par Ch. Maurain, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Rennes.

INTRODUCTION.

Avant que Faraday eût découvert le rôle joué par le milieu en électricité, on regardait les actions électriques comme dues aux charges, positives et négatives, répandues à la surface des corps dits *électrisés*. Mais Faraday nous a appris à voir dans ces charges seulement les manifestations, à la surface des conducteurs, d'un certain genre d'altération que nous pouvons appeler une *tension* (strain) *électrique,* existant dans le diélectrique environnant. Il a symbolisé cette altération, cette tension électrique, par les lignes de force s'étendant de conducteur à conducteur, et dont les extrémités correspondent aux charges positives et négatives.

Puis Faraday étendit ses idées au champ magnétique et regarda les lignes de force magnétique comme symbolisant une altération du milieu qu'elles sillonnent.

Quand Maxwell reprit les idées de Faraday, la notion d'énergie avait été développée, et c'est de lui que nous avons appris à regarder les champs électrique et magnétique non simplement

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

comme les sièges d'une altération permettant de rendre compte des forces agissant dans le système, mais comme les sièges d'énergie emmagasinée. Il montra qu'on peut représenter l'énergie de tout système électromagnétique de perméabilité et d'inductivité constantes par une certaine distribution dans laquelle la densité de l'énergie est proportionnelle aux carrés des intensités électrique et magnétique.

Les idées développées ici sur la nature du champ électromagnétique existant autour de conducteurs parcourus par un courant constituent un essai pour étendre les idées de Faraday et de Maxwell, essai d'explication de la façon dont se comportent l'énergie et la tension électrique quand le système n'est pas en équilibre. Dans ces idées, le milieu entourant un conducteur parcouru par un courant électrique est considéré comme le principal siège des actions, le conducteur rendant seulement manifeste leur dernière phase.

Principes généraux.

Localisation de l'énergie. — La facilité avec laquelle nous pouvons nous représenter, dans les systèmes électriques et magnétiques, l'énergie comme localisée et comme existant réellement dans chaque centimètre cube en quantité déterminée par une formule de distribution, provient du fait expérimental que nous pouvons mesurer, en chaque point, une quantité bien définie, indépendamment de la disposition du système. Nous pouvons imaginer en un point une paire de plans d'épreuve, les séparer, mesurer leur charge et fixer ainsi la tension électrique et l'intensité électrique en ce point; ou bien nous pouvons imaginer une aiguille aimantée oscillant en un point, compter ses oscillations et connaître ainsi l'induction magnétique et l'intensité magnétique au point considéré. En effectuant ces mesures, nous n'avons pas besoin de savoir comment le champ est produit ou quelle est la distribution des conducteurs ou des aimants.

Il n'en est pas de même pour un système à gravité. On peut, comme l'a montré Maxwell, représenter la distribution de l'énergie potentielle en donnant à sa densité une valeur proportionnelle non à R^2, mais à $C - \frac{R^2}{8\pi}$, où C est une constante et R la force

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

agissant sur l'unité de masse au point considéré. Cette énergie peut être ainsi représentée en fonction d'une quantité mesurable en chaque point du champ, quoiqu'il y ait de grandes difficultés à imaginer un tel mode de distribution.

Quand les corps du système sont en mouvement, l'énergie potentielle est transformée en énergie cinétique, et nous devons supposer aussi pour celle-ci une certaine distribution dans le champ. Mais on ne peut mesurer l'énergie cinétique qu'en observant les changements de position des corps du système, et, même en supposant qu'on imagine un mode de distribution de l'énergie dans le champ qui puisse en représenter correctement l'ensemble, nous n'avons plus cependant, dans ce cas, de quantité mesurable en chaque point qui puisse correspondre à cette distribution.

Au contraire, un système calorifique clos se comporte à ce point de vue comme un système électromagnétique. Nous pouvons mesurer la chaleur qui est mise en jeu dans chaque centimètre cube en observant directement la matière qui s'y trouve, indépendamment de la position des corps environnants, et nous pouvons considérer la chaleur comme résidant dans la matière observée.

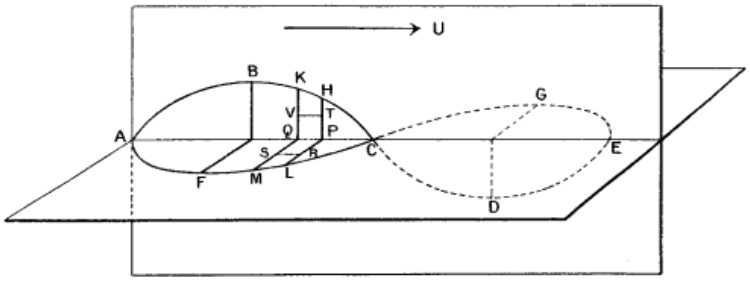
Mouvement de l'énergie. — Dans un système calorifique, il est naturel d'imaginer que la variation de l'énergie dans un volume donné se produit par l'entrée ou la sortie de chaleur à travers la surface terminale; nous considérons une vitesse de passage de la chaleur à travers une surface, nous traçons des lignes de flux. Si nous supposons que, dans un système électromagnétique, l'énergie est localisée d'une manière analogue, nous serons également autorisés à imaginer que les variations de l'énergie dans un volume donné sont dues aussi à l'entrée ou à la sortie d'énergie à travers la surface, à considérer une vitesse de passage de l'énergie électromagnétique à travers une surface, à mener des lignes de flux. Comme l'expérience montre qu'une variation d'un système électrique entraîne toujours l'existence d'un système magnétique, et qu'une variation d'un système magnétique entraîne toujours l'existence d'un système électrique, nous devons évidemment supposer que tout transport d'énergie électromagnétique à travers une surface est relié à la fois aux conditions électriques et aux conditions magnétiques à la surface.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ondes électromagnétiques. — Examinons d'abord le cas de la propagation d'ondes électromagnétiques. Pour un tel système, le transport d'énergie d'un point à un autre paraît moins hypothétique que pour tout autre. Il y a intérêt à examiner en détail ce mode de propagation, non seulement au point de vue du transport d'énergie, mais aussi au point de vue de la propagation de la perturbation électrique et de l'induction magnétique : cette étude permettra d'exposer l'idée fondamentale de la théorie de Maxwell : l'équivalence, au point de vue des actions magnétiques, de la variation du déplacement électrique, de la tension électrique, à travers une surface, et d'un courant traversant cette surface, et conduira à une explication de cette équivalence que nous examinerons plus loin.

Supposons un train d'ondes planes polarisées en mouvement dans un milieu de perméabilité μ et de pouvoir inducteur spécifique K, les ondes se déplaçant avec une vitesse uniforme u, sans changer de forme. Représentons par ABCDE (*fig.* 1) un train

Fig. 1.



d'ondes de *déplacement électrique* ou de *tension électrique* (strain), cette tension étant dans le plan de la figure, et se déplaçant de gauche à droite avec une vitesse u. D'après la théorie de Maxwell, toute variation dans le nombre des tubes de tension à travers une surface telle que PRSQ est équivalente, au point de vue des actions magnétiques, à un courant à travers cette surface, et si, comme dans la figure, le nombre croît (de bas en haut), il se produit aux limites de cette surface une force magnétomotrice dans le sens inverse du mouvement des aiguilles d'une montre, le long des limites du tube, c'est-à-dire qu'il y a un champ magnétique dans le plan perpendiculaire à la tension électrique. A tra-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

vers une surface PTVQ située dans le plan de la figure ne passent au contraire pas de tubes de tension, il ne s'y produit pas de variation de tension, et il n'existe pas de champ magnétique dans ce plan. Ainsi, les ondes électriques sont accompagnées d'ondes magnétiques dont le plan est perpendiculaire au leur. Représentons ces dernières par AFCGE. Nous pouvons appeler *plan électrique* et *plan magnétique* les plans respectifs des deux ondes. Supposons que PRSQ représente 1^{cm^2} dans le plan magnétique. Soit $\mathfrak{D}$ le déplacement électrique ou tension électrique en P, et $\mathfrak{D}'$ en Q. Le nombre de tubes de force quittant par seconde PQRS à travers PR, limite antérieure de la surface, est $u.\mathfrak{D}.\overline{PR}$, ou $u.\mathfrak{D}$, et le nombre de tubes entrant par la limite opposée, par seconde, est $u.\mathfrak{D}'$. La vitesse d'accroissement de tension électrique à travers cette aire, qui est, au point de vue des actions magnétiques, équivalente à un courant, est $u(\mathfrak{D}'-\mathfrak{D})$. Soient $\mathfrak{J}$ l'intensité magnétique en P et $\mathfrak{J}'$ en Q; l'intégrale linéaire de l'intensité magnétique à travers PQSR est $\mathfrak{J}'-\mathfrak{J}$. Ainsi,

$$\mathfrak{J}'-\mathfrak{J}=4\pi u(\mathfrak{D}'-\mathfrak{D}). \tag{1}$$

Considérons maintenant la variation de l'induction magnétique à travers 1^{cm^2} du plan électrique, PTVQ; soient $\mathfrak{B}$ l'induction magnétique en P, et $\mathfrak{B}'$ en Q. Le nombre de tubes d'induction magnétique quittant PTVQ par seconde à travers PT est $u.\mathfrak{B}$, et le nombre de tubes entrant dans PTVQ à travers QV est $u.\mathfrak{B}'$. L'accroissement de l'induction magnétique à travers cette surface est donc $u(\mathfrak{B}'-\mathfrak{B})$, et elle est égale à l'intégrale de l'intensité électrique autour de PQVT; si E est l'intensité électrique en P et E' en Q, on a ainsi

$$E'-E=u(\mathfrak{B}'-\mathfrak{B}). \tag{2}$$

En multipliant (1) et (2) membre à membre, et utilisant les relations

$$K E=4\pi\mathfrak{D}, \qquad K E'=4\pi\mathfrak{D}',$$
$$\mu\mathfrak{J}=\mathfrak{B}, \qquad \mu\mathfrak{J}'=\mathfrak{B}',$$

on obtient

$$u^2 K\mu=1$$

ou

$$u=\frac{1}{\sqrt{K\mu}}. \tag{3}$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ainsi, d'après ce qui précède, on peut regarder à la fois l'intensité magnétique suivant PR comme due au balayage par cette ligne des tubes de tension électrique, et l'intensité électrique suivant PT comme due au balayage par cette ligne des tubes d'induction magnétique.

Si au lieu de considérer 1^{cm^2} on prend une bande ayant une largeur de 1^{cm}, avec une extrémité en P et l'autre très loin, dans une région où la perturbation ne se fait plus sentir, on a évidemment

$$\mathfrak{J} = 4\pi u \mathfrak{D} = \mathrm{K} u E, \tag{4}$$

$$E = u\mathfrak{B} = \mu u \mathfrak{J}, \tag{5}$$

formules qui donnent plus clairement la relation entre l'intensité d'une part, et le balayage des tubes de force d'autre part.

D'après la théorie de Maxwell, la quantité d'énergie par centimètre cube en P, correspondant à la tension électrique, est

$$\frac{\mathrm{K}E^2}{8\pi} = \frac{\mathrm{K}E\mu u\mathfrak{J}}{8\pi} = \frac{\mathrm{K}\mu u E\mathfrak{J}}{8\pi},$$

et celle correspondant à l'induction magnétique

$$\frac{\mu\mathfrak{J}^2}{8\pi} = \frac{\mu\mathfrak{J}\mathrm{K}uE}{8\pi} = \frac{\mathrm{K}\mu uE\mathfrak{J}}{8\pi},$$

c'est-à-dire les énergies électrique et magnétique sont égales en chaque point. Le total par centimètre cube est

$$\frac{\mathrm{K}\mu uE\mathfrak{J}}{4\pi}.$$

Si nous supposons que cette énergie se déplace avec une vitesse u, la quantité d'énergie qui traverse la face antérieure d'un centimètre cube est

$$\frac{u\mathrm{K}\mu uE\mathfrak{J}}{4\pi},$$

ce qui, d'après (3), peut s'écrire

$$\frac{E\mathfrak{J}}{4\pi}. \tag{6}$$

Loi générale du transport de l'énergie. — La forme de cette expression de l'énergie transportée, ou valeur de l'action

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

d'une partie du milieu sur les parties voisines, suggère l'idée qu'elle représente une loi générale pour le cas où les intensités électrique et magnétique sont rectangulaires. Nous pouvons vraisemblablement regarder la tension électrique comme l'analogue de la force élastique, et l'induction magnétique comme l'analogue de la vitesse. La transmission d'énergie mécanique exige à la fois la force et la vitesse, et la valeur de l'énergie transmise dépend du produit de ces deux quantités. Si l'analogie précédente a sa raison d'être, nous pouvons penser que la valeur de l'énergie électromagnétique transportée dépend du produit des intensités électrique et magnétique, ce qui correspond bien au résultat que nous venons d'obtenir. Remarquons que l'énergie se propage dans une direction perpendiculaire au plan des deux intensités, et obtenue à partir de $+E$ par un mouvement de vis à droite autour de $\mathfrak{J}$.

Conducteur transportant un courant stationnaire. — Voyons maintenant si la loi de transport $\frac{E\mathfrak{J}}{4\pi}$ peut s'appliquer à l'énergie mise en jeu dans un autre système électromagnétique où E et $\mathfrak{J}$ sont à angle droit, le système étant constitué par un fil parcouru par un courant constant C. Si R est la résistance par centimètre, la chaleur développée par seconde sur une longueur de 1^{cm} du fil est $C^2R = CE$, si E représente l'intensité électrique le long de l'axe du fil. A la surface extérieure du fil, on peut supposer que l'intensité a la même valeur et est parallèle à l'axe ; d'ailleurs, l'intensité magnétique à la surface est perpendiculaire au rayon ; en décrivant autour du fil un cercle de rayon r, on aura

$$2\pi r\mathfrak{J} = 4\pi C$$

ou

$$\mathfrak{J} = \frac{2C}{r}. \tag{7}$$

Une surface cylindrique ayant pour base ce cercle et pour hauteur 1^{cm} a pour aire $2\pi r$. Partout, sur cette surface, E et $\mathfrak{J}$ sont rectangulaires, et si l'on suppose que l'énergie se propage dans une direction perpendiculaire à E et $\mathfrak{J}$, et avec le même sens que dans le trièdre obtenu dans le cas précédent, on voit que l'énergie se propage vers l'intérieur du fil, la quantité d'énergie qui passe par

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

seconde à travers la surface cylindrique considérée étant

$$\frac{2\pi r E \mathfrak{J}}{4\pi} = CE,$$

et représentant ainsi la quantité de chaleur apparue par seconde dans 1^{cm} de longueur du fil. Ainsi, l'application de la loi rencontrée plus haut, au cas d'un fil parcouru par un courant, conduit au résultat suivant : l'énergie qui est mise en jeu sous forme de chaleur dans le fil entre dans ce fil latéralement, venant du diélectrique environnant, et est la somme des énergies électrique et magnétique; elle n'est pas transmise le long du fil.

Cas général. — Il n'est pas nécessaire d'exposer ici le cas général d'un système électromagnétique quelconque. Il suffit de dire que, si le milieu est en repos, l'intégrale cubique de l'accroissement de la somme des énergies électrique et magnétique, du travail effectué par l'action des forces électromagnétiques sur la matière, de la chaleur développée par les courants dans les conducteurs, par seconde, à l'intérieur d'une surface fermée, peut être transformée en une intégrale superficielle dont la valeur élémentaire par centimètre carré est donnée en chaque point par l'expression $\frac{E\mathfrak{J}\sin\theta\cos\varphi}{4\pi}$, où θ représente l'angle de E avec $\mathfrak{J}$ et φ l'angle de la normale au plan $(E, \mathfrak{J})$ avec la normale à la surface au point considéré; cette expression doit être comptée positivement si le mouvement de rotation vers la droite effectué autour de $\mathfrak{J}$ à partir de E est dirigé vers l'intérieur de la surface. Cela peut s'interpréter ainsi : les variations de l'énergie du système électromagnétique peuvent être considérées comme provenant d'une action du diélectrique qui se trouve d'un côté de la surface terminale sur le diélectrique situé de l'autre côté, la quantité d'énergie qui est transmise par seconde à travers 1^{cm^2} de la surface étant représentée par l'expression $\frac{E\mathfrak{J}\sin\theta\cos\varphi}{4\pi}$. Si l'élément de surface contient E et $\mathfrak{J}$, l'énergie transmise est $\frac{E\mathfrak{J}\sin\theta}{4\pi}$, et a la plus grande valeur possible pour les éléments de surface menés par le point considéré. Si pour un moment on se représente l'énergie comme un fluide, cela implique que ce fluide coule nor-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

malement à l'élément contenant E et $\mathfrak{H}$; et, s'il s'agit d'un système constant avec des surfaces de niveau électriques et magnétiques, les lignes de courant sont les intersections de ces deux familles de surfaces (1).

La loi précédente rend compte de la distribution de l'énergie dans un système électromagnétique; cela ne veut nullement dire qu'elle constitue l'unique solution du problème. En effet, il est évident qu'on peut ajouter au flux indiqué par la loi tout flux n'altérant pas la quantité d'énergie existant dans chaque centimètre cube, mettons la solution d'un problème d'Hydrodynamique où le fluide homogène et continu est remplacé par une énergie homogène. Pour obtenir une solution unique, il serait sans doute nécessaire de faire quelque hypothèse sur la nature des actions électriques et magnétiques.

En l'absence d'hypothèses complètement satisfaisantes, nous devons nous contenter d'analogies. Comme nous l'avons déjà indiqué, la quantité d'énergie est proportionnelle au produit de l'intensité électrique correspondant probablement à la force, et de l'intensité magnétique correspondant probablement au mouvement, de sorte que la loi régissant la transmission de l'énergie dans un système électromagnétique est analogue à celle qui régit la transmission de l'énergie mécanique dans un système soumis à des actions mécaniques. Quoique nous ne puissions pas prouver que, dans le cas actuel, cette loi est la loi naturelle, nous avons cependant de fortes présomptions en sa faveur, et du moins nous pouvons la considérer comme une hypothèse satisfaisante.

Exemples. — Nous pouvons maintenant appliquer à quelques exemples familiers les principes qui viennent d'être exposés.

1° *Décharge lente d'un condensateur.* — Un exemple dans lequel nous allons pouvoir analyser le transport d'énergie nous est fourni par le cas de la décharge lente d'un simple condensateur à plateaux parallèles, dont les plateaux sont réunis par un fil de très grande résistance.

---

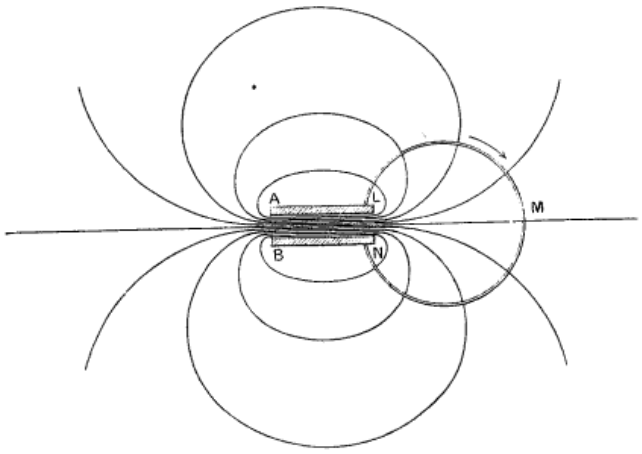
(1) *Phil. Trans.*, Part II, p. 343; 1884. Le théorème a été étendu, par Heaviside, au cas où le milieu est en mouvement. *Voir* HEAVISIDE, *Electromagnetic Theory*, t. I, p. 80.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Je puis citer ici une publication antérieure (¹) :

« Soient A et B (*fig.* 2) les armatures planes du condensateur, A étant électrisée positivement et B négativement. Avant la décharge, les surfaces équipotentielles seront à peu près comme les indique la figure. La plus grande partie de l'énergie réside dans le diélectrique compris entre les deux plateaux, mais il peut y en

Fig. 2.



avoir partout où se font sentir les actions électriques. Le champ électrique entre A et B est dirigée de A vers B; partout elle est normale aux surfaces de niveau. Supposons maintenant qu'on réunisse A et B par un fil de très grande résistance disposé suivant une ligne de force, et dont la résistance est choisie de manière qu'elle soit la même pour la même chute de potentiel, d'un bout à l'autre; nous faisons cette hypothèse sur la distribution de la résistance pour que les surfaces de niveau ne soient pas troublées par le passage du courant; le fil est supposé si fin que la décharge s'opère avec une extrême lenteur.

» Quand la décharge donne dans le fil LMN un courant ayant le sens de la flèche, il se produit en même temps de B vers A un courant de déplacement égal. Le courant peut être indiqué par les lignes de force magnétique, qui forment des lignes fermées

(¹) *Phil. Trans.*, Part II, p. 351 1884.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

embrassant le circuit. Leur direction autour du fil est de droite à gauche en avant, et dans l'espace compris entre A et B, de gauche à droite par devant. La force électromotrice va toujours des surfaces de niveau les plus élevées vers les plus basses, c'est-à-dire de A vers B, aussi bien près du fil que dans l'espace compris entre A et B.

» D'ailleurs, puisque l'énergie se meut toujours normalement à la force électromotrice, elle doit se déplacer suivant les surfaces de niveau. Puisqu'elle se meut aussi normalement aux lignes d'intensité magnétique, elle pénètre, comme nous l'avons déjà vu, latéralement dans l'intérieur du fil, où elle est entièrement convertie en chaleur, si nous supposons la décharge si lente que le courant puisse être envisagé comme constant pendant tout le temps considéré. Mais entre A et B la force électromotrice est de sens inverse à celui du courant, tandis que l'intensité magnétique y a avec le courant la même relation que pour le fil; si nous nous rappelons que la force électromotrice, l'intensité magnétique et la direction du flux d'énergie sont reliées par la relation de vis à droite, nous voyons que l'énergie se meut de l'espace compris entre A et B vers l'extérieur. Ainsi la tension du diélectrique entre A et B se résout graduellement en formant ce que nous appelons le *courant de décharge* le long du fil LMN; l'énergie ainsi mise en jeu se meut vers l'extérieur à travers le diélectrique, suivant toujours les surfaces équipotentielles, et converge graduellement jusqu'à ce qu'elle arrive sur le circuit où ces surfaces sont coupées par le fil; elle est alors transformée en chaleur. Il est à noter que, si le courant peut être considéré comme constant, l'énergie se déplace en restant toujours sur les mêmes surfaces de niveau. »

2° *Circuit contenant une pile.* — Si nous considérons un circuit dans lequel une pile maintient un courant constant, nous pouvons regarder la pile comme jouant par rapport au circuit extérieur le même rôle que le condensateur chargé dans le cas précédent, mais avec cette différence que l'énergie est fournie d'une manière continue, et que la décharge n'a pas besoin d'être supposée lente. Faisant abstraction des différentes parties qui constituent la pile et des actions qui s'y produisent, nous pouvons considérer la pile comme un système entretenant, ainsi que le con-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

densateur, un champ électrique, et comme la source d'une énergie qui se propage continuellement en s'éloignant d'elle, le long des surfaces de niveau, et qui pénètre latéralement dans le fil.

Nous sommes ainsi conduits à regarder le courant comme, au sens propre du mot, un *axe de puissance*, pour employer un terme de Faraday. L'énergie qui se manifeste dans le fil conducteur n'est pas transmise le long du fil, mais y pénètre latéralement, venant du diélectrique environnant. Son entrée dans le fil est seulement son stade final; elle y est dissipée et transformée en chaleur. Le fil conducteur est ainsi au système électromagnétique ce que le réfrigérant est à la machine thermique, un dispositif nécessaire à la mise en jeu de l'énergie, mais recevant de l'énergie qui n'est plus utilisable. Peut-être pouvons-nous trouver une analogie plus complète dans une machine pouvant mettre de l'eau en mouvement au moyen de palettes. Si les palettes sont immobilisées, la machine peut être tendue et accumuler ainsi une certaine énergie de tension, mais il ne se produit ni mouvement, ni transport, exactement de même que dans un circuit électrique incomplet peut exister une certaine tension électrique, une énergie électrique, mais fixe. Mais quand les liaisons qui existaient sont supprimées et que les palettes peuvent tourner, il y a production de tension et d'énergie cinétiques, et le transport d'énergie commence. L'énergie passe continuellement dans l'eau, qui ne peut l'emmagasiner, et s'y transforme en chaleur. De même, quand le circuit électrique est complété, la machine électromagnétique commence à travailler, il y a production simultanée d'énergie électrique et d'énergie magnétique; cette énergie est transportée dans le fil qui ne peut l'emmagasiner sous sa forme électromagnétique, et où elle est transformée en chaleur.

Mouvement de la tension électrique et des tubes de force électrique.

Passons maintenant de la considération du transport d'énergie dans un champ électromagnétique à celle du transport de la tension électrique (1). En nous occupant de la propagation des

(1) *Voir* pour plus de détails : *Phil. Trans.*, Part II, p. 277; 1885, et J.-J. Thomson, *Recent Researches*, p. 3; 1893 : *Les tubes de Faraday*.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

ondes électromagnétiques, nous nous sommes inspirés de l'idée de Maxwell, qu'un changement dans la densité de la tension électrique à travers une surface est équivalent, au point de vue des actions magnétiques, à un courant traversant cette surface. La loi fondamentale de la distribution électrique dans un système en équilibre est qu'il existe toujours des charges égales et contraires, réunies d'élément à élément par des tubes de tension électrique traversant le milieu et tels que la tension à travers une section droite est constante le long du tube et égale à la charge électrique à chaque extrémité. Si nous supposons que cette loi s'applique encore quand les charges sont en mouvement, par exemple, dans des systèmes tels que ceux que nous avons examinés jusqu'ici, nous pouvons donner une explication de cette équivalence au point de vue des actions magnétiques, d'un courant électrique et d'une variation de la tension.

Exemples. — Appliquons encore ces principes à quelques exemples.

1° *Charge d'un condensateur.* — Supposons une pile de force électromotrice V, dont les pôles ne sont pas reliés entre eux. Un des pôles est chargé positivement, l'autre négativement. Si les pôles se font face, nous pouvons nous les figurer comme reliés par des tubes de tension électrique passant à travers l'air, et allant du pôle positif au pôle négatif. Imaginons les deux pôles reliés aux plateaux d'un condensateur; l'électricité positive passe alors sur l'un des plateaux et l'électricité négative sur l'autre, les charges s'écoulant parallèlement sur les deux fils de jonction, et les tubes de tension qui les joignent s'avançant à travers l'air; à la fin les deux plateaux du condensateur sont chargés positivement et négativement, leur différence de potentiel ayant la même valeur V que celle qui existe entre les pôles. Si C est la capacité du condensateur, devant laquelle on suppose négligeable celle des fils, le flux total qui a passé en chaque point du fil positif est $Q = CV$. Un flux négatif de valeur égale, mais de sens contraire, passe dans l'autre fil et équivaut, au point de vue des actions magnétiques, à un courant positif continuant la direction du premier, de sorte que, si l'on imagine autour de chaque fil un circuit circulaire, l'intégrale linéaire de l'intensité magnétique pour

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

chaque circuit est $4\pi Q$. Si nous traçons de plus un circuit annulaire autour des tubes de tension électrique existant entre les armatures du condensateur, nous devons supposer, d'après la théorie de Maxwell, que, pendant la charge, il s'est produit entre les armatures un courant équivalent, de sorte que l'intégrale linéaire de l'intensité magnétique pour le troisième circuit est aussi $4\pi Q$.

D'ailleurs, quand les charges $+Q$ et $-Q$ se déplacent le long des fils, les tubes de force correspondants doivent se déplacer dans l'air interposé et balayer sur leur chemin le condensateur, et les trois circuits que nous avons imaginés sont coupés par les mêmes tubes. Nous sommes amenés ainsi à supposer que le champ magnétique existant autour des fils et du condensateur est une manifestation de l'action du mécanisme par lequel se propage la tension électrique, et avec elle l'énergie électromagnétique, de la pile au condensateur. L'équivalence, au point de vue des actions magnétiques, d'un courant dans un conducteur et d'un accroissement de tension dans un diélectrique correspond au mouvement de la tension électrique à travers tout circuit environnant. Que cette tension puisse persister et être emmagasinée dans un condensateur, ou qu'elle décroisse lentement, l'énergie correspondante se dissipant dans un fil, peu importe, si l'on ne s'occupe que du diélectrique à travers lequel elle se propage. Si nous acceptons ces idées, nous voyons comment se justifie l'application de l'équivalence d'un courant et d'une variation de tension dans l'étude du mode de propagation des ondes électromagnétiques. L'intensité magnétique autour de l'aire PQRS (*fig.* 1) est une manifestation de l'action du mécanisme par lequel la tension électrique se propage dans cette surface.

2° *Courant stationnaire fourni par une pile.* — Revenons maintenant à la pile et supposons que le condensateur n'existe plus et que le circuit soit fermé par un fil à travers lequel circule un courant constant i. Nous devons alors supposer que $+i$ sort du pôle positif par seconde, $-i$ du pôle négatif, que ces charges sont réunies à travers l'air par des tubes de tension, et que ces charges positive et négative cheminent l'une vers l'autre le long des fils, tandis que les tubes de tension balaient l'air et finalement pénètrent dans le fil. Ce qui caractérise essen-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

tiellement le fil, à notre point de vue actuel, est qu'il est capable de recevoir la tension électrique, mais non de l'emmagasiner. Il joue vis-à-vis du diélectrique, par rapport à la tension électrique, le même rôle qu'un liquide vis-à-vis d'un solide, par rapport à l'action d'une scie : on peut scier un liquide, mais le travail effectué en sciant ne subsiste pas, la déformation produite s'évanouit, et l'énergie est dissipée en chaleur.

Ainsi dans le circuit voltaïque la tension électrique se propage du diélectrique environnant dans le fil, où elle disparaît, et une nouvelle tension tend à venir latéralement lui succéder. Si nous imaginons un circuit fermé autour du fil, le même nombre de tubes le balaie, quelles que soient sa forme et sa position, pourvu qu'il soit traversé par le circuit. Nous pouvons regarder l'intégrale de l'intensité magnétique autour du circuit comme mesurant le mouvement du mécanisme, et la relation $\int \mathfrak{H}\, ds = 4\pi i$ devient ainsi l'expression de la proportionnalité existant entre ce mouvement et le nombre de tubes de tension électrique coupant le circuit fermé par seconde vers l'intérieur.

Le mouvement d'un tube à chaque instant et son mode de propagation à l'intérieur du fil peuvent sans doute dépendre de la forme du circuit et de la disposition des conducteurs et diélectriques environnants. Dans certains cas, nous pourrons nous figurer les tubes comme entrant dans le fil par leurs extrémités et y étant ainsi absorbés graduellement; dans d'autres cas, par exemple celui d'un long fil rectiligne avec ses extrémités équidistantes des pôles, nous pourrons nous les représenter comme se mouvant parallèlement au fil et y pénétrant par tous les points en même temps. Mais les différences qualitatives entre les électricités positive et négative, différences non seulement en signe, dont tant de preuves sont maintenant accumulées, ne nous permettent pas de dire que leurs extrémités positives et négatives sortent de la pile avec la même vitesse.

Il nous faut dire maintenant comment se fait la dissipation de la tension dans le conducteur. Dans les électrolytes cette disparition est accompagnée d'un mouvement des ions suivant les lignes de courant, et, d'après J.-J. Thomson, il y aurait un semblable mouvement d'ions suivant les lignes de courant dans un conduc-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

teur. Les ions suivraient le fil en recevant l'énergie qui leur est nécessaire latéralement, du diélectrique.

Nous devons remarquer que nous aurions pu nous occuper aussi des tubes d'induction magnétique, nous les figurer comme se resserrant vers le conducteur et maintenant par leur mouvement la force électromotrice dans le champ. Mais les tubes électriques existant, que le circuit soit complet ou non, paraissent correspondre à une notion plus fondamentale, et l'idée que nous pouvons nous faire de leur propagation est plus définitive.

3° *Courant sans champ magnétique dû aux pertes dans un condensateur.* — L'idée que le champ magnétique qui entoure un courant est dû au mouvement du mécanisme par lequel la tension électrique se propage vers le conducteur sera peut-être illustrée plus clairement par l'examen d'un cas de courant sans champ magnétique. Lorsqu'un condensateur chargé se décharge lentement par fuite à travers le diélectrique, l'idée ordinaire qu'on se fait de ce phénomène est qu'il se produit de l'armature positive à l'armature négative un courant ordinaire; d'ailleurs, le décroissement graduel de la tension électrique équivaut à un courant de retour de l'armature négative à l'armature positive. Les deux courants s'effectuant suivant les mêmes lignes en sens inverse n'ont aucune action magnétique extérieure. Mais, à notre point de vue, nous n'avons pas du tout à introduire le courant ordinaire, le phénomène consiste en un décroissement de la tension électrique non pas par propagation au dehors, mais par modification sur place. Un circuit environnant n'est nullement balayé par des tubes de tension, et il n'y a pas de champ magnétique autour du condensateur. Il n'y a pas à compenser de courant ordinaire, et nous n'avons à considérer que la destruction graduelle de la tension électrique.

4° *Courant de retour par la terre.* — Un autre exemple de nos idées peut être fourni par le *courant de retour par la terre* dans le télégraphe. Si le pôle positif de la pile est relié à la ligne et le pôle négatif au sol, nous pouvons nous représenter le phénomène ainsi : les tubes de tension balaient l'air entre le fil et le sol, leurs extrémités positives se déplaçant le long du fil et leurs extrémités négatives le long du sol. Ainsi ce qu'on appelle le *retour par la terre* correspond seulement à un moyen simple et commode

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de permettre à l'extrémité négative de se réunir à l'extrémité positive à l'autre station.

5° *Courants alternatifs.* — Un dernier exemple nous sera donné par la localisation superficielle des courants alternatifs. Dans le cas d'un courant constant, la tension électrique est détruite avec la même rapidité en tous les points de la section du fil. Mais ce régime ne peut s'établir qu'au bout d'un certain temps. Au moment où le circuit vient d'être fermé, les tubes de tension sont dans les couches superficielles et peuvent s'affaiblir ou disparaître avant d'être arrivés à une profondeur notable. Si, immédiatement, l'arrivée des tubes de sens déterminé cesse, qu'à ces tubes succèdent aussitôt des tubes de direction inverse et que cette alternance continue, la tension pourra arriver dans le fil en quantité considérable, tout en y pénétrant peu.

Nous trouvons un phénomène analogue en considérant un liquide dans lequel se meuvent deux plateaux parallèles animés de mouvements de va-et-vient. Si les plateaux se meuvent parallèlement avec une vitesse constante, le liquide est *scié* de la même manière en tous ses points, et la chaleur développée en tous ses points est la même; mais, si l'un des plateaux est fixe et si l'autre se meut rapidement, la partie sciée est limitée à la couche en contact avec lui. Une autre analogie peut être trouvée dans la conduction de la chaleur : si l'une des extrémités d'un barreau isolé est à une température constante, le flux de chaleur à travers chaque section du barreau est le même. Mais si, à cette extrémité, la température oscille rapidement, les ondes qui voyagent le long du barreau sont d'amplitude rapidement décroissante.

Si donc la localisation superficielle des courants alternatifs trouve une explication dans la théorie ordinaire, elle en trouve une plus simple si l'on regarde le diélectrique comme agissant sur le fil. Dans le cas d'un courant constant, il agit d'une manière uniforme; dans le cas d'un courant alternatif, il agit par saccades et envoie dans le fil des ondes de tension d'amplitude rapidement décroissante, qui s'annulent pratiquement à une faible profondeur.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LES ONDES HERTZIENNES,

PAR AUGUSTE RIGHI,
PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE BOLOGNE.

Le sujet des oscillations hertziennes est très étendu; mais le cadre restreint de ce Rapport ne me permettra de donner qu'un aperçu des progrès accomplis depuis Hertz dans cette intéressante branche de la Physique, en envisageant mon sujet sous un double point de vue : celui de sa portée philosophique (l'identité de nature des ondes hertziennes avec les ondes lumineuses) et celui de sa portée pratique (transmission de signaux à distance); et pour limiter encore l'étendue de ce Rapport, je laisserai de côté tout ce qui a trait aux ondes, qui sont guidées par des fils métalliques (1). Mais je commencerai par l'examen des diverses formes d'appareils qui ont été successivement employés par les expérimentateurs.

I. — LES APPAREILS POUR LA PRODUCTION ET POUR L'ÉTUDE DES ONDES HERTZIENNES.

a. **Appareils producteurs.** — L'*excitateur* ou *oscillateur* de Hertz a reçu quelques perfectionnements importants.

On a gagné beaucoup dans l'intensité des ondes en faisant éclater l'étincelle, qui réunit momentanément les deux sections de l'oscillateur, dans un liquide isolant (2). On augmente ainsi en effet le potentiel de décharge et partant l'énergie disponible.

(1) *Voir* pour cette question le Rapport de M. Poynting et celui de MM. Blondlot et Gutton.

(2) SARASIN et DE LA RIVE, *Comptes rendus*, t. CXV, p. 439; 1892.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

L'huile de vaseline (1) est préférable pour cet usage à tous les autres diélectriques liquides que l'on a essayés.

Un autre perfectionnement tient à la forme de l'oscillateur. Comme, pour les expériences *optiques* (celles qui reproduisent avec les ondes électriques des phénomènes analogues à ceux de l'Optique), il faut employer des oscillations ayant des longueurs d'onde les plus petites possibles, on a été amené à réduire, autant qu'on peut le faire, l'auto-induction de l'oscillateur. Celui de Righi (2), aujourd'hui généralement adopté, formé par deux sphères de cuivre pleines séparées par une couche d'huile de vaseline, donne des ondes très courtes (même de $2^{cm},5$ de longueur), tout en conservant une remarquable intensité. Les charges nécessaires sont communiquées par deux étincelles, qui éclatent entre les sphères et deux conducteurs voisins, en communication avec les pôles d'une machine à influence ou d'une bobine d'induction. On est arrivé même à obtenir des oscillations n'ayant que quelques millimètres de longueur d'onde (3).

M. Lodge a formé un oscillateur par un simple conducteur isolé (4); mais il paraît que cet appareil est préférable à celui qui vient d'être décrit seulement lorsqu'il s'agit de démontrer la résonance dans un conducteur identique au premier.

Lorsqu'on ajoute aux deux boules de l'oscillateur des fils ou autres conducteurs, on augmente la capacité et surtout l'auto-induction de l'appareil, et la longueur d'onde augmente aussi. Si les fils sont mis en communication avec les conducteurs qui fournissent aux deux boules leurs charges, au lieu d'être réunis aux boules elles-mêmes, les résultats ne sont pas essentiellement modifiés, les deux étincelles extrêmes constituant des communications momentanées entre les fils et les boules.

b. **Appareils indicateurs**. — Lorsque les ondes produites par un oscillateur et propagées dans l'espace environnant arrivent à un conducteur, celui-ci devient généralement le siège d'un phénomène électrique oscillatoire qui peut donner lieu à divers effets suscep-

(1) A. Righi, *L'Ottica delle oscillazioni elettriche*, p. 6; Bologna, 1897.
(2) A. Righi, *loc. cit.*, p. 6 et suiv.
(3) Lebedef, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 1; 1895.
(4) O. Lodge, *The Work of Hertz*, p. 19. *Nature*, t. L, p. 133, 160; 1894.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

tibles d'être mis en évidence. Si le conducteur a une période propre d'oscillation assez peu différente de celle de l'oscillateur, la résonance se produit, et les effets deviennent plus marqués.

Ces effets, qui permettent de démontrer l'existence des ondes, sont très variés. Si, par exemple, le conducteur, généralement de de forme rectiligne, a une ou plusieurs interruptions, des étincelles peuvent s'y produire, et ces étincelles pourront être rendues plus facilement observables par divers artifices. Même lorsqu'il n'y a pas d'interruption et de décharge disruptive, les courants qui prennent naissance dans le conducteur pourront être révélés par les effets connus des courants. En somme, on connaît un grand nombre d'indicateurs d'ondes électriques et voici leur énumération :

Dans les sept premiers il n'y a pas d'étincelle dans le résonateur; pour le huitième, le cas est douteux; dans les autres il y a décharge disruptive dans un diélectrique.

1° Une grenouille préparée à la Galvani fait partie du résonateur. Par ses contractions elle montre l'existence des ondes qui excitent le résonateur (1).

2° La chaleur développée par les oscillations électriques dans le résonateur produit une dilatation, que des dispositions délicates peuvent rendre observable (2).

3° Cette même chaleur produit une force électromotrice observable, lorsqu'une soudure thermo-électrique fait partie du résonateur, ou est en contact avec lui (3).

4° Une partie du résonateur peut être courbée en hélice autour d'un fil d'acier aimanté à saturation. Les oscillations électriques font varier le moment magnétique de l'aimant (4).

5° Les extrémités centrales d'un résonateur divisé en deux sections (on devrait dire peut-être : les extrémités approchées de deux résonateurs rectilignes placés sur une même droite) communiquent, l'une avec des conducteurs fixes et l'autre avec un conducteur mobile de formes appropriées. Les charges alternatives

---

(1) Ritter, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 53; 1890.
(2) Gregory, *Phil. Mag.*, t. XXIX, p. 54; 1890.
(3) Klemenčič, *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 417; 1891. — Lebedef, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 1; 1897.
(4) Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, t. LX, p. 184; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

qui se développent sur ces conducteurs produisent un mouvement observable (1).

6° La résistance électrique d'un réticule de feuille d'étain, qui fait partie du résonateur, diminue, à ce qu'il paraît, sous l'action des ondes (2). Une secousse ou l'échauffement font disparaître l'effet produit par les ondes.

7° Des couples voltaïques préparés d'une façon particulière, et qui sont sensibles à la lumière, le sont aussi d'une certaine manière aux ondes électriques, car celles-ci font reparaître la sensibilité à la lumière lorsqu'elle semble perdue (3).

8° Un résonateur est coupé en son milieu, et la communication rétablie par une couche mince de liquide; les oscillations augmentent sa résistance électrique (4). Sur l'explication de ce phénomène on n'est pas encore bien fixé (5).

9° Le résonateur est divisé en deux sections et l'on observe les étincelles qui se produisent dans l'interruption. C'est, dans l'ordre chronologique, le premier indicateur, celui employé par Hertz.

Il me semble rationnel d'expliquer le phénomène de la manière suivante. Tout d'abord les deux sections de l'oscillateur se comportent comme deux résonateurs égaux placés bout à bout et ayant une période moindre (sensiblement moitié s'ils sont longs et minces) de celle du résonateur entier sans coupure. Les oscillations qui se forment dans les deux sections produisent des potentiels de signes contraires aux extrémités voisines, qui peuvent produire l'étincelle. Pendant que celle-ci existe, elle constitue une assez bonne communication entre les deux sections et le résonateur entier résone comme s'il n'avait pas de coupure et avec sa période propre. L'étincelle introduit une résistance et, par conséquent, un plus fort amortissement.

On a perfectionné cette méthode pour l'adapter aux ondes très

---

(1) Blyth, *Electrician*, t. XXIV, p. 442. Bjerknes, *Wied. Ann.*, t. XLIV, 1891. D'autres physiciens ont eu recours à cette méthode; *voir* en particulier : *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 183; 1897.

(2) Aschkinass, *Nature*, p. 228; 1895. *Wied. Ann*, n° 3. Mizuno, *Journal de Physique*, p. 51; 1896.

(3) Minchin, *Phil. Mag.*, t. XXXI, p. 207; 1891.

(4) Neugschwender, *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 430; 1899.

(5) Neugschwender, *loc. cit.* Aschkinass, *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 842; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

courtes. Le résonateur est constitué par une petite bande de verre argenté, dont la couche métallique est interrompue au milieu par un trait de quelques millièmes de millimètre de largeur (1). La sensibilité très grande de ces résonateurs paraît dépendre de la petite épaisseur du métal et de la présence du verre à la surface duquel glissent les petites étincelles que l'on observe à la loupe.

10° Les deux sections du résonateur sont réunies aux électrodes d'un tube de Geissler, qui devient lumineux (2).

11° Au lieu d'observer directement l'étincelle du résonateur hertzien, on peut placer près d'elle un papier sensible dont les changements de coloration révèlent l'existence des étincelles et, par conséquent, des oscillations (3).

12° L'étincelle du résonateur peut déterminer l'explosion d'un mélange de H et O ou de H et Cl (4).

13° L'étincelle du résonateur peut se révéler par le fait qu'elle forme un circuit contenant une pile et une sonnerie électrique. Du moins, c'est ce que l'on a annoncé (5).

14° On peut substituer à la pile du cas précédent une pile sèche, et à la sonnerie un électroscope qui dévie lorsque l'étincelle établit une communication entre les deux moitiés du résonateur (6).

15° Un condensateur ayant un téléphone en dérivation sur ses armatures est intercalé dans le résonateur. Le téléphone fait entendre des bruits à chaque étincelle (7).

16° Un tube à vide contient deux électrodes en communication avec une batterie d'accumulateurs dont la force électromotrice est presque suffisante pour produire la décharge dans le gaz raréfié. Lorsqu'il se produit une faible décharge entre deux autres électrodes qui communiquent avec les deux sections du résonateur, il

---

(1) A. Righi, *L'Ottica, etc.*, p. 18.

(2) Dragoumis, *Nature*, t. XXXIX, p. 548; 1889. Beaucoup d'autres physiciens ont employé cette méthode.

(3) Dragoumis, *loc. cit.*

(4) Lucas et Garret, *Phil. Mag.*, t. XXXIII, p. 299; 1892.

(5) Dragoumis, *Zeit. für phys. u. chem. Unt.*, 1895.

(6) Boltzmann, *Wied. Ann.*, t. XL, p. 399; 1890. Cette méthode a été employée depuis par d'autres physiciens.

(7) Birkeland, *Wied. Ann.*, t. LII, p. 486; 1894. — Turpain, *Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, 1895 et 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

se produit aussi une décharge entre les deux premiers, et celle-ci est bien plus visible que celle donnée par le résonateur (1).

17° On peut substituer à la batterie d'accumulateurs de la méthode précédente une pile sèche et un électroscope. Celui-ci montre une déviation lorsque l'étincelle du résonateur se produit (2).

18° On peut employer un tube à gaz raréfié avec deux électrodes seulement ayant une forme particulière et communiquant en même temps avec les deux sections du résonateur et avec une pile dans le circuit de laquelle se trouve un galvanomètre. Lorsqu'il y a oscillation électrique, on obtient une déviation de l'aiguille aimantée (3).

19° En donnant au tube et aux électrodes certaines formes et sous certaines conditions, on peut se passer du galvanomètre, car, à chaque arrivée des ondes, la luminosité du tube change de forme et de place et devient beaucoup plus vive (4).

20° On obtient un effet semblable au précédent, mais sans tube à vide, en employant deux électrodes à l'air libre, l'une pointue et l'autre sphérique, communiquant avec les pôles d'une machine à influence. L'effluve se transforme en étincelle sous l'action des ondes électriques, si la coupure du résonateur est très près des électrodes ou si l'une de ses deux moitiés communique avec la pointe et l'autre avec la sphère (5).

21° Les ondes électriques produisent une diminution de la résistance électrique d'un conducteur discontinu. On obtient ainsi un indicateur d'ondes électriques, appelé *coherer* par Lodge et *radioconducteur* par Branly, que tout le monde connaît à présent et qui, par sa sensibilité supérieure à celle de tous les autres indicateurs connus, a acquis une importance particulière. Je vais en résumer dans un paragraphe spécial les propriétés et indiquer les principaux perfectionnements qu'on a apportés à sa construction.

---

(1) Zehnder, *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 77; 1892.
(2) Drude, *Wied. Ann.*, t. LII, p. 499; t. LIII, p. 753; 1894.
(3) A. Righi, *Rend. della R. Acc. dei Lincei*, 7 novembre 1897.
(4) Righi, *Rend. della R. Acc. di Bologna*, 29 mai 1898.
(5) Precht, *Wied. Ann.*, t. LXVI; 1892. — *L'Éclairage électrique*, 25 février 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

II. — Les radioconducteurs.

Les phénomènes utilisés dans les radioconducteurs ont été découverts par étapes successives.

Varley (1), s'occupant d'un système particulier de parafoudre pour appareils télégraphiques, reconnut qu'une poudre conductrice toute seule et non mélangée avec une poudre isolante ne pouvait pas être employée dans son appareil, parce que, après avoir été traversée par une forte décharge, les particules se trouvaient arrangées de manière à former une masse conductrice. Mais, à la rigueur, on pouvait ne voir dans ce phénomène que l'effet connu de la forte chaleur produite par la décharge.

Une diminution de résistance produite par de faibles courants ne fut vraiment découverte qu'en 1884 par le professeur Calzecchi-Onesti (2). Il employait dans ses expériences de la limaille métallique contenue dans un tube de matière isolante dans lequel pénétraient deux électrodes métalliques, et constata qu'il suffisait de faire tourner quelque peu le tube autour de son axe pour faire disparaître la conductibilité acquise par la limaille. Il observa aussi la production de la conductibilité par l'action de vibrations sonores. Dans les expériences du physicien italien, c'étaient généralement des extracourants ou des courants induits qui produisaient le phénomène.

M. Branly (3) observa plus tard un phénomène semblable et constata que l'action décrite pouvait s'obtenir en faisant simplement éclater des étincelles au voisinage du radioconducteur, et que l'on pouvait faire reprendre à la limaille sa grande résistance primitive en donnant une petite secousse au tube ou à son support.

Le professeur Lodge (4) arriva de son côté, en 1889, à ces résultats en étudiant un fait observé déjà à son insu par le professeur Hugues (5), c'est-à-dire qu'une toute petite étincelle entre deux conducteurs, qui ne se touchent pas assez bien pour qu'un faible

---

(1) Varley, *British Association,* Liverpool, 1870.
(2) *N. Cimento,* 3e série, t. XVI, p. 58; t. XVII, p. 38; 1884.
(3) *Comptes rendus,* t. CXI, p. 785; 1890; t. CXII, p. 90; 1891.
(4) *Journ. Inst. Elect. Eng.,* t. XIX, p. 352.
(5) Lodge, *The Work of Hertz,* p. 16.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

courant puisse passer de l'un à l'autre, établit entre eux une bonne communication, qu'un choc fait disparaître.

Le tube à limaille fut employé, presque en même temps, par M. Lodge et par MM. Le Royer et van Berchem (1), comme un indicateur des ondes hertziennes, et, depuis lors, on l'a préféré, à cause de son extrême sensibilité, dans les recherches où il n'était pas nécessaire de reconnaître l'azimut de vibration des ondes.

On ne sait pas encore exactement de quelle manière s'accomplit le phénomène des radioconducteurs. Suivant M. Branly, il serait dû à une modification du diélectrique interposé entre les particules de limaille; suivant M. Lodge, il serait produit par des étincelles extrêmement petites entre les particules, qui donneraient lieu à la production de contacts entre elles avec adhérence réciproque. Cette explication peut se compléter en admettant aussi la possibilité de petits mouvements des particules produits par les forces électriques, qui auraient pour effet de les arranger en filaments conducteurs. En admettant la première explication, les secousses données au tube auraient pour effet de renouveler les portions du diélectrique interposées entre les particules métalliques; en admettant la deuxième explication, les secousses auraient pour effet de rompre l'adhérence produite par les petites étincelles. Les recherches postérieures ont fourni des données utiles sans trancher nettement la question de la cause du phénomène.

Ainsi, les observations au microscope faites par MM. Arons (2) et van Gulik (3), celles de M. Vicentini (4) et de MM. Campanile et Di Ciommo (5) sur des radioconducteurs à gouttes de mercure, et celles de Malagoli (6) faites par une méthode photographique, semblent donner raison aux vues de M. Lodge, car elles ont permis de surprendre de petits mouvements des particules et de petites étincelles entre elles, au moment où l'on

---

(1) *Arch. des Sc. phys. et nat. de Genève,* t. XXXI; avril 1894.
(2) *Wied. Ann.,* t. LXV, p. 567; 1898.
(3) *Wied. Ann.,* t. LXVI, p. 136; 1898.
(4) *N. Cimento,* 4e série, t. V, p. 44.
(5) *L'Elettricità,* 1 marzo 1900.
L'Elettricità 1898 n° 9 — *Id.*, 9 sett. 1899, p. 567.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

produisait à quelque distance une onde électrique. Il en est de même des expériences de M. Tommasina (1), qui a obtenu ces curieuses chaînes formées par des particules métalliques adhérentes, comme aussi des expériences de M. Sundorph (2), qui réussit à enlever avec un aimant une grande partie de la limaille de fer formant le radioconducteur sans faire disparaître la conductibilité produite par une onde. Et il ne faut pas oublier que l'adhérence produite par une faible étincelle entre les deux conducteurs, qui se touchent légèrement, avait été observée directement par M. Lodge, et récemment par M. Maclean (3) dans son curieux radioconducteur.

Mais, d'autre part, il y a des faits qui semblent difficiles à expliquer par la théorie de M. Lodge. Par exemple, le peroxyde de plomb (4) se comporte d'une manière contraire à celle des limailles métalliques, car sa conductibilité diminue sous l'action des ondes électriques, et il en est de même pour d'autres substances (5), et, entre autres, suivant M. Bose (6), le magnésium et le potassium dans le kérosène.

A ces faits, contraires à la théorie de M. Lodge, il faut ajouter que M. Branly construisit des radioconducteurs dans lesquels les particules métalliques étaient immobilisées dans une masse diélectrique solide.

Quoi qu'il en soit, il semble que la présence d'une mince couche étrangère, le plus souvent d'oxyde, à la surface des particules de limaille soit nécessaire ou, du moins, utile au fonctionnement des radioconducteurs (7). Il est vrai que l'on a réussi à former ces appareils avec des limailles d'or ou de platine (8), ou avec de la poudre de charbon (9); mais l'influence de la couche superficielle a été bien démontrée par M. Blondel (10) en pro-

---

(1) *Comptes rendus,* t. CXXVII, p. 1014; 12 décembre 1898.
(2) *Wied. Ann.,* t. LXVIII, p. 594; 1899.
(3) *Amer. Journ. of Science,* july 1899, p. 1.
(4) E. Aschkinass, *Wied. Ann.,* t. LXVI, p. 284; 1898.
(5) E. Aschkinass, *Wied. Ann.,* t. LXVII, p. 842; 1899.
(6) *Electrician,* p. 441, 1899.
(7) E. Dorn, *Wied. Ann.,* t. LXVI, p. 146; 1899.
(8) E. Branly, *Comptes rendus,* t. CXXVII, p. 1206; 1898.
(9) Tommasina, *L'Elettricità,* 21 aprile 1900, p. 242.
(10) *L'Éclairage électrique,* 22 août 1898, p. 316.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

duisant un voile de sulfure d'argent d'épaisseur croissante à la surface des particules d'un radioconducteur formé avec ce métal, et en constatant qu'il existe une épaisseur du voile qui donne le maximum de sensibilité.

Un radioconducteur n'est pas généralement à lui seul un résonateur. Il faut que ses électrodes communiquent avec des fils ou autres conducteurs dans lesquels des oscillations électriques se forment sous l'action des ondes (1).

Certains radioconducteurs perdent spontanément la conductibilité acquise, comme l'ont reconnu M. Branly (2), M. Bose (3), MM. Popoff et Ducretet (4) et M. Tommasina (5). Des radioconducteurs de ce genre simplifieraient beaucoup les expériences, car il ne serait plus alors nécessaire d'employer des dispositions automatiques spéciales pour secouer le tube. Mais, en général, celles-ci sont nécessaires, et l'on emploie presque toujours celle de M. Popoff (6). Le courant produit à cause de l'augmentation de conductibilité de la limaille fait fonctionner un relais qui ferme, à son tour, un circuit secondaire comprenant un électro-aimant dont l'armature frappe un coup sur le radioconducteur.

Quelquefois il y a aussi un récepteur Morse dans le circuit.

Il paraît qu'avec les radioconducteurs à charbon décrits par M. Tommasina tout cela ne sera plus nécessaire, et qu'un simple téléphone (qui peut contenir le radioconducteur à son intérieur) suffira à reconnaître à l'oreille l'arrivée des ondes (7).

La forme et la constitution des radioconducteurs a été beaucoup variée par Bowlker (8), Maclean (9) et par d'autres, et les dispositifs de M. Tissot (10) et de Jervis-Smith (11) sont particulièrement remarquables.

---

(1) Tommasina, *Soc. de Physique de Genève*, t. VII.
(2) E. Branly, *Comptes rendus*, t. CXXV, p. 939; 1897.
(3) *Electrician*, 1899, p. 441.
(4) *Comptes rendus*, t. CXXX, p. 1041; 1900.
(5) *L'Elettricità*, 2 avril 1900, p. 242.
(6) *L'Elettricità*, 23 janvier 1898, p. 51.
(7) *L'Elettricità*, 21 avril 1900.
(8) *Electrician*, 4 août 1899.
(9) *Amer. Journ. of Science*, juillet 1899, p. 1.
(10) *Comptes rendus*, t. CXXX, p. 902; 1900.
(11) *Nature*, t. LX, p. 436; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

L'usage fréquent des tubes à limaille dans ces dernières années a fourni l'occasion de nous apprendre certaines règles pratiques pour leur meilleure construction. On peut dire, en général, que la sensibilité de l'appareil est d'autant plus grande que l'espace rempli par la limaille est plus petit, et plus petites ses particules. Mais en même temps l'appareil est sensible aux influences étrangères, et son fonctionnement devient peu sûr. Le choix du métal a une grande influence aussi, et il paraît que le nickel est le plus avantageux. Enfin, il est bon de fermer complètement le tube de verre qui contient la limaille et d'y faire le vide, pour être sûr que la sensibilité de l'instrument ne varie pas avec le temps, par suite d'une altération superficielle des particules produite par le contact de l'air.

Sur le phénomène des radioconducteurs on n'a fait jusqu'à présent que peu de mesures (1); mais on sait déjà que la diminution de résistance produite par une décharge de condensateur qui traverse la limaille est fonction, non seulement de la charge du condensateur, mais aussi de son potentiel, et que pour une capacité donnée il n'y a pas d'effet lorsque le potentiel est inférieur à une certaine valeur critique. Cela explique pourquoi une augmentation de capacité du résonateur peut donner de mauvais résultats.

III. — L'optique des oscillations électriques.

La nature ondulatoire des phénomènes produits dans le milieu diélectrique par une décharge fut démontrée par Hertz au moyen de l'expérience classique des interférences entre les ondes directes et les ondes réfléchies normalement sur une paroi métallique. L'illustre physicien obtint aussi la réfraction des ondes, et montra leur état de polarisation.

Ces résultats, qui confirment l'analogie, ou peut-être mieux l'identité de nature déjà soupçonnée de ces phénomènes avec les phénomènes lumineux, ont évidemment une importance philosophique capitale. Il est donc naturel qu'on ait cherché à élargir le nouveau champ d'étude pour voir si l'accord entre les deux ordres

(1) A. Trowbridge, *Electrician*, 22 sept. 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de phénomènes se poursuivait; mais on n'a pu le faire avec profit que lorsqu'on a réussi à produire des oscillations hertziennes de longueur d'onde très petite.

Interférences. — Il paraît que M. Boltzmann (1) a réalisé le premier une expérience semblable à celle des miroirs de Fresnel; mais ce n'est qu'avec des appareils permettant l'étude d'oscillations ayant quelques centimètres seulement de longueur d'onde que l'on a pu faire cette expérience d'une manière bien probante (2) et constater l'existence de franges d'interférence parallèles à l'arête de rencontre des deux miroirs.

MM. Klemenčič et Czermack (3), M. Zehnder (4) et plus tard l'auteur de ce Rapport (5) ont employé une disposition quelque peu différente, qui se prête à la mesure des longueurs d'onde. Les deux miroirs (lames métalliques) sont d'abord dans un même plan, et l'on déplace l'un d'eux suivant la direction de sa normale. Le résonateur, auquel arrivent les ondes réfléchies par les deux miroirs, montre alternativement des maxima et des minima. J'ai décrit deux autres dispositifs (6) qui semblent préférables.

Deux autres expériences d'interférence, dont l'une est analogue à celle bien connue de M. A.-A. Michelson, et l'autre à celle de Jamin, ont été réalisées par M. J. Hall (7) et par M. O. Wiedeburg (8).

Des expériences semblables à l'expérience optique de l'interférence avec un seul miroir et à celle du biprisme (9) réussissent aussi d'une manière parfaite. Dans la première de ces expériences, et pour des raisons qu'il serait trop long d'expliquer ici, près de la lame réfléchissante on a interférence lorsque l'axe de figure de l'oscillateur est parallèle au miroir, et intensité maxima lorsque

(1) *Wied. Ann.*, t. XL, p. 399; 1890.
(2) A. Righi, *L'Ottica delle oscillazioni elettriche*, p. 79.
(3) *Wien. Sitz. Ber.*, t. CI (Abth. *a*), p. 935; 1892.
(4) *Wied. Ann.*, t. XLIX, p. 549, 1893.
(5) *L'Ottica, etc.*, p. 84.
(6) *L'Ottica, etc.*, p. 86, 87,
(7) *Phys. Review*, t. XXVIII, p. 231.
(8) *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 497; 1896.
(9) *L'Ottica, etc.*, p. 91 et p. 95.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'oscillateur est perpendiculaire au réflecteur; cela donne l'explication des meilleurs effets que l'on a dans la télégraphie sans fils lorsque les antennes sont verticales.

Une expérience d'interférence tout à fait différente de celles de l'Optique, mais qui a son analogue en Acoustique dans l'expérience de M. Quincke, a été effectuée par M. Lang (1) et par M. Drude (2) en partant du fait, démontré précédemment (3), que les ondes électromagnétiques peuvent se propager dans de longs tubes métalliques. Suivant le premier de ces physiciens, on pourrait mesurer, en opérant comme pour les sons, la longueur d'onde de l'oscillateur, une fois admis (ce qui ne paraît pas exact) que le radioconducteur employé pour déceler les interférences n'ait pas de longueur d'onde propre et se comporte comme simple indicateur. Mais, suivant M. Drude, cela n'est pas, car on trouve comme longueur d'onde le double du diamètre du tube formant l'appareil, indépendamment de l'oscillateur employé.

Vraisemblablement la propagation des ondes au dedans des tubes conducteurs n'est qu'apparente; il est probable qu'il s'agit au contraire d'une propagation dans les parois d'un bout à l'autre du tube.

A propos de la longueur d'onde des oscillateurs, il est bon de noter qu'avec les dispositions expérimentales impliquant l'usage d'un résonateur, c'est toujours la longueur d'onde de ce dernier que l'on détermine, et non celle de l'oscillateur. Cela tient à la circonstance que l'amortissement est plus grand pour ce dernier appareil. C'est en étudiant directement l'étincelle de l'oscillateur, comme l'ont fait MM. J. Trowbridge et W. Duane (4) et plus récemment M. L. Décombe (5), que l'on peut mesurer la période, et par conséquent la longueur d'onde propre de cet appareil. A cause de leur amortissement rapide, les ondes qu'il produit excitent un oscillateur, même si sa longueur d'onde est différente. C'est là le fait de la résonance multiple, découvert par MM. Sarasin et de la Rive, et expliqué par M. Poincaré et par M. Bjerknes.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 430; 1895.
(2) *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 481; 1898.
(3) *L'Ottica, etc.*, p. 132.
(4) *Amer. Journ. of Sc.*, t. XLIX, p. 297; 1895.
(5) *Comptes rendus*, t. CXXVI, p. 518; 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

On a reproduit aussi l'interférence par les lames minces. Après les premiers essais de M. Trouton (1), l'expérience a réussi parfaitement par l'emploi de longueurs d'onde très petites, car on a constaté qu'une lame diélectrique ayant une certaine épaisseur réduit à zéro l'intensité de l'onde réfléchie, pendant qu'une autre d'épaisseur double donne, sous la même incidence, une intensité maximum, et une troisième, d'épaisseur triple, donne de nouveau l'interférence, etc. Comme en Optique il y a perte de phase d'une demi-longueur d'onde dans l'une des deux réflexions (sur la première ou sur la seconde face de la lame), et par transmission on a toujours des résultats inverses de ceux que donne la réflexion.

On a pu aussi reproduire avec un succès complet le cas d'une lame mince dont l'indice de réfraction a une valeur intermédiaire entre celle des indices des deux milieux différents qui touchent ses deux faces (par exemple, lame de paraffine entre soufre et air) (2).

Diffraction. — Les phénomènes de diffraction des ondes électromagnétiques sont démontrés implicitement par l'imparfaite délimitation d'un faisceau de rayons de force électrique réfléchi par un miroir, et par d'autres particularités semblables. Mais on peut réaliser des expériences de tout point semblables à celles de la diffraction de la lumière en plaçant des lames métalliques sur la surface d'une des ondes émises par l'oscillateur. On a obtenu ainsi la diffraction par une fente ou par le bord d'un corps opaque, et l'effet donné par le diaphragme de Fresnel. Plus tard on a réalisé la diffraction par un réseau (3).

Absorption et transmission. — L'étude de l'absorption des radiations électriques par les différents corps est moins simple qu'il n'apparaît tout d'abord. Généralement l'épaisseur des lames, dont on voudrait étudier le pouvoir absorbant, est peu supérieure, ou est même inférieure à la longueur d'onde, et les phénomènes des lames minces entrent en jeu. L'intensité de l'onde transmise est

---

(1) *Nature*, t. XL, p. 398; 1889.
(2) *Voir*, sur l'ensemble de ces phénomènes, *L'Ottica, etc.*, p. 97 à 103.
(3) Bose, *Journal de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 623; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

donc une fonction complexe de l'épaisseur, et ne croît pas toujours lorsque l'épaisseur augmente.

On a tourné cette difficulté de deux manières. Ou bien on place la lame sur un conducteur plan et l'on fait tomber sur elle normalement l'onde plane produite par un oscillateur pourvu de son réflecteur parabolique (1). On étudie alors l'onde réfléchie (résultante des réflexions successives sur les deux faces de la lame), dont l'intensité n'est inférieure à celle qu'elle possède lorsqu'on éloigne la lame, que si celle-ci a un pouvoir absorbant. Ou bien on place simplement la lame, qui doit être assez épaisse, sur le chemin des ondes, et l'on s'assure que la diminution de l'effet sur le résonateur est bien dû à l'absorption, en constatant que l'intensité de l'onde transmise décroît régulièrement lorsqu'on augmente peu à peu l'épaisseur de la lame (2).

On a constaté, par des expériences de cette espèce, que certains diélectriques produisent une absorption assez considérable.

Dans le cas des liquides, on a procédé aussi d'une autre manière. On a entouré de tous côtés le résonateur avec le corps à étudier, et de cette manière M. Branly a constaté (3), par exemple, que l'eau de mer absorbe plus que l'eau pure, et celle-ci plus que l'huile.

Quant aux corps les plus absorbants, c'est-à-dire les métaux, on connaît les expériences de M. Bjerknes (4), qui arriva à déterminer d'une manière ingénieuse la profondeur à laquelle les ondes pénètrent à l'intérieur de ces corps.

Réflexion. — On a étudié la réflexion des ondes hertziennes aussi bien sur les métaux que sur les diélectriques, et non seulement au point de vue de l'Optique géométrique (5), mais aussi au point de vue de l'Optique physique (6). La conclusion à laquelle on est arrivé est que le phénomène s'accomplit tout à fait comme pour la lumière. Ainsi l'intensité de l'onde réfléchie varie avec

(1) *L'Ottica, etc.*, p. 125.
(2) DRUDE, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 499; 1898.
(3) *Comptes rendus*, t. CXXIX, p. 672; 1899.
(4) *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 592; 1893.
(5) TROUTON, *Nature*, t. XXXIX, p. 393; 1889. — KLEMENČIČ, *Wien. Ber.*, p. 109; 1891.
(6) *L'Ottica, etc.*, p. 134 et suiv.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'azimut des vibrations sur l'onde incidente et avec l'angle d'incidence, comme pour les ondes lumineuses, et il existe une incidence de polarisation dans le cas des diélectriques et une incidence principale dans le cas des métaux.

Sous certaines conditions, semblables à celles qui sont nécessaires en Optique pour avoir des rayons réfléchis à vibrations circulaires ou à vibrations elliptiques, on a obtenu, au moyen de la réflexion sur les métaux, des ondes réfléchies qui, par leurs caractères, doivent être considérées précisément comme des ondes à vibrations circulaires ou elliptiques. C'est ainsi qu'on a obtenu pour la première fois des ondes hertziennes de cette espèce.

Enfin, la réflexion sur des lames de bois ou sur des lames de gypse montre des phénomènes analogues aux phénomènes optiques de la réflexion cristalline (1).

Réfraction. — Les phénomènes de réfraction des ondes hertziennes sont eux aussi tout à fait analogues à ceux de l'Optique. En particulier, on a pu reproduire les phénomènes de polarisation présentés par les piles de glaces, en employant des lames de paraffine (2).

Réflexion totale. — On l'obtient d'une manière évidente avec des prismes diélectriques à base de triangle rectangle. Deux prismes semblables, qui se touchent par leurs faces hypoténuses, se comportent naturellement comme un bloc à faces parallèles et la réflexion totale n'a plus lieu; elle ne recommence que lorsqu'on éloigne lesdites faces jusqu'à certaine distance (3), comme dans l'expérience optique correspondante (4). Avec de longues colonnes formées d'un diélectrique (par exemple, paraffine) on obtient un phénomène analogue à celui des fontaines lumineuses. Enfin des prismes de soufre ou de paraffine à section de parallélogramme ou de trapèze, à l'intérieur desquels les ondes se réflé-

(1) *L'Ottica, etc.*, p. 149.
(2) *L'Ottica, etc.*, p. 155.
(3) *L'Ottica, etc.*, p. 157. Ces expériences ont été corroborées par celles de Bose : Voir *Proc. Roy. Soc.*, t. LXII, p. 300; 1892.
(4) Quincke, *Pogg. Ann.*, t. CXXVII, p. 1, 199.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

chissent totalement deux ou trois fois, ont permis d'obtenir, comme avec les appareils optiques semblables dus à Fresnel, les phénomènes de polarisation circulaire ou elliptique par réflexion totale (1).

Double réfraction. — Ce phénomène a été obtenu pour la première fois avec des lames de bois (2) et plus tard avec des lames cristallines (3); mais c'est surtout avec le gypse que ce phénomène a été longtemps étudié (4).

Le bois se comporte comme un biréfringent à un axe, et cet axe coïncide avec la direction de ses fibres. Mais, en même temps, il absorbe en partie les ondes hertziennes, et dans une proportion différente, suivant que les vibrations sont parallèles ou perpendiculaires aux fibres. C'est dans le premier cas que l'absorption est la plus grande. Le bois rappelle ainsi les propriétés des tourmalines. On peut enfin faire avec le bois des lames demi-ondes ou quarts d'onde, etc.

Avec le gypse on peut obtenir les mêmes résultats et reproduire les phénomènes de polarisation elliptique.

Les lignes d'extinction pour les lames de clivage principal ne coïncident pas avec celles qui correspondent aux rayons lumineux, ce qui était à prévoir, et s'explique par la diversité des longueurs d'onde. Pour les ondes hertziennes, le phénomène représente presque un cas limite et est plus intimement lié à la structure cristalline que dans le cas de la lumière. En effet une des lignes d'extinction coïncide sensiblement avec la direction du clivage secondaire non fibreux.

Enfin, on est arrivé à mesurer les trois indices de réfraction principaux du gypse pour les ondes hertziennes, au moyen de prismes coupés de différentes manières (5), et à confirmer la direction des axes de l'ellipsoïde de polarisation, indiquée par les expériences de double réfraction, en observant l'orientation de

(1) *L'Ottica, etc.*, p. 160 et suiv.

(2) *L'Ottica*, p. 168. Les résultats de ces expériences ont été confirmées par Mack, *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 342; 1895.

(3) Garbasso, *Atti della R. Acc. di Torino*, t. XXX; 19 mai 1895. — Lebedef, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 1; 1895. — J.-C. Bose, *Naturw. Rundschau*, p. 191; 1896.

(4) *L'Ottica, etc.*, p. 175 et suiv.

(5) A. Righi, *Rend. della R. Acc. dei Lincei*, t. VI, 5e série; 16 mai 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

petits disques de gypse dans un champ électrique uniforme alternatif (1).

Des cristaux autres que la sélénite ont permis aussi de constater la double réfraction des ondes hertziennes (2).

L'ensemble de ces expériences nombreuses et variées montre que l'identité soupçonnée des ondes électromagnétiques avec les ondes lumineuses s'est trouvée toujours confirmée jusqu'à présent, sauf, bien entendu, les petits changements numériques dus à la diversité des longueurs d'onde. C'est même à cette diversité qu'on peut attribuer les quelques insuccès rencontrés dans ces études.

On n'a pas encore réussi à obtenir la double réfraction d'un diélectrique isotrope par déformation mécanique, ni la polarisation rotatoire naturelle ou magnétique (3); mais on sait que ces phénomènes s'affaiblissent en général lorsque la longueur d'onde croît, et il est possible et même probable que, pour des ondes aussi longues que celles des oscillateurs, ils deviennent nuls ou presque nuls.

Il est vrai qu'on a pu former, au moyen de fibres végétales tordues, des blocs qui produisent une rotation des vibrations (4); mais on n'a ainsi qu'une imitation du phénomène.

En tout cas, s'il y a eu quelques insuccès, on n'a jamais observé de résultats en opposition avec ceux que donnent les ondes lumineuses, et l'éclatante analogie mise en évidence par les expériences que l'on vient de passer en revue n'en est nullement infirmée.

IV. — La Télégraphie par les ondes hertziennes.

Ce n'est pas ici le lieu de faire la longue histoire de la télégraphie électrique sans fil de ligne, que l'on trouve dans des ouvrages spéciaux (5). Je ne m'occuperai ici que de l'application des ondes hertziennes à la télégraphie.

---

(1) A. Righi, *Rend. della R. Acc. di Bologna;* 30 mai 1897.
(2) Pasquini, *N. Cimento*, t. VII, p. 153.
(3) *L'Ottica, etc.*, p. 191.
(4) Bose, *Proc. Roy. Soc.*, t. LX; 1897.
(5) J.-J. Fahie, *History of Wireless Telegraphy*. — Broca, *La Télégraphie sans fils* (Gauthier-Villars, 1899).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Le professeur R. Threlfall (1) est le premier, à ce qu'il paraît, qui ait proposé (en 1890) cette application des expériences de Hertz; mais c'est certainement Sir William Crookes (2) qui a montré la voie à suivre pour arriver à des résultats vraiment pratiques et soit arrivé jusqu'à indiquer l'utilité de l'emploi du récepteur Morse, et à discuter les avantages et les défauts inhérents à un tel système de télégraphie.

Presque en même temps, M. Tesla (3), l'inventeur bien connu, proposait de transmettre des oscillations électriques à distance au moyen de deux antennes verticales, terminées par de larges conducteurs et placées à deux stations éloignées.

Un peu plus tard, le professeur Rathenau, en décrivant ses expériences de télégraphie sans fil, faites en 1894 (4), suggéra de son côté comme une possibilité de l'avenir l'emploi des ondes électromagnétiques dans un but semblable.

L'étude des décharges atmosphériques fit entrer la question dans sa phase expérimentale. En effet, divers physiciens, surtout M. Popoff (5), établirent des appareils destinés à l'étude ou à l'enregistrement de ces décharges, et ces appareils, qui comprenaient dans leur constitution une longue antenne et un indicateur d'ondes, étaient plus ou moins semblables aux appareils récepteurs de la télégraphie sans fil actuelle. M. Popoff exprima même la certitude de pouvoir employer son appareil à la transmission de signaux, dès que l'on aurait découvert un appareil générateur d'ondes assez puissant.

Pendant ce temps, le professeur Lodge (6) obtenait, grâce à son *coherer*, la transmission de signaux à des distances assez grandes, et M. Rutherford, avec son indicateur magnétique (7), arrivait à des distances de centaines de mètres.

Mais c'est le jeune inventeur italien M. Marconi qui, le premier, indépendamment de ses devanciers, et lorsque ces essais

---

(1) J.-J. Fahie, *loc. cit.*, p. 197.
(2) *Fortnightly Review*, p. 173; febr. 1892.
(3) *Journ. Inst. Elec. Eng.*, p. 51; 1892.
(4) W. Rathenau, E. Rathenau und H. Rubens, *Naturwiss. Runds.*; p. 41; 1895.
(5) *Société phys.-chim. russe;* avril 1895.
(6) *The Work of Hertz*, p. 23.
(7) *Proc. of Roy. Soc.;* t. LX, p. 184; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

étaient encore presque ignorés, a su réaliser un système complet de télégraphie par ondes hertziennes, et le faire fonctionner pour des distances de dizaines de kilomètres, après avoir vaincu de nombreuses difficultés pratiques au moyen de dispositions très ingénieuses.

Je ne décrirai pas les appareils qu'il emploie, cette description ayant été faite maintes fois, d'autant plus que les deux instruments fondamentaux, l'oscillateur à huile de vaseline et le radioconducteur avec relais, sont parfaitement connus.

Je me bornerai donc à examiner certaines questions relatives à la télégraphie par ondes hertziennes, qui peuvent présenter quelque intérêt scientifique.

La fonction des deux antennes se présente tout d'abord.

Comme on sait, ces antennes sont de longs fils verticaux. L'une d'elles communique avec un des pôles de la bobine d'induction, qui sert à exciter l'oscillateur, et dont l'autre pôle est mis au sol; l'autre, placée à la station réceptrice, communique avec une des électrodes du radioconducteur, pendant que la deuxième électrode est à la terre.

Examinons avant tout l'action de l'antenne de l'oscillateur. On a reconnu que l'on pouvait supprimer la communication au sol du deuxième pôle de la bobine et y substituer une deuxième antenne sur le prolongement de la première. Si l'on réfléchit qu'au moment de la décharge, les deux étincelles dans l'air établissent une communication instantanée entre les deux fils et les deux boules de l'oscillateur, on est conduit à supposer que l'on pourrait modifier la disposition adoptée et mettre les deux fils en communication directe avec les boules. Alors l'ensemble des boules et des fils ou antennes constituera un grand oscillateur rectiligne.

On est ainsi conduit à admettre que l'antenne fait partie de l'oscillateur et ajoute aux boules de la capacité et surtout de l'auto-induction, et, par conséquent, produit une augmentation de longueur d'onde, en même temps qu'une augmentation dans la longueur de l'oscillateur, ce qui en augmente la portée.

Les ondes émises sont certainement réfléchies par le sol et l'effet observé dans l'appareil récepteur est celui qui résulte de l'interférence entre les ondes directes et les ondes réfléchies. Dans la disposition ordinaire de l'oscillateur, où il n'y a qu'une

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

antenne en communication avec un pôle de la bobine, l'autre pôle étant à la terre, la réflexion des ondes complétera en quelque sorte l'oscillateur, en ajoutant à l'antenne existante son image électrique.

Cette manière d'interpréter l'action de l'antenne de l'oscillateur ne représente qu'une opinion personnelle; mais des recherches récentes (1) viennent à son aide.

D'ordinaire, on donne du rôle de l'antenne une autre explication, dans laquelle on suppose que l'oscillateur a la période d'oscillation propre au système des deux boules seules et que les ondes se propagent dans l'antenne pour s'échapper en quelque sorte à son extrémité.

Le rôle de l'antenne du récepteur semble évident. En outre, sa présence permet de s'approcher de la résonance.

Une autre question est celle de la direction de l'antenne. Si elle est horizontale, au lieu d'être verticale, les effets que l'on obtient sont plus faibles. Une expérience de réflexion déjà citée en donne une explication suffisante, si l'on se rappelle que les ondes se réfléchissent certainement sur le sol.

A l'époque des premiers essais de télégraphie par les ondes hertziennes, on a énoncé des opinions très singulières. Laissant de côté celles dont l'absurdité est évidente, j'en citerai d'abord une qui a donné lieu à quelques recherches expérimentales, celle de la prétendue pénétration des ondes dans une enveloppe conductrice complètement fermée.

Avec des enveloppes métalliques telles que toutes les pièces qui les forment soient en contact parfait, on n'observe pas le moindre effet sur un indicateur très sensible entièrement contenu dans cette enveloppe (2); mais, s'il y a des contacts imparfaits, une action se produit. On a même étudié par expérience l'influence de la forme et de l'orientation de la fente, par laquelle les ondes entrent dans l'enveloppe (3).

---

(1) A. Lindemann, *Ann. der Physik,* t. II, p. 376; 1900.

(2) A. Righi, *Rend. della R. Acc. dei Lincei,* 5e série, t. VI, p. 59. — Branly, *L'Éclairage électrique,* p. 155; 1898.

(3) Latrille, *Wied. Ann.,* t. LXV, p. 408; 1898. — Waitz, *Wied. Ann.,* t. LXVI, p. 308; 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

A propos de cette dernière expression, je me permets d'observer qu'elle ne me semble pas bien choisie. Il ne me semble pas exact de dire que les ondes *entrent* dans l'enveloppe par la fente. Je préfère considérer la chose d'une autre manière (¹). Les pièces qui forment l'enveloppe sont le siège de courants ondulatoires lorsque les ondes hertziennes arrivent sur elles. Ces courants se compensent à l'intérieur de l'enveloppe, si celle-ci est complète; mais cette compensation n'a plus lieu lorsque les courants restent modifiés à cause de quelque interruption dans la continuité métallique.

On a aussi annoncé que les ondes produites par un oscillateur peuvent traverser aisément et presque sans affaiblissement d'épaisses collines interposées entre les deux stations. On a vu, au contraire, lors de récentes expériences, qu'un simple navire placé entre les deux stations peut en interrompre les communications. Il me semble donc que la prétendue pénétrabilité des collines et d'autres obstacles est simplement un phénomène de diffraction.

Une dernière question resterait à examiner, celle de la distance maximum à laquelle on peut obtenir de bonnes transmissions de signaux. On a reconnu que cette distance croît avec la hauteur des antennes, suivant une loi que l'on a exprimée au moyen d'une formule empirique. On peut, il est vrai, calculer les ondes émises par un oscillateur rectiligne infiniment petit et absorbées par un résonateur semblable; mais il paraît que ce cas théorique est trop éloigné du cas réel. On a donné aussi les formules complexes dans lesquelles on tient compte de l'amortissement; mais elles se prêtent à des objections sérieuses. Enfin il est presque impossible de tenir compte des perturbations produites par la terre et les divers objets qui se trouvent près des appareils ou près de la ligne qui joint les deux stations. Pour le moment il faut donc se contenter des données empiriques.

Il faudra aussi réserver à l'avenir tout jugement sur l'utilité et la praticabilité de la télégraphie par ondes hertziennes.

Sur cette question on a été tour à tour trop sceptique et trop enthousiaste. Ainsi, pendant que d'un côté on a exprimé l'opinion que dans un court délai les lignes télégraphiques terrestres et les

(¹) A. Righi, *Rend. della R. Acc. de Lincei*, 5ᵉ série, t. VI, p. 61; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

câbles sous-marins disparaîtraient, on a soutenu d'autre part que la télégraphie sans fil ne possède pas encore un degré suffisant de sûreté pour que son usage se généralise, surtout à la guerre (1).

Peut-être que la vérité se trouve entre ces deux opinions. Il est certain que la transmission des dépêches est beaucoup plus lente qu'avec tout autre système télégraphique; que les transmissions sont souvent entravées par des défauts d'isolement produits par l'humidité (2), ou lorsque deux oscillateurs (ou plus) fonctionnent en même temps, ou pendant de violents orages, ou encore par la proximité des courants d'éclairage d'une ville (3); qu'en mer l'oscillateur peut produire des perturbations fâcheuses sur les boussoles du navire (4); et qu'enfin la transmission ne peut rester secrète, car il est possible à tout appareil récepteur d'enregistrer les signaux, même quand ils ne lui sont pas destinés.

Mais il y a nombre de cas où l'on ne peut pas placer des lignes télégraphiques, ou dans lesquels il est commode ou économique de s'en passer; par exemple pour l'échange des signaux des navires entre eux et avec les côtes. On peut dire que, dans les cas de ce genre, la télégraphie par ondes hertziennes pourra donner des résultats précieux, même dans son état actuel et sans tenir compte des perfectionnements qui, certainement, lui seront apportés.

L'inconvénient qui généralement frappe le plus, c'est l'impossibilité d'envoyer les signaux seulement au lieu voulu ou, du moins, dans une seule direction déterminée.

On a proposé nombre de dispositions nouvelles destinées à remédier à ce défaut; mais elles ne paraissent pas suffisantes et, en tout cas, elles n'ont pas encore reçu la sanction de l'expérience. Une des plus ingénieuses est peut-être celle de M. Tommasi (5), qui consiste dans l'usage d'un deuxième oscillateur que l'on fait fonctionner au hasard de façon à empêcher tout récepteur de recueillir les dépêches envoyées par l'oscilla-

---

(1) Ch. Child, *The Electrical World*, nos 18, 30; 1898.
(2) Rapport du *Navy Board* des États-Unis (*Electrician*, t. XLIV, p. 212).
(3) *L'Éclairage électrique*, p. 237; 1899.
(4) Rapport du *Navy Board*, etc.
(5) *Comptes rendus*, t. CXXX p. 1307; 14 mai 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

teur principal, sauf au delà d'une certaine distance que l'oscillateur secondaire, moins puissant, ne peut pas franchir.

Pour les petits appareils de laboratoire, l'usage d'un réflecteur parabolique permet d'envoyer les ondes presque exclusivement dans une direction déterminée; mais pour un oscillateur à longue antenne la chose est presque impossible et, que je sache, elle n'a pas encore été essayée.

Au premier abord, il semble que l'on puisse arriver au but par l'emploi d'un résonateur parfaitement à l'unisson avec l'oscillateur correspondant. Mais alors il faudra modifier les appareils, car, tels qu'ils sont, à cause du fort amortissement de l'oscillateur, un résonateur entre en action même lorsque sa période est loin d'être égale à celle de l'oscillateur. On est ainsi conduit à augmenter l'auto-induction des deux appareils, comme l'ont fait MM. Lodge et Muirhead (1), pour arriver à une meilleure syntonisation; mais la distance maxima à laquelle on peut envoyer les signaux devient alors très petite.

Quelle que soit la valeur qu'on donne à ces considérations, tout le monde se trouvera d'accord, je crois, pour reconnaître que, telle qu'elle est, la télégraphie par ondes hertziennes est une des plus remarquables applications qui aient été faites, de nos jours, d'un principe scientifique.

---

(1) *L'Éclairage électrique,* p. 100; 21 janvier 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LES RADIOCONDUCTEURS,

PAR É. BRANLY,

PROFESSEUR A L'ÉCOLE LIBRE DES HAUTES ÉTUDES SCIENTIFIQUES.

On connaît l'énorme résistance opposée au passage des courants électriques par les métaux en poudre et l'on sait qu'il faut une forte pression pour établir entre les particules une contiguïté qui permette la circulation du courant. L'étude des contacts imparfaits entre particules conductrices et de leur changement par la pression avait conduit Hughes à la découverte de son microphone, mais il n'avait pas observé les variations importantes de conductibilité qui sont produites par le passage même des courants et particulièrement par l'action des étincelles électriques à distance.

Dans plusieurs Mémoires, publiés en 1890 et 1891, Édouard Branly a signalé ces variations spéciales de conductibilité par diverses influences électriques et en a fait une étude étendue. Notre exposé gagnera en précision par des citations empruntées textuellement aux descriptions qu'il a données des phénomènes.

I. Expérience fondamentale. — J'ai employé comme conducteurs de fines limailles métalliques, de fer, aluminium, antimoine, cadmium, zinc, bismuth, etc. La limaille est versée dans un tube de verre ou d'ébonite, où elle est comprise entre deux tiges métalliques.

Si l'on forme un circuit comprenant un élément Daniell, un galvanomètre à long fil et le tube à limaille, il ne passe le plus souvent qu'un courant insignifiant, mais il y a une brusque diminution de résistance accusée par une forte déviation du galvanomètre quand on vient à produire dans le voisinage du circuit une ou plusieurs décharges électriques. Je fais usage, à cet effet, soit d'une petite machine de Wimshurst, avec ou sans condensateur, soit d'une bobine de Ruhmkorff. L'action s'observe

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

très aisément à quelques mètres de distance. J'ai pu constater cette action à plus de 20^{m}, à travers des cloisons et des murs. Les variations de résistance sont considérables; elles sont, par exemple, de plusieurs millions d'ohms à 2000 ou même à 100, etc. La diminution n'est pas passagère (1).

Remarquons que, dans cette expérience, on n'a pas touché au circuit qui comprend la limaille, une étincelle a simplement jailli à une certaine distance. Sa lumière n'entre pas en cause, car l'effet se produit encore quand on enferme le tube à limaille dans une caisse en bois.

L'expérience peut être variée et réaliser la production brusque à distance d'un effet quelconque du courant.

Composons un circuit comprenant une pile de quelques accumulateurs, la poudre métallique, un fil de platine et un godet de mercure. Comme la résistance de la poudre arrête le courant, l'interruption du circuit a lieu au godet de mercure sans production d'étincelle. Par la décharge d'une bouteille de Leyde au voisinage du circuit la poudre devient conductrice, le fil de platine rougit et une étincelle jaillit cette fois au godet quand on vient à interrompre le courant (2).

Il est bien clair qu'au lieu de produire à distance la déviation d'un galvanomètre ou l'incandescence d'un conducteur, on peut de la même manière déterminer la fusion d'un fil, l'aimantation d'un électro-aimant, la mise en marche d'une sonnerie, la décomposition d'un électrolyte, le fonctionnement d'une bobine d'induction et l'illumination de tubes de Geissler, la rotation d'un moteur électrique, etc. L'observation de la déviation d'un galvanomètre présente ici cet avantage qu'elle permet par substitution ou par le pont de Wheatstone la mesure des variations de résistance du tube à limaille. Dans ces diverses expériences, le tube à limaille joue le rôle d'un interrupteur de courant qu'on saurait manœuvrer à distance.

II. Substances offrant cette variation spéciale de résistance par l'action d'une étincelle à distance. — Les corps dont il s'agit sont très variés : limailles et grenailles métalliques, métaux réduits et porphyrisés, mélanges de poudres isolantes et de poudres métalliques, poudres de quelques oxydes et sulfures métalliques, plaques d'ébonite métallisées ou plombaginées, crayons solides formés de poudres métal-

(1) *Comptes rendus,* t. CXI, p. 785, 24 nov. 1890.
(2) *La Lumière électrique,* 16 mai 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

liques agglomérées par la fusion d'une substance isolante, verres platinés, argentés, lames de verre recouvertes de feuilles métalliques très minces, charbon à lumière Carré, sélénium recuit, etc. Ce sont des substances formées de particules conductrices interrompues par un milieu isolant. Parmi ces différents corps, ceux avec lesquels les variations de conductibilité se manifestent le plus aisément sont les poudres et limailles métalliques. Le passage de la poudre à travers des tamis permet d'employer des grains de grosseurs déterminées. Les limailles d'aluminium et d'antimoine qui ont servi dans un grand nombre d'essais avaient des grains compris entre $0^{mm},7$ et $0^{mm},8$. On peut s'adresser à des particules beaucoup plus fines, telles que celles de métaux réduits ou porphyrisés, ou beaucoup plus grosses, telles que des grains de plomb de 1^{mm} de diamètre. Comme la pression, de son côté, produit un accroissement notable de conductibilité, il est avantageux, pour agir sur certaines substances extrêmement résistantes, d'associer l'action de la pression et de l'influence électrique (1).

En limitant la longueur de la colonne et exerçant sur la poudre une pression à l'aide de poids graduellement croissants, on arrive souvent assez vite au point où l'influence électrique peut s'exercer (2).

Les résultats sont analogues quand on substitue divers diélectriques à l'air interposé entre les particules de la poussière métallique. Plusieurs des substances employées ont une consistance pâteuse : tels sont des mélanges d'huile de colza et de limaille de fer ou d'antimoine, d'essence de térébenthine et de limaille de fer; d'autres sont solides (3) :

Mélanges de poudres conductrices et isolantes contenus dans un tube d'ébonite et soumis parfois à d'énergiques pressions; mélanges solidifiés par fusion de conducteurs et d'isolants pulvérisés formant des plaques ou des cylindres et offrant souvent la *compacité* et la *dureté du marbre* (métaux avec soufre, résine, baumes, ozokérite, cires, etc.) (4).

III. L'effet à distance des étincelles électriques sur un tube à limaille se rattache à un phénomène général. — *Le passage d'un courant de haute tension, continu ou induit, peut accroître la conductibilité d'une limaille métallique dans une forte proportion;* parfois la résistance décroît de plusieurs millions d'ohms à quelques ohms.

Pour observer ce phénomène, tantôt on relie la colonne de limaille aux deux pôles d'une pile de 50, 100 et 200 volts, pendant un temps qui varie de quelques secondes à une minute, tantôt on fait passer dans cette colonne des courants induits ou des décharges de condensateurs, tantôt on fait simplement fonctionner dans le voisinage une machine de Holtz,

---

(1) *Bulletin des séances de la Société française de Physique,* avril 1891.
(2) *Lumière électrique,* 26 mai 1891.
(3) *Comptes rendus,* t. CXII, p. 90, 12 janvier 1891.
(4) *Comptes rendus,* t. CXVIII, p. 148, 12 février 1894.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

ou mieux on place à proximité un conducteur parcouru par les courants oscillatoires d'une décharge de condensateur.... On sait que les courants oscillatoires très rapides, produits dans la décharge des condensateurs, donnent lieu, à distance, à des effets d'induction de grande puissance. Des courants induits très actifs traversent alors la poudre métallique (1).

Les courants d'induction de grande force électromotrice qui traversent le circuit d'un tube à limaille au moment de la production d'une étincelle dans le voisinage sont l'effet des oscillations ou vibrations électriques qui accompagnent l'étincelle ou, comme on dit actuellement, l'effet du *rayonnement électrique* de l'étincelle. Le tube à limaille se montre de cette façon sensible à ce rayonnement, c'est pour cela qu'on l'a appelé *œil électrique*.

Pour reconnaître l'effet des courants de tension croissante, il est intéressant de conduire les expériences de la façon suivante : Étant donné un tube à limaille (contenant, par exemple, une limaille de maillechort ou d'un alliage d'or et de cuivre) dont le circuit est complété par un galvanomètre sensible et un élément de pile de faible force électromotrice, on règle la pression de la limaille de telle façon que sa résistance soit très considérable et que le galvanomètre soit à peine dévié. On isole alors le tube à limaille de son circuit et l'on y fait passer pendant un instant le courant d'une pile de 25 volts (moins ou plus suivant la conductibilité initiale de la limaille), la résistance du tube diminue, car, si on la rétablit maintenant dans son circuit primitif, la déviation du galvanomètre est accrue. On recommence avec une pile de 50 volts, puis de 100 volts, et l'on constate, après chaque opération, une augmentation de la déviation, dès que le tube est rétabli dans son circuit. Pour bien montrer qu'il s'agit là d'une poussée due à la force électromotrice mise en jeu, on a eu soin d'intercaler dans le circuit de la pile de haute tension une résistance liquide de plusieurs millions d'ohms qui ne permet pas à l'intensité de devenir appréciable, alors que la limaille est devenue conductrice. Ayant exercé sur la limaille des poussées avec des piles de 50 et 100 volts, on pourrait accroître l'effet en augmentant encore le nombre des éléments et arriver ainsi peu à peu

(1) *Bulletin des séances de la Société française de Physique,* avril 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

à la limite extrême de la diminution de résistance, mais il est plus instructif de faire éclater à distance une étincelle de condensateur ou de bobine d'induction (entre les boules d'un excitateur); on voit alors, pour une distance convenable, l'action exercée par l'étincelle être la même que celle d'une pile de 200, 300, 400 volts. L'effet de l'étincelle est progressif, à mesure que la distance diminue. Enfin, l'effet est incomparablement plus vif si les courants de décharge, au lieu d'agir à distance, parcourent le circuit lui-même. Il suffit de toucher un point du circuit de la limaille avec l'une des armatures d'une bouteille de Leyde très faiblement chargée. L'action est considérable avec des étincelles à peine visibles. On agit de même en touchant un des points du circuit avec l'un des fils induits d'une très petite bobine d'induction en activité. On complète ainsi l'action des étincelles à distance et l'on atteint le maximum de conductibilité.

Toutes les limailles ne sont pas susceptibles de présenter cette régularité d'accroissement de conductibilité. Avec une oxydation importante des grains, il sera nécessaire pour obtenir un premier effet d'atteindre une grande force électromotrice et l'on parvient alors quelquefois presque d'emblée au maximum de conductibilité. Toutefois l'accroissement progressif se constate dans la majorité des cas, soit avec des limailles métalliques, soit avec des mélanges solidifiés par fusion de conducteurs et d'isolants pulvérisés.

Comme il s'agit surtout d'une poussée due à la force électromotrice, les circonstances qui exaltent les forces électromotrices d'induction en réduisant la durée de leur production seront particulièrement favorables. C'est la raison de l'efficacité spéciale des courants oscillatoires de la décharge des condensateurs; ces courants, en raison de leur variation extraordinairement brusque et de leur périodicité, donnent lieu, même dans des circuits éloignés, à des effets d'induction très puissants. On préférera comme sources d'étincelles : les radiateurs de Hertz, de Righi, de Lodge et, en général, tous les radiateurs qui augmentent la fréquence du rayonnement électrique.

IV. Distance maximum de l'action des étincelles. — Dans certains cas de conductibilité spéciale, l'accroissement de conductibilité a pu être constaté à de grandes distances (1).

(1) *Lumière électrique,* 16 mai 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Souvent ces distances n'avaient pas été mesurées, en tout cas, elles n'avaient pas dépassé 40^{m}. Quand Marconi eut réalisé avec succès ses essais de télégraphie sans fil, la question de la distance devint l'objet de nombreuses recherches. Branly trouva que, sur des limailles très sensibles, l'étincelle qui jaillissait dans l'huile entre les deux boules d'un excitateur de Righi, animé par une bobine moyenne de Ruhmkorff (dite de 20^{cm} d'étincelle), pouvait déterminer à 120^{m} et même 150^{m} dans l'air un accroissement de conductibilité susceptible de faire fonctionner une sonnerie placée dans le circuit du tube à limaille. Cela veut dire que, malgré la grande dissémination du rayonnement électrique à cette distance, les courants induits que ce rayonnement suscitait dans les fils du circuit de la limaille exerçaient une poussée assez forte pour la rendre conductrice. Comme il a été dit plus haut, on augmente l'effet en faisant agir à distance sur la limaille une tige parcourue par les courants oscillatoires d'une décharge. La distance d'action sera très accrue si, comme l'ont fait Popoff et Marconi, on dispose en regard deux tiges parallèles communiquant l'une avec l'un des pôles du radiateur et l'autre avec le circuit du tube. Nous entrons ici dans l'application du tube à limaille à la réception des signaux de la télégraphie hertzienne sans fil, question étrangère à l'objet de ce Rapport.

V. L'action de l'étincelle sur un tube à limaille se produit-elle à travers tous les obstacles? — Les actions électriques ne produisent pas de variations de conductibilité sur une substance enfermée dans une enceinte métallique entièrement close. La démonstration peut se faire à circuit ouvert ou à circuit fermé (circuit du tube à limaille). Si elle se fait à circuit fermé, le circuit doit être contenu tout entier dans l'enceinte métallique (1).

Dans de nouvelles recherches effectuées en mai 1891 avec une enceinte métallique d'une grande capacité, un pont de Wheatstone étant enfermé dans l'enceinte avec un élément Daniell, la substance sensible et un galvanomètre délicat, Branly (*Lumière électrique*, juin 1891) a cru voir à ce moment que les parois métalliques de l'enceinte n'annulaient pas entièrement à l'intérieur l'effet d'étincelles puissantes et qu'une double enceinte métallique paraissait

(1) *Bulletin des séances de la Société française de Physique,* avril 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

nécessaire pour supprimer tout effet d'une façon absolue. Notons en passant que le détail des essais qui se rapportent à cette démonstration mettait en évidence l'action exercée sur la conductibilité d'un tube à limaille par les fils de son circuit, car il suffisait qu'il sortît de l'enceinte une petite longueur de fil pour qu'il y eût accroissement de conductibilité de la limaille, pourvu que le fil ne fût pas en communication métallique avec l'enceinte. Dans son remarquable Mémoire sur les radiations hertziennes, le professeur Bose trouve, en 1895, qu'une double enveloppe métallique n'est même pas toujours suffisante. Il s'élevait donc un doute. Des expériences publiées par Branly, dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* en juillet 1898, ont définitivement établi qu'une enveloppe métallique, même extrêmement mince (feuille d'étain d'une épaisseur inférieure à 8 millièmes de millimètre) interceptait complètement sur un tube à limaille l'action d'étincelles très actives, si l'enveloppe est *hermétiquement close*. Il suffit même d'une enceinte en toile métallique serrée. On voit dans le même travail que, si la ligne des étincelles actives est horizontale, des fentes verticales pratiquées dans l'enceinte offrent aux ondes électriques un passage beaucoup plus facile que des fentes horizontales. Tandis que du sable sec, une pierre sèche sans fente n'opposent pas plus d'obstacle que l'air, le ciment humide forme écran (Branly et Le Bon), enfin les liquides conducteurs et, en particulier, l'eau de mer interceptent tout effet sous une épaisseur de quelques centimètres (1).

VI. Persistance de la conductibilité. Retour à la résistance. — Qu'il s'agisse d'une limaille métallique noyée dans l'air ou dans un autre diélectrique, que la variation de conductibilité soit considérable ou très petite, l'effet est *persistant*.... Cette conductibilité subsiste après l'action électrique, non seulement pour des courants de grande force électromotrice, mais aussi pour les courants thermo-électriques les plus faibles....

Avec une rapidité qui varie suivant l'intensité de l'effet produit et la nature de la substance, en un temps qui varie entre quelques secondes et quelques jours, le milieu isolant reprend graduellement ses propriétés et l'accroissement de conductibilité disparaît.

Certaines circonstances physiques peuvent hâter singulièrement le retour, particulièrement le *choc*. Quand il s'agît d'une poudre métallique, plus ou moins conductrice, placée dans un circuit traversé par un courant,

(1) *Comptes rendus,* t. CXXIX, p. 672, 30 oct. 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

le choc augmente en général la résistance (avant toute action électrique). Ici, après l'influence électrique, le choc produit le retour à la résistance primitive. Les trépidations de la rue, la marche dans une salle voisine, l'ébranlement d'un mur à distance suffisent quand l'action a été faible; au contraire, si l'action a été forte, il faudra des chocs violents, des coups de marteau sur la table qui sert de support, même avec les poudres métalliques. C'est avec les poudres métalliques que l'effet du choc se manifeste le mieux; toutefois, le retour par le choc se produit encore aisément avec la plupart des substances solides. Une élévation de température rétablit aussi la résistance (1).

Il convient d'insister sur l'action du choc et de noter ses différents effets. Comme cela été indiqué dans l'extrait précédent: avant toute action électrique autre que celle de la faible force électromotrice du circuit de la limaille, un choc augmente la résistance. Après une action électrique telle que celle d'une étincelle à distance qui a déterminé une diminution de résistance, un choc rétablit la résistance et, s'il est très fort, il donne lieu à une résistance supérieure à la résistance qui précédait l'action électrique. Enfin, en réglant le choc, on peut l'utiliser pour augmenter la sensibilité du tube. Le maximum de sensibilité correspond à une légère conductibilité du tube à limaille.

Après une vive action électrique, le retour ayant été obtenu par un choc et l'aiguille du galvanomètre placé dans le circuit ayant regagné sa position d'équilibre, le retour à la résistance primitive n'est pas en général complet; en effet, la substance étudiée accuse d'ordinaire une sensibilité plus grande aux actions électriques, et une influence électrique faible qui était primitivement sans action est maintenant efficace (2).

Le retour par le choc n'a pas lieu si la cause productrice de la conductibilité continue à agir; ajoutons que le retour par le choc se produit mieux à circuit ouvert qu'à circuit fermé, quand la force électromotrice du circuit du tube n'est pas très faible, car cette force électromotrice tend elle-même à produire la conductibilité.

Avec les substances solides l'élévation de température est d'un emploi commode pour le retour à la résistance. En plongeant la pastille solide dans de l'eau chauffée à 40° on rétablit très rapidement la plus grande partie de la résistance primitive.

---

(1) *Bulletin des séances de la Société française de Physique,* avril 1891.
(2) *Lumière électrique,* juin 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Le retour à la résistance primitive, soit par le choc, soit par la chaleur, permet de rendre intermittente la conductibilité des tubes à limaille. En faisant usage de dispositifs appropriés, cette conductibilité intermittente rend possible l'ouverture et la fermeture à distance, par l'action d'étincelles, d'un circuit qui renferme un tube à limaille.

VII. Recherche du meilleur tube à limaille. — En raison des applications de la conductibilité intermittente des tubes à limaille, on s'est beaucoup préoccupé de trouver le métal le plus apte à fournir des appareils très sensibles et d'un retour facile par le choc.

Si l'on n'y prend pas garde, un même métal est susceptible de se comporter très inégalement avec divers expérimentateurs. Il convient en effet d'abord pour établir quelque comparaison de n'employer que des limailles tamisées et de tenir compte de l'âge de la limaille si elle est oxydable. En outre, la section du tube, le diamètre des grains, leur tassement doivent être en rapport avec la conductibilité du métal; enfin la force électromotrice du circuit du tube à limaille joue un rôle très important, car cette force électromotrice exerce elle-même pour faire passer le courant un effort d'autant plus efficace qu'elle est plus élevée. C'est pour avoir négligé ces divers éléments et n'avoir pas suffisamment varié les essais effectués avec un même métal que plusieurs physiciens ont cru pouvoir avancer que certains métaux, tels que les métaux inoxydables, ne se prêtaient pas aux variations de conductibilité aussi bien que les métaux oxydables et qu'une très légère couche d'oxyde ou de sulfure était indispensable. Assurément, pour les métaux inoxydables, les conditions d'emploi pratique sont moins aisées à réaliser, mais ils ne se distinguent pas des autres dans leur allure et les couches d'oxydes ou de sulfure ne sont pas un facteur essentiel. Toutes ces considérations ont été exposées à diverses reprises par Branly en même temps qu'il tirait bon parti de métaux jugés très mauvais par d'autres. Il n'y a pas lieu d'insister ici sur les essais sans nombre qui visaient la recherche du meilleur métal, car leur objet principal était l'application à la télégraphie sans fil. Toutefois, s'il est prudent d'être réservé au sujet de la préférence accordée par tel ou tel expérimentateur à certain

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

métal ou alliage qu'il a mieux étudié, il faut convenir que la construction pratique des tubes à limaille a reçu pour l'application à la télégraphie d'intéressants perfectionnements apportés par Lodge, Marconi, Ducretet, Gendron, Tissot, Blondel et Dobkéwitch.

Au point de vue théorique, les principales recherches à retenir sont celles du professeur Bose, publiées dans l'*Electrician* du 21 juillet 1899, elles constituent une étude systématique des propriétés des divers métaux. En modifiant la pression exercée sur la limaille et en variant avec un potentiomètre la force électromotrice de son circuit, il est parvenu à obtenir des appareils sensibles avec tous les métaux usuels.

Ajoutons, pour encourager ceux qui hésiteraient à faire un essai, que l'ajustement immédiat d'un excellent tube à limaille n'offre aucune difficulté. On introduit dans un tube de verre une petite quantité de limaille tamisée (par exemple de la limaille de l'or des monnaies, ayant le grain 180-200 au tamis) entre deux tiges métalliques qui servent d'électrodes et soutiennent le tube de verre. Par de légers déplacements on règle la distance des électrodes jusqu'à ce que le tube à limaille accuse à un galvanomètre sensible intercalé avec lui dans le circuit d'un élément de pile une très légère conductibilité. Par un léger choc on rend à la limaille une résistance qui annule la déviation du galvanomètre. Si l'on fait alors agir une étincelle à distance, la diminution de résistance est immédiatement considérable. On provoque le retour par un choc. Une nouvelle étincelle agira comme la première. Les électrodes métalliques qui portent le tube sont fixées par des vis sur un support.

VIII. Diverses formes des tubes à limaille. — Comme nous l'avons vu dès le premier paragraphe, on peut employer des limailles de diverses grosseurs de différents métaux ou alliages, oxydables ou non oxydables. Drude a fait usage de petites vis en fer, Bose de spirales plates en acier disposées parallèlement. Plus récemment Branly a employé, soit des colonnes de billes d'acier, dont les diamètres variaient depuis 3^{mm} jusqu'à 50^{mm}, soit des colonnes de billes d'aluminium; ces colonnes montraient une sensibilité comparable à celle des meilleurs tubes à limaille. Il forma ensuite des colonnes de disques de 4^{cm} de diamètre, en fer,

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

acier ou aluminium superposés comme les disques d'une pile de Volta. Ces divers systèmes se comportent exactement comme les tubes à fine limaille, ils éprouvent des variations de résistance brusques et croissantes par la force électromotrice de piles de 25, 50, 100 volts, puis par l'action d'étincelles électriques à distance; enfin ils retournent par un choc à leur résistance initiale.

Avec les colonnes de billes ou de disques, la nature du métal joue un rôle qui ne s'était pas révélé avec les tubes à fine limaille. Les métaux se classent en deux groupes : le premier comprend le zinc, le cuivre, l'argent, le laiton, etc.; dans le second entrent le fer, l'acier, l'aluminium, le bismuth, le plomb, l'étain, etc. Le contact de deux disques n'a pas de résistance appréciable si l'un d'eux appartient au premier groupe; la résistance au contact est importante s'il s'agit de deux disques du deuxième groupe (1), cette résistance augmente par le choc, diminue par l'étincelle, revient par le choc.

Il existe réellement une résistance au passage entre deux surfaces métalliques, au moins pour certains métaux et cette résistance peut être considérable, alors même que les surfaces ont été bien nettoyées, bien polies; qu'elles sont en apparence adhérentes et maintenues en contact par pression. Si cette résistance n'a pas été signalée jusqu'ici, c'est qu'elle est réellement négligeable avec les métaux qui composent d'ordinaire les circuits électriques. Il en est tout autrement avec d'autres métaux, nombreux également, qu'on ne peut qualifier de rares, mais qui n'entrent qu'exceptionnellement dans la constitution des circuits : aluminium, plomb, fer, bismuth, étain, etc. (2).

La résistance au contact de deux métaux, déjà importante pour un seul contact de deux disques d'un métal du deuxième groupe, augmente s'il s'agit du contact de deux métaux différents de ce groupe; elle prend une valeur considérable quand on superpose un certain nombre de disques et surtout de disques différents alternés, par exemple des disques d'aluminium et de plomb.

Sans insister davantage sur l'étude de ces particularités, on ne peut s'empêcher de remarquer que si les premières mesures électriques avaient été effectuées avec les métaux du deuxième groupe,

(1) *Comptes rendus*, t. CXX, p. 869, 22 avril 1895, et *Bulletin de la Société internationale des Électriciens*, avril 1896.

(2) *Bulletin de la Société internationale des Électriciens*, avril 1896.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

la recherche des lois du courant électrique aurait été beaucoup plus difficile et leur connaissance aurait pu être notablement retardée.

IX. Mécanisme de l'accroissement de conductibilité. — Branly a signalé dès le début les interprétations qu'on pouvait proposer.

Des mouvements des particules métalliques ne peuvent être supposés dans un certain nombre de ces essais, où les particules d'une couche de quelques millimètres d'épaisseur étaient fixées dans une position relative nvariable par des pressions extrêmement fortes, etc. D'ailleurs les mélanges solides avec lesquels les mêmes variations de conductibilité se réalisent semblent exclure tout déplacement.

Pour expliquer la persistance de la conductibilité après que l'action électrique a cessé, on pourrait supposer que les minces couches isolantes, intercalées entre les grains conducteurs, sont perforées par le passage de très petites étincelles dont le trajet se tapisse de matière conductrice entraînée. Si l'on admet cette explication, il conviendra de l'appliquer aux courants continus aussi bien qu'aux courants induits et l'on devra en conclure que ces actions mécaniques peuvent être produites par des piles n'ayant que 10 et 20 volts de force électromotrice et ne donnant au début, dans la substance sensible, qu'un courant d'une intensité extrêmement faible (1).

Des deux hypothèses précédentes, celle du passage de très petites étincelles perçant le diélectrique et y creusant de petits canaux dont les parois se recouvrent de métal pulvérisé a été soutenue par plusieurs physiciens, entre autres par Fromme. Ces étincelles sont visibles dans bien des cas. Autrefois, Henry avait reconnu la grande distance à laquelle se produisent les phénomènes d'induction dus à une décharge de bouteille de Leyde. Depuis les mémorables expériences de Hertz, on a souvent observé, dans le champ des radiations hertziennes, l'apparition de très petites étincelles entre deux fragments de métal très rapprochés. Ici, aux points de contact des grains de limaille, les étincelles sont vues quand l'action électrique est puissante, Van Gulik, Arons, Tommasina, Malagoli, etc., ont insisté sur la production de ces étincelles et sur l'établissement de liaisons conductrices par arrachement de particules aux surfaces en regard. Ces étincelles ne sont-elles pas particulières aux actions puissantes, pour lesquelles elles con-

(1) *Bulletin des séances de la Société française de Physique,* avril 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

stituent un phénomène additionnel, est-ce là le vrai mécanisme pour les actions faibles ? Faisons une comparaison : de la vue des étincelles qui sillonnent un tube étincelant, lors du passage d'un courant de décharge, doit-on conclure à la production d'étincelles dans tout conducteur par le passage d'un courant de pile ?

La première hypothèse, celle du déplacement et de l'alignement des particules, a eu les plus nombreux partisans. Le professeur Lodge, qui s'est vivement intéressé à ces phénomènes, a admis que, sous les différentes influences électriques qui déterminent la conductibilité, les particules métalliques se rapprochent et prennent une cohésion qui assure la conductibilité. Le choc supprime les adhérences. Lodge a donné aux tubes à limailles le nom de *coherers*. Dans de belles expériences, publiées dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* en 1899, Tommasina a confirmé la théorie de Lodge en observant des mouvements des grains conducteurs et la formation de chaînettes qui réunissent les électrodes. Est-il certain cependant que ce groupement n'est pas encore un phénomène accessoire ? Branly ne s'est pas rangé à la théorie de Lodge et il a substitué au terme de *coherer,* qui traduit une explication incertaine, l'expression de *radioconducteur* qui rappelle la propriété la plus surprenante des substances discontinues, celle de devenir conductrices à distance par le rayonnement électrique.

Voici quelques faits que la théorie de Lodge ne paraît pas expliquer : impossibilité de l'établissement de la contiguïté des grains conducteurs dans les solides obtenus par fusion d'isolants et de métaux en poudre et même dans les mélanges de poudres isolantes et de limailles, soumis à de fortes pressions, tels que les mélanges de fleur de soufre et de limaille d'aluminium, parfois avec grande prédominance de l'élément isolant (4 de soufre pour 1 d'aluminium).

Mélange intime de 1^g de plombagine et 10^g de poudre de lycopode, fortement comprimé. Mélange de 2^g de cuivre porphyrisé et de 10^g de poudre de lycopode (épaisseur de la couche conductrice après la compression 2^{mm}) (1).

De quelle façon les particules conductrices cheminent-elles à travers l'isolant pour s'aligner ?

(1) *Comptes rendus,* t. CXVIII, p. 348, 12 février 1894.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Quel changement d'alignement invoquera-t-on dans le cas d'une colonne de lourdes billes d'acier, dans une colonne de larges disques de fer ou d'aluminium? Pourtant ces colonnes constituent des radioconducteurs au même titre que les tubes à fine limaille.

Deux hypothèses paraissent susceptibles d'expliquer ces phénomènes : 1° ou l'isolant interposé entre les particules conductrices devient conducteur par l'action passagère d'un courant de haut potentiel et les divers phénomènes observés caractérisent la conductibilité de l'isolant; 2° ou bien on peut regarder comme démontré qu'il n'est pas nécessaire que les particules d'un conducteur soient en contact pour livrer passage à un courant électrique même faible : la distance pour laquelle la conductibilité persistante s'établit dépend d'un rayon d'activité que l'énergie d'effets électriques antérieurs augmente considérablement. Dans ce cas, l'isolant sert principalement à maintenir un certain intervalle entre les particules (1).

X. Radioconducteurs à un seul contact. — Les tubes à limaille et leurs variétés comportent un grand nombre de contacts; on devait s'attendre à réaliser les mêmes phénomènes avec une seule particule isolante comprise entre deux électrodes métalliques.

Deux tiges cylindriques de cuivre rouge sont oxydées dans la flamme d'un bec Bunsen, puis elles sont superposées en croix, chargées de poids pour éviter les variations par trépidations et reliées respectivement aux bornes d'une branche d'un pont de Wheatstone. La résistance principale de cette branche réside dans les deux couches d'oxyde en contact. Une mesure prise au hasard parmi un grand nombre accusait une résistance de 80 000 ohms avant les étincelles d'une machine électrique placée à distance; cette résistance passa à 7 ohms après les étincelles.

Un effet analogue est obtenu en superposant deux tiges d'acier oxydées ou une tige d'acier et une tige de cuivre toutes deux oxydées. On peut encore poser, sur un plan de cuivre, un cylindre de cuivre à tête hémisphérique oxydé et appliqué par son poids. Au lieu d'oxyder les surfaces en contact, il revient au même de les recouvrir d'une très mince couche de résine (2).

Lorsque les poids appliqués sur les deux tiges disposées en croix sont faibles, la conductibilité n'est aisément établie que si les couches de résine sont très minces, on peut leur donner une plus forte épaisseur si l'on exerce un effort de plusieurs kilogrammes (3).

---

(1) *Comptes rendus*, t. CXVIII, p. 348, 12 février 1894.
(2) *Comptes rendus*, t. CXII, p. 90, 12 janvier 1891.
(3) *Lumière électrique*, 16 mai 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Avec certaines substances, les couches intermédiaires d'oxyde ou de résine ne sont pas nécessaires. Tel est le cas d'une pointe d'acier reposant sur un plan de fer ou d'acier, d'un disque ou d'une pointe d'aluminium reposant sur du bismuth, de deux disques de bismuth et d'aluminium, de deux billes d'acier, etc., nous retrouvons les phénomènes qui ont conduit plus haut aux colonnes de billes ou de disques, ainsi que la division des métaux en deux classes dont l'une seulement offre des résistances de contact.

XI. Application des radioconducteurs à l'étude des interférences électriques. — Les radioconducteurs sont actuellement les révélateurs les plus sensibles des ondes électriques. En raison même de cette sensibilité, leur usage à la mesure des longueurs d'onde par l'observation des nœuds dus à la réflexion a présenté de sérieuses difficultés. Il a fallu réduire leur sensibilité pour leur faire jouer le rôle des récepteurs de Hertz. Lodge, Le Royer et van Berchem, Bose ont réalisé avec des tubes à limailles des mesures de longueurs d'onde. Jusqu'ici, les tubes à limailles n'ont pas été réglés pour répondre à des radiations de fréquence déterminée, mais leur sensibilité à des courants induits de très haute fréquence rend leur emploi plus général que celui de certains révélateurs tels que la patte de grenouille.

XII. Radioconducteurs à accroissement de résistance. — Dès 1891, Branly a signalé des accroissements de résistance (1); ils sont jusqu'ici plus rares que les diminutions. Avec un certain nombre de limailles, avec des verres platinés, des accroissements ont été observés pour des forces électromotrices très élevées, bien supérieures à celles qui déterminent des diminutions; par exemple par contact direct avec une des armatures d'une bouteille de Leyde chargée. Avec des feuilles d'or très minces collées sur verre et partiellement usées par le frottement, avec le peroxyde de plomb on ne constate aucune diminution, on observe immédiatement un accroissement de résistance; il se produit soit par le passage d'un courant de piles, soit par l'action d'une étincelle électrique à distance, l'accroissement augmentant par la force électromotrice mise

(1) *Bulletin des séances de la Société de Physique,* avril 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

en jeu. Sans apporter de preuves, plusieurs physiciens ont attribué aux accroissements de résistance une origine secondaire, résultant de ruptures ou de modifications chimiques. La dénomination de *radioconducteurs* peut s'étendre aux substances qui offrent des accroissements de résistance, puisqu'il s'agit encore d'influence exercée par un rayonnement électrique, mais l'expression de *coherers* ne peut guère leur convenir puisqu'il faudrait songer à un écartement plutôt qu'à un rapprochement des molécules.

XIII. Historique. — La brillante application à la télégraphie sans fil que Marconi a tirée de la conductibilité intermittente des radioconducteurs a conduit à rechercher des faits analogues dans les Recueils scientifiques (1). On arrivera certainement à en trouver un grand nombre, la question expérimentale se trouvant bien éclaircie et permettant d'interpréter des observations que l'on a dû négliger, en les qualifiant de bizarres parce qu'elles étaient embarrassantes. A l'appui de sa théorie des coherers, Lodge a rappelé des observations de Guitard en 1850 sur la cohésion des poussières dans l'air électrisé, des expériences de Lord Rayleigh en 1879 sur les modifications d'un jet d'eau quand on approche un corps électrisé. Il est plus logique de rattacher à l'étude des radioconducteurs la remarque que Varley a faite en 1870 de la diminution de résistance d'une poudre de charbon quand on augmente la force électromotrice du courant qui y passe. En 1885, Calzecchi-Onesti avait étudié les variations de la conductibilité des limailles par la pression et discuté avec F. Auerbach les conditions de pression dans lesquelles une limaille métallique doit être placée pour présenter le maximum de conductibilité par un courant de pile. Il observa en outre une diminution notable de la résistance des limailles métalliques quand on y dirige les décharges d'une bobine d'induction. Réalisées avec des dispositifs complexes, les expériences de Calzecchi-Onesti s'interprètent actuellement aisément, mais il n'est pas douteux qu'elles fussent restées ignorées si les propriétés des tubes à limaille n'avaient été trouvées en 1890 par une autre voie et présentées sous une forme qui les met en lumière.

(1) *Voir*, à ce sujet, le Chapitre II du Rapport de M. Righi, p. 307 ci-dessus. (C.-É. G.)

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LES GAZ

ENVISAGÉS

COMME DIÉLECTRIQUES,

PAR É. BOUTY,

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

A. — Mesures du pouvoir diélectrique.

1. Au point de vue électrique, les gaz ont d'abord été caractérisés par leur propriété isolante. On sait que Coulomb nommait *isolateurs parfaits* ceux qui isolent comme l'air.

Ce n'est cependant pas qu'il considérât l'air comme un isolateur absolu. « L'air, dit-il (1), peut être regardé comme composé d'une infinité d'éléments en partie idioélectriques, en partie conducteurs.... Chaque molécule de l'air qui touche un corps électrisé se charge de l'électricité de ce corps plus ou moins rapidement, suivant que la densité électrique du corps est plus ou moins grande et que l'air est plus ou moins chargé d'humidité ou de parties conductrices de l'électricité; dès l'instant qu'une molécule de l'air est chargée d'électricité, elle est chassée du corps électrisé et remplacée par une autre qui s'électrise et est chassée à son tour; chacune de ces molécules emportant une partie de l'électricité du corps qu'elles enveloppent, la densité électrique diminue plus ou moins rapidement suivant l'état de l'atmosphère. »

(1) COULOMB, *Sur la quantité d'électricité qu'un corps isolé perd dans un temps donné...* (Mémoires de l'Académie des Sciences, 1785). *Voir* Collection de Mémoires publiés par la Société française de Physique, t. I, p. 148.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Les expériences récentes ont profondément modifié cette manière de voir de Coulomb. MM. Warburg (1), Nahrwold (2) ont prouvé que l'air plus ou moins humide, mais bien dépouillé de poussières, isole d'une manière à peu près parfaite. Il serait donc impossible de communiquer aux molécules mêmes de l'air, par simple contact avec un conducteur chargé, une charge électrique quelconque; les poussières seules joueraient le rôle des petits conducteurs envisagés par Coulomb.

2. On n'a d'abord songé à établir entre les corps isolants d'autre distinction que celle qui résulterait d'une conductivité plus ou moins imparfaite assignée à ces corps. Les expériences de Cavendish (3) tendant à les différencier comme isolants par une propriété vraiment spécifique n'avaient pas été publiés, et c'est seulement en 1837 que Faraday (4) introduisit dans la Science la notion nouvelle de *pouvoir inducteur spécifique*. On sait que, pour Faraday, le milieu isolant, considéré jusque-là comme électriquement inerte, joue au contraire le rôle essentiel et véritablement actif dans le mécanisme de l'induction électrostatique.

Faraday espéra d'abord que les gaz fourniraient, à ce point de vue, des données importantes, peut-être même de nature à révéler le secret de ce mécanisme. Il essaya, mais en vain, de différencier l'air chaud ou froid, dense ou rare, sec ou humide, au point de vue de son pouvoir inducteur spécifique. Il compara de même, toujours sans succès, jusqu'à vingt couples de gaz qu'il choisit parmi ceux dont la densité ou les propriétés chimiques sont les plus différentes, hydrogène, azote, acide carbonique, acide chlorhydrique, ammoniaque, etc.

Faraday (5) suggère bien que les différences, si elles existent, sont peut-être trop faibles pour qu'il ait pu les manifester; mais il semble qu'à la suite de tant d'essais infructeux, il inclinait à considérer tous les gaz comme ayant un même pouvoir inducteur

(1) Warburg, *Pogg. Ann.*, t. CXLV, p. 578; 1872.
(2) Nahrwold, *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 448; 1887.
(3) *The researches of the Hon. Henry Cavendish, F. R. S.*, publiées par Maxwell en 1879. Les expériences de Cavendish avaient été réalisées de 1771 à 1781.
(4) Faraday, *Exp. researches*, 11e série.
(5) *Ibid.*, 11e et 12e séries.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

spécifique, de même qu'ils ont, par exemple, un même coefficient de dilatation.

3. Ce n'est que lorsque Maxwell, à la faveur des hypothèses sur lesquelles repose sa théorie électromagnétique de la lumière, eut établi, entre la capacité inductive K et l'indice n, la célèbre relation

$$K = n^2$$

qu'on put soupçonner l'ordre de grandeur véritable des différences à manifester. On sait que, dans les conditions normales de température et de pression, l'indice de réfraction d'un gaz ne diffère de l'unité que de quelques dix-millièmes; il en sera de même du pouvoir inducteur K rapporté à celui du vide pris comme unité.

Il est donc indispensable de pousser la précision des mesures notablement au delà du dix-millième, et il faut avoir recours aux appareils de mesure les plus délicats. De plus, les causes d'erreur qu'on est habitué à regarder comme négligeables acquièrent ici une importance considérable et risquent de masquer complètement les différences qu'il s'agit de mesurer.

Il y avait, vers 1875, un mérite réel, non seulement à faire des mesures exactes du pouvoir inducteur spécifique, ce qui, même aujourd'hui, demeure très difficile et ce que fit M. Boltzmann (1), mais même à mettre hors de doute, comme le firent, d'une manière tout à fait indépendante, MM. Ayrton et Perry (2), en 1877, les différences que les gaz présentent sous ce rapport.

4. Les mesures effectuées jusqu'ici sont en petit nombre. Les méthodes se ressemblent en cela qu'elles comportent toutes une mesure différentielle et une mesure absolue; la mesure différentielle, toujours très délicate, fixe à elle seule la précision du résultat. Elle consistera, par exemple, à déterminer l'excès de charge

---

(1) Boltzmann, *Experimentelle Bestimmung der Dielectricitätsconstante einiger Gase* (*Sitzungsberichte der Wiener Ak. der Wiss.*, t. LXXIX; *Pogg. Ann.*, t. CLV, p. 403; 1875).

(2) Ayrton et Perry, Mémoire lu devant la Société asiatique du Japon, 18 avril 1877. *Voir* aussi Gordon, *Traité d'Électricité et de Magnétisme*, t. I, p. 207 de la traduction française de M. J. Raynaud.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

d'un condensateur à air à la pression atmosphérique par rapport au même condensateur, à la même différence de potentiel, quand la pression se réduit à quelques millimètres de mercure.

La mesure absolue à effectuer serait celle de la charge principale ; mais celle-ci étant beaucoup trop grande pour pouvoir être mesurée directement sur le même appareil qui sert à la mesure différentielle, on se rabat sur la mesure d'une petite fraction bien déterminée de cette charge. L'erreur relative, dans cette dernière mesure, est négligeable par rapport à celle dont la mesure différentielle est nécessairement affectée.

Les divers expérimentateurs se séparent par le choix de l'appareil de mesure, électrostatique ou électromagnétique, par la méthode de comparaison employée, enfin par le mode de subdivision mis en œuvre dans la mesure absolue.

Tandis que M. Boltzmann (1), en 1875, faisait usage d'un électromètre, M. Klemenčič (2), dix ans plus tard, employait un galvanomètre. Le premier de ces savants donnait à son condensateur une capacité relativement faible, mais il devait introduire entre les plateaux une différence de potentiel considérable et obtenir un isolement des plus parfaits. Le second, usant d'un condensateur à large surface et portant à 60 au moins, par seconde, le nombre de décharges de ce condensateur à travers le galvanomètre, pouvait se contenter d'un isolement moindre et recourir à des différences de potentiel moins élevées.

5. Pour effectuer la mesure différentielle, M. Boltzmann chargeait son condensateur par 300 éléments Daniell à grande résistance, et il déterminait la déviation de l'électromètre quand, après avoir mis en communication avec un couple de quadrants l'un des plateaux primitivement en communication avec le sol, et désormais isolé, il faisait un vide partiel dans le condensateur. L'erreur relative d'une mesure isolée de cette espèce pouvait au plus atteindre un dixième.

---

(1) Boltzmann, *loc. cit.*

(2) Klemenčič, *Experimentale Untersuchung über die Dielectricitätsconstante einiger Gase und Dämpfe* (*Sitzungsberichte der Wiener Ak. der Wiss.*, t. XCI, p. 712; 1885).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pour faire la mesure absolue, M. Boltzmann laissait rentrer l'air dans le condensateur, ce qui ramenait l'électromètre au zéro. Il ajoutait alors un Daniell de plus, déterminait la déviation de l'électromètre provoquée par cette addition et multipliait le résultat par 300. Les précautions prises pour obtenir l'identité des éléments Daniell et la courte durée d'une mesure complète (cinq minutes environ) garantissaient surabondamment l'exactitude du facteur de réduction.

Le condensateur de M. Boltzmann était essentiellement formé de deux plateaux de 5^{mm} d'épaisseur et de 160^{mm} de diamètre, distants seulement de 1^{mm} et isolés par des supports extérieurs de gomme laque avec une telle perfection que, le champ étant de 10,7 unités C. G. S. électrostatiques, le condensateur ne perdait, en quatorze heures, que la $\frac{1}{1200}$ partie de sa charge. La grande épaisseur des plateaux prévenait toute déformation appréciable, et par suite toute variation accidentelle de la capacité par l'effet de la variation rapide de la pression au sein du condensateur, et de la variation de température qui en résulte. On s'était assuré que le frottement de l'air était sans effet électrique.

6. M. Klemenčič faisait usage d'une vingtaine d'éléments Bunsen et compensait, sur un galvanomètre différentiel, l'effet des décharges répétées de son condensateur, à l'aide d'un courant constant.

Le réglage obtenu, la mesure différentielle consiste à observer la déviation du galvanomètre quand on fait seulement varier la pression au sein du condensateur. L'erreur d'une mesure isolée pouvait atteindre $\frac{1}{20}$ ou $\frac{1}{30}$.

La mesure absolue consiste à observer la déviation du galvanomètre, en dehors de toute compensation, par l'effet d'une fraction connue du courant constant primitif. On détermine aisément cette fraction par l'emploi d'un shunt, ou de dispositions équivalentes faciles à imaginer et à régler, au degré de précision, assez peu élevé, qu'il est nécessaire d'obtenir. Le condensateur comprenait 30 plateaux superposés de 5^{mm} d'épaisseur et de $25^{cm},76$ de diamètre, isolés par des cales d'ébonite, distants de moins de 1^{mm} et communiquant entre eux de deux en deux. Le champ était inférieur à une unité C. G. S. électrostatique.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

7. Il nous suffira de signaler que MM. Ayrton et Perry (1) d'une part, M. Lebedef (2) de l'autre, ont eu recours à des méthodes électrométriques de comparaison de capacité, comportant l'usage, non plus d'un condensateur unique, comme dans les expériences de MM. Boltzmann et Klemenčič, mais de deux condensateurs, l'un fixe, l'autre variable. Les limites de cette étude ne nous permettent d'entrer dans aucun détail sur ces méthodes, pour lesquelles nous renverrons le lecteur aux Mémoires originaux.

8. MM. Boltzmann et Klemenčič ont commencé par s'assurer que, pour un même gaz, $K - 1$ varie proportionnellement à la pression, ainsi qu'on devait s'y attendre si la relation de Maxwell est applicable; puisque d'une part

$$K - 1 = n^2 - 1$$

et que d'autre part on a, pour les gaz, la relation bien connue

$$\frac{n^2 - 1}{d} = \text{const.}$$

Leurs mesures, parfaitement concordantes, demeureront classiques. Elles paraissent destinées à servir de base, longtemps encore, à l'étude du pouvoir inducteur spécifique des gaz.

Le Tableau suivant résume les résultats obtenus par ces expérimentateurs. Il donne les valeurs de K pour la température de 0° et la pression de 760^{mm} de mercure. En réalité, les expériences ont été faites à des pressions variables et à des températures toujours voisines de 15°. On a admis, pour la réduction, que la relation

$$\frac{K - 1}{d} = \text{const.},$$

vérifiée directement pour les variations de la densité résultant de la pression, s'applique aussi aux variations qui proviennent de la température.

Les dernières colonnes du Tableau donnent $\sqrt{K}$ et n; elles sont destinées à permettre le contrôle de la relation théorique de Maxwell.

---

(1) Ayrton et Perry, *loc. cit.*

(2) P. Lebedef, *Ueber Messungen der Dielectricitätsconstante der Dämpfe und über die Mossotti-Clausius'sche Theorie der Dielectrica* (*Wied. Ann.*, t. XLIV, p, 288; 1891).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Gaz ou vapeurs.	K.		K.		n.
	Boltzmann.	Klemenčič.	Boltzmann.	Klemenčič.	Mascart.
Air	1,000590	1,000586	1,000295	1,000293	1,0002927
Hydrogène	1,000264	1,000264	1,000132	1,000132	1,0001387
Acide carbonique	1,000946	1,000985	1,000473	1,000492	1,0003350
Oxyde de carbone	1,000690	1,000695	1,000345	1,000347	1,0003350
Protoxyde d'azote	1,000994	1,001158	1,000497	1,000579	1,0005151
Éthylène	1,001312	1,001456	1,000656	1,000729	1,000720
Gaz des marais	1,000944	1,000953	1,000472	1,000476	1,000442
Acide sulfureux	»	1,00290	»	1,001450	1,001478
Chlorure d'éthyle	»	1,01552	»	1,00776	1,001174
Bromure d'éthyle	»	1,01546	»	1,00773	1,001228
Éther	»	1,00747	»	1,001537	1,001537

L'accord, on le voit, est aussi satisfaisant que possible, eu égard à l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales, sauf toutefois pour les vapeurs de chlorure et de bromure d'éthyle et pour la vapeur d'éther. Pour ces derniers corps, M. Klemenčič trouve des valeurs de $\sqrt{K}$ très supérieures à n, mais l'auteur ne décide pas si le désacord est dans la nature des choses, ou s'il doit être attribué en partie à une trace de conductivité que posséderaient ces vapeurs.

9. Les expériences de M. Lebedef (1) semblent trancher la question. Elles se rapportent aux vapeurs de corps en général moins volatils que les précédents, et elles ont été réalisées à la température d'ébullition de l'eau ou de l'alcool amylique. Voici les résultats :

Vapeurs.	Température.	K.
Benzine	100°	1,0027
Toluène	126	1,0043
Éther	100	1,0045
Alcool méthylique	100	1,0057
Formiate de méthyle	100	1,0065
Formiate d'éthyle	100	1,0083
Acétate de méthyle	100	1,0068
Propionate d'éthyle	120	1,0140?
Eau	170	1,001 ?

(1) P. Lebedef, *loc. cit.*

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Sauf pour la benzine, tous ces nombres sont très supérieurs au carré de l'indice. La loi de Maxwell ne se vérifie donc pas, en général, pour les vapeurs de corps peu éloignés de leur température d'ébullition.

Les liquides correspondant à ces vapeurs sont des diélectriques plus ou moins conducteurs. Les mesures de leur constante diélectrique, rendues indépendantes de leur conductivité par l'emploi des plus petites durées de charge (de l'ordre du millième au centmillième de seconde) qu'on puisse réaliser par des interrupteurs mécaniques, donnent des nombres considérés habituellement comme corrects, et très supérieurs au carré de l'indice du liquide. On peut donc conclure que, quand la loi de Maxwell ne se vérifie pas pour le liquide, elle ne se vérifie pas non plus pour la vapeur.

10. Peut-on tout au moins trouver une relation à laquelle obéissent à la fois les constantes diélectriques d'un même corps, considéré à l'état liquide et à l'état de vapeur? On ne peut guère espérer découvrir une relation de ce genre, si l'on ne se laisse guider par des considérations théoriques.

Faraday (1) a proposé de considérer les diélectriques comme formés de molécules sphériques conductrices qui ne se touchent pas. Mossotti (2), Clausius (3), ont déduit de cette hypothèse les formules que Poisson avait démontrées pour l'influence magnétique, à la faveur d'hypothèses d'ailleurs identiques. Si l'on désigne par h la fraction du volume total occupé par les sphères, fraction qui d'après la théorie doit demeurer assez petite, on a :

$$K = \frac{1 + 2h}{1 - h}. \tag{1}$$

Or la plus grande valeur que puisse avoir h quand les sphères se touchent est $\frac{\pi}{3\sqrt{2}}$, d'où il résulte que la valeur maximum de K ne peut atteindre 9, 56. La théorie de Mossotti-Clausius n'est donc certainement pas applicable aux corps à constante diélectrique

(1) Faraday, *Exp. Res.*, § 1679.
(2) F.-O. Mossotti, *Archives des Sciences phys. et nat.*, t. VI, p. 193; 1847.
(3) R. Clausius, *Mech. Wärmetheorie*, 2e partie.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

très élevée, comme l'eau ou l'alcool par exemple, considérés à l'état liquide.

De la formule (1) on tire

$$h = \frac{K-1}{K+2}.$$

Soit d la densité du corps à diverses températures ou sous divers états. Si l'on considère le diamètre des molécules comme invariable, leur distance seule étant susceptible de changer, la densité d est proportionnelle à h, et l'on a

$$\frac{h}{d} = \frac{K-1}{K+2}\frac{1}{d} = \text{const.} \tag{2}$$

Cette dernière formule a été établie indépendamment par M. A. Lorentz (1), d'une manière un peu plus générale, quoique à la faveur des mêmes hypothèses essentielles.

Si l'on suppose $K = n^2$, la formule (2) devient

$$\frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{d} = \text{const.} \tag{3}$$

Elle a été établie directement par L. Lorenz (2). Ce savant admet notamment que les molécules sont sphériques et que, dans leur intervalle, la lumière se propage suivant les mêmes lois que dans le vide. Elle a été vérifiée, par M. K. Prytz (3), sur d'assez nombreux exemples.

11. Sans discuter, pour le moment, la légitimité des hypothèses d'où on la déduit, on peut essayer, à titre purement empirique, l'application de la formule (2). Dans le cas des gaz, K est toujours très voisin de 1 et elle se réduit pratiquement à la formule plus simple

$$\frac{K-1}{d} = \text{const.}$$

vérifiée, entre certaines limites, par MM. Boltzmann et Klemenčic.

Essayons maintenant d'appliquer la même formule (2) à un corps considéré à l'état liquide et à l'état gazeux. C'est ce qu'ont

(1) A. Lorentz, *Wied. Ann.*, t. IX, p. 641; 1880.
(2) L. Lorenz, *Wied. Ann.*, t. XI, p. 70; 1880.
(3) K. Prytz, *Ibid.*, p. 104; 1880.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

fait notamment M. Lebedef pour les corps du Tableau précédent, M. Linde (1) et M. Hasenöhrl (2) pour deux gaz liquéfiés (acide carbonique, protoxyde d'azote). Pour ces derniers corps, la vérification est satisfaisante.

Elle l'est beaucoup moins pour les corps étudiés par M. Lebedef (3). Dans le Tableau suivant, extrait de son Mémoire, K′ désigne la constante diélectrique admise pour le liquide à la température t'; K et t se rapportent à la vapeur.

Substances.	t' (liq.).	K′ (liq.).	t.	K − 1 calc.	K − 1 observ.	Expérimentateur
Eau	14	83,7	170	0,0014	0,001?	Lebed.
Alcool méthylique	"	32,7	100	0,0034	0,0057	id.
Alcool éthylique	"	27	"	0,0051	0,0065	id.
Formiate de méthyle	"	9,0	"	0,0046	0,0069	id.
Formiate d'éthyle	"	9,1	"	0,0057	0,0083	id.
Acétate de méthyle	"	7,7	"	0,0053	0,0073	id.
Propionate d'éthyle	"	6,0	120	0,0066	0,0140?	id.
Éther	7	4,76	100	0,0054	0,0045	id.
	"	"	0	0,0074	0,0074	Klemen.
Sulfure de carbone	"	2,71	0	0,0029	0,0029	id.
Toluène	17	2,36	126	0,0031	0,0043	Lebed.
Benzine	"	2,34	100	0,0026	0,0027	id.

On peut dire que l'accord est rigoureux pour les corps pour lesquels $n^2 = K$ (benzine, par exemple).

Si l'on fait abstraction du propionate d'éthyle, pour lequel M. Lebedef considère ses propres déterminations comme incertaines, il est curieux de voir que la constante diélectrique K′ variant dans des limites aussi larges que 83 et 2,36, les valeurs de K − 1 calculées et observées demeurent tout au moins du même ordre de grandeur et, le plus souvent, ne diffèrent pas de plus de 30 à 40 pour 100.

La formule de M. A. Lorentz fournit donc tout au moins une indication utile.

---

(1) Linde, *Messung der Dielectricitätsconstante verflüssigter Gase, und die Mossotti Clausius'sche Formel* (*Wied. Ann.*, t. LVI, p. 546; 1895).

(2) Hasenöhrl, Communication du Laboratoire de Physique de Leyde, n° 51, p. 29; 1899.

(3) P. Lebedef, *loc. cit.*

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

12. Nous signalerons, pour terminer, une relation empirique curieuse, reconnue par M. R. Lang (1). Le quotient

$$\frac{K-1}{s},$$

où s désigne la somme des valences des atomes contenus dans la molécule (2 pour l'hydrogène, 8 pour l'acide carbonique, etc.), possède une valeur sensiblement constante, égale à 0,000123. Cette relation s'applique assez bien aux gaz étudiés par M. Boltzmann, mais pour d'autres, et notamment pour les vapeurs étudiées par M. Klemenčič, il devient nécessaire de multiplier $K-1$ par un facteur entier arbitraire (2, 3, 4, 6, ou 10), ce qui revient à dire que la formule perd alors toute valeur pratique.

13. Là se bornent nos connaissances actuelles sur le pouvoir inducteur spécifique des gaz et des vapeurs.

En résumé, la loi

$$\frac{K-1}{d} = \text{const.}$$

n'a été vérifiée, pour les gaz, qu'entre la pression atmosphérique et des pressions de l'ordre de quelques millimètres. Il est vraisemblable qu'elle demeure applicable aux pressions très basses qui règnent à l'intérieur des tubes de Crookes, mais on ne possède, à cet égard, qu'un renseignement très incomplet, dû à M. Moser (2). Ce savant établit que la constante diélectrique de l'air, à la pression de 1^{mm} et aux pressions très basses des tubes de Crookes, ne diffère pas, de $\frac{1}{150}$ de sa valeur, de la constante diélectrique du même gaz à la pression atmosphérique; c'est-à-dire que K demeure toujours extrêmement voisin de l'unité.

Aucune étude n'a été instituée en vue de savoir si la relation $\frac{K-1}{d} = \text{const.}$ est applicable à un même gaz à diverses températures, comme on l'a admis par simple analogie.

La relation de Maxwell $K = n^2$ n'a été établie expérimentalement que pour les gaz étudiés par M. Boltzmann. Elle ne paraît pas

---

(1) R. Lang, *Ueber eine Beziehung zwischen der Dielectricitätsconstante der Gase und ihrer chemischen Werthigkeit* (*Wied. Ann.*, t. LVI, p. 534; 1895).

(2) J. Moser, *Étude comparative du pouvoir diélectrique et de la conductibilité d'espaces a air raréfié* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CX, p. 635; 1890).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

applicable à la plupart des vapeurs, tout au moins dans les conditions ordinaires des expériences.

Aucun physicien n'a encore tenté d'appliquer les oscillations électriques de courte période à la mesure de la constante diélectrique des gaz et des vapeurs.

Pas plus que pour l'indice de réfraction, on ne sait jusqu'ici relier les valeurs de la constante diélectrique K à aucune autre propriété physique ou chimique des gaz, de façon à pouvoir calculer, *a priori,* cette constante.

14. En ce qui concerne la théorie des diélectriques, il paraît bien difficile de concilier l'hypothèse de Mossotti et de Clausius avec les idées qu'on se fait, de par ailleurs, sur la constitution des gaz. Laissant de côté l'hypothèse de molécules sphériques, il paraît impossible de regarder les gaz comme formés de molécules conductrices, au sens ordinaire du mot. La théorie cinétique des gaz, et si l'on ne veut parler de théorie, le fait purement expérimental de la diffusion des gaz, nous montrent les molécules gazeuses en mouvement, et cela même en dehors du champ électrique. La conductivité des molécules aurait donc pour effet, comme le voulait Coulomb, de produire une déperdition rapide de l'électricité, que l'on n'a jamais observée dans les gaz complètement exempts de poussières. Nous montrerons ultérieurement que cette absence de conductivité persiste à toute pression, tout au moins pour des valeurs du champ électrique inférieures à une certaine limite.

On pourrait, il est vrai, reculer la difficulté au delà des molécules, telles que les envisage la théorie cinétique, et même au delà des atomes chimiques, en attribuant à ceux-ci une structure complexe. Peut-être pourrait-on invoquer, en faveur de ce transport à l'atome chimique des propriétés et de la structure diélectriques, l'observation de M. Lang, d'après laquelle chaque valence apporte avec elle un accroissement fixe du pouvoir diélectrique, quelle que soit d'ailleurs la nature des valences auxquelles elle se trouve associée.

Un autre argument pourrait sans doute être tiré du mode de dissociation de la matière en éléments très petits, par rapport aux ions électrolytiques vulgaires, que semblent impliquer les pro-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

priétés le plus récemment étudiées des rayons cathodiques et la conductivité que ces rayons, comme les rayons de Röntgen et les rayons uraniques, communiquent effectivement à l'air.

15. Les difficultés que soulève l'hypothèse de la conductivité des derniers éléments du diélectrique paraissent écartées par la conception élastique de ce genre de corps, telle qu'elle a été formulée par Maxwell. Il faut noter cependant que Maxwell n'a pu imaginer de modèle mécanique illustrant sa conception, et qu'il en résulte pour cette théorie un certain vague dont elle bénéficie, ne serait-ce que par le fait qu'on ne saurait lui opposer des conditions numériques de possibilité, telles qu'en rencontre la théorie plus concrète de Poisson ou de Mossotti-Clausius.

L'indépendance des molécules gazeuses, les unes par rapport aux autres, ou leur état de mouvement, ne semblent pas constituer de difficultés insurmontables pour la théorie de Maxwell. L'éther, en effet, jouit au suprême degré de la propriété diélectrique, et les molécules matérielles n'interviennent sans doute, au moins au début, que pour modifier l'élasticité que l'on peut continuer d'attribuer à l'éther seul.

Nous aurons, d'ailleurs, l'occasion de revenir sur ce sujet dans la seconde Partie de ce travail.

B. — Limites du pouvoir diélectrique.

16. Pour caractériser pleinement un gaz comme diélectrique il ne saurait évidemment suffire d'avoir étudié son pouvoir inducteur spécifique. Il faut encore connaître les limites entre lesquelles ce pouvoir peut subsister.

Faraday (1) écrit déjà, en 1837 : « Tous les effets qui précèdent la décharge sont inductifs; et le degré de tension nécessaire pour que l'étincelle passe est, au point de vue où j'envisage l'induction, un point très important. C'est la limite de l'influence que le diélectrique exerce pour résister à la décharge. C'est donc une mesure du pouvoir conservateur du diélectrique, qui, à son tour, peut être considéré comme une mesure et une représentation des forces électriques en activité. »

(1) *Exper. Res.*, série XII, § 1342.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

On savait déjà que la charge conservée, dans l'air, par un conducteur isolé, est d'autant moindre que la pression est plus faible. Poisson et Biot en concluaient que la charge électrique d'un corps est maintenue à sa surface par la pression atmosphérique. Faraday (1) s'élève contre cette opinion et prouve que le pouvoir d'isolement est une propriété spécifique des gaz, c'est-à-dire qu'elle varie, d'un gaz à un autre, pour une même valeur de la pression.

17. Faraday (2) place, dans des gaz différents, deux couples de boules ou micromètres à étincelles. L'un des couples A est logé dans une cloche destinée à recevoir les différents gaz : ses boules sont, l'une par rapport à l'autre, dans une situation invariable. Le second couple B est placé à l'air libre et l'on fait varier la distance des boules jusqu'à ce que, les deux couples A et B étant en dérivation, l'étincelle éclate indifféremment en A ou en B. Plus le gaz de la cloche A est capable d'isoler une charge considérable, c'est-à-dire plus est grand le champ que peut supporter le gaz sans livrer passage à l'étincelle, plus les boules B doivent être écartées.

En vertu de circonstances accessoires dont Faraday signale déjà quelques-unes (3) (influence des poussières, électrisation irrégulière des parois de la cloche, effet d'étincelles antérieures), l'expérience n'est pas susceptible d'une très grande précision. Cependant elle est décisive pour ranger les gaz dans un ordre invariable.

Faraday cite deux groupes d'expériences dans lesquels les distances B variaient comme les nombres suivants :

Gaz.	1re série.	2e série.	K — 1.
Hydrogène	0,370	0,400	0,000264
Gaz d'éclairage	0,490	»	»
Oxygène	0,505	»	0,000592 (air)
Azote	0,616	»	
Acide carbonique	0,640	0,780	0,000965
Éthylène	0,750	0,965	0,001384
Acide chlorhydrique	1,105	»	»

(1) FARADAY, *Exper. Res.*, série XII, § 1377 et 1396.
(2) *Ibid.*, § 1381 à 1393.
(3) *Ibid.*, § 1391 et 1392.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Cet ordre n'est pas celui des densités, puisque l'azote s'intercale entre l'oxygène et l'acide carbonique, de même que l'éthylène entre ce dernier et l'acide chlorhydrique. Mais il y a lieu de remarquer que c'est l'ordre même des valeurs de K données par M. Boltzmann et M. Klemenčič (1). Il n'y a cependant aucune proportionnalité entre les nombres de Faraday et les valeurs correspondantes de K — 1.

18. Les physiciens qui, depuis Faraday, ont mesuré des distances explosives se sont préoccupés d'opérer dans des champs uniformes. Ils ont fait éclater l'étincelle, soit entre deux disques parallèles, soit entre un disque et une surface juste assez courbée pour que l'étincelle jaillisse toujours entre les mêmes points; et ils ont étudié la variation de la distance explosive : 1° avec la nature du gaz; 2° avec la pression; 3° avec la température; 4° avec la différence de potentiel, c'est-à-dire avec le champ.

Leurs travaux n'ont pas apporté toute la clarté désirable dans ce sujet difficile. Je citerai, à titre d'exemple, les nombres publiés par trois expérimentateurs qui paraissent mériter une égale confiance et dont les mesures sont récentes. Ce sont les valeurs, en unités électrostatiques C.G.S., des champs explosifs, pour l'hydrogène et pour l'acide carbonique, déterminés pour diverses valeurs de la distance explosive :

Longueur de l'étincelle en centim.	Hydrogène.			Acide carbonique.		
	Baille (2).	Liebig (3).	Paschen (4).	Baille.	Liebig.	Paschen.
0,1.....	0,49	0,873	0,639	1,67	1,20	1,05
0,2.....	0,49	0,757	0,578	1,24	1,16	0,988
0,3.....	0,50	0,753	0,560	0,94	1,07	0,962
0,4.....	0,50	0,704	0,553	0,76	1,03	0,930
0,5.....	0,50	0,670	0,548	»	0,994	0,910
0,6.....	»	»	»	»	0,974	0,940

Le champ minimum nécessaire pour permettre à une décharge

(1) Moyenne des valeurs données par MM. Boltzmann et Klemenčič.
(2) Baille, *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXV, p. 86; 1882.
(3) Liebig, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIV, p. 106; 1887.
(4) Paschen, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 69; 1889.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de traverser un gaz a été désigné par Maxwell (1) sous le nom de *electrical strength* (force électrique). Les nombres ci-dessus représentent précisément cette *electrical strength*. On s'attendrait à les trouver constants dans une même colonne verticale, ce qui n'a lieu que pour les seuls nombres de M. Baille relatifs à l'hydrogène, et ne se présente déjà plus pour l'acide carbonique. On est surtout surpris de constater des divergences aussi considérables entre des expérimentateurs aussi habiles.

M. J.-J. Thomson (2) se demande si une donnée numérique susceptible de varier sous tant d'influences connues ou inconnues peut, à l'avenir, conserver une valeur scientifique quelconque. Malgré l'autorité de Faraday et de Maxwell, il semble tout prêt à rejeter définitivement la notion de l'*electrical strength* comme non susceptible de définition physique précise.

19. Parmi les causes qui modifient la distance explosive, on peut signaler aujourd'hui les suivantes :

1° L'effet des poussières qui peuvent se trouver en suspension dans le gaz ou déposées sur les électrodes;

2° La modification permanente apportée à la surface des électrodes et la modification temporaire produite dans le gaz par le passage d'une première étincelle;

3° L'action de la lumière ultra-violette provenant d'aigrettes ou d'étincelles produites dans d'autres portions du même circuit ou dans des circuits voisins, si les électrodes ne sont protégées par des écrans convenables (3);

4° La nature même des électrodes et aussi les modifications en apparence les plus légères dans l'état superficiel d'une seule et même électrode.

Dans un sujet aussi complexe, les divergences entre les expérimentateurs sont imputables, non à des erreurs individuelles, mais à la négligence de quelqu'une des innombrables précautions

---

(1) MAXWELL, *Traité d'Électricité et de Magnétisme*, t. I, § 51.

(2) J.-J. THOMSON, *Recent Researches on Electricity and Magnetism*, Chap. II, § 46 à 48.

(3) SWYNGEDAUW, *Thèse de Doctorat de la Faculté des Sciences de Paris*; publiée par *l'Éclairage électrique*, 1897. *Voir* aussi *Rapports*, t. III, p. 17.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

reconnues depuis peu indispensables, ou dont la nécessité résultera de découvertes à venir.

20. Il est clair que beaucoup de causes perturbatrices disparaîtraient si l'on pouvait supprimer les électrodes. M. Moser (1), M. J.-J. Thomson (2) ont montré qu'un tube à gaz peut s'illuminer quand on le place dans un champ électrique variable; par exemple, au voisinage des pôles d'une bobine d'induction ou à l'intérieur d'une courte spirale traversée par la décharge d'une bouteille de Leyde. Ils ont prouvé que ces tubes sans électrodes se comportent bien comme s'ils étaient traversés par des courants; ainsi, un tube à gaz extérieur peut agir sur un second tube, intérieur au premier, à la manière d'un écran électrique. MM. Moser et J.-J. Thomson en ont conclu que les gaz raréfiés deviennent conducteurs à partir d'une pression suffisamment faible.

M. J.-J. Thomson a fondé sur cette propriété un procédé très élégant pour évaluer la conductivité électrique ainsi attribuée aux gaz. Il a trouvé que cette conductivité est du même ordre de grandeur que celle des dissolutions aqueuses d'acide sulfurique.

La conductivité d'un gaz ainsi évaluée commence à devenir sensible à partir d'une pression de quelques millimètres de mercure, croît jusqu'à un maximum, puis décroît indéfiniment et tend vers zéro.

21. Rappelons que, d'après les expériences de M. Moser (3), l'air compris entre les plateaux d'un condensateur chargé à une différence de potentiel médiocre ne cesse jamais de se comporter comme un diélectrique parfait, et que la constante diélectrique demeure très voisine de l'unité. Ajoutons que divers physiciens ont étudié la différence de potentiel minimum nécessaire pour produire des décharges aux très basses pressions, et qu'ils ont trouvé des valeurs toujours mesurables. Nous citerons notamment

---

(1) J. Moser, *Oscillations électriques dans des espaces à air raréfié sans électrodes. Démonstration de la non-conductibilité du vide.* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CX, p. 397; 1890.)

(2) J.-J. Thomson, *Recent Res. on Elec. and Magn.*, Chap. II, § 72 à 94; 1893.

(3) J. Moser, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CX, p. 635; 1890.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

les expériences de MM. Warren de la Rue et Hugo Müller (1) sur l'hydrogène, poussées jusqu'à la pression de $0^{mm},000055$, ainsi que des expériences de M. Peace, rapportées par M. J.-J. Thomson (2).

MM. Warren de la Rue et Hugo Müller faisaient usage d'une pile au chlorure d'argent de 11 000 éléments, et produisaient la décharge entre une tige cylindrique et un anneau distants de 29,75 pouces. Ils ont reconnu que la différence de potentiel explosive dans l'hydrogène passe par un minimum, pour une pression d'environ $0^{mm},642$; elle croît ensuite indéfiniment. A une pression de $0^{mm},00137$, elle est déjà plus forte qu'à la pression de $35^{mm},5$: la différence de potentiel produite par les 11 000 éléments est déjà insuffisante pour produire l'étincelle. Enfin, à la pression de $0^{mm},000055$, la décharge ne passe plus dans le tube, même en faisant usage d'une bobine d'induction qui donne dans l'air une étincelle de 1 pouce.

M. Peace, qui a exécuté des mesures absolues du champ minimum avec divers gaz et diverses distances explosives, reconnaît aussi l'existence d'un minimum de ce champ correspondant d'ailleurs à des pressions qui, pour un même gaz, varient avec la distance explosive.

22. Ainsi, un gaz raréfié serait à la fois aussi conducteur que l'eau acidulée, dans un tube sans électrodes, et aussi parfait diélectrique que l'air à la pression atmosphérique entre les armatures d'un condensateur, pourvu que, dans ce dernier cas, le champ n'atteigne pas une valeur par trop considérable.

M. J.-J. Thomson (3) a cherché à résoudre ce paradoxe en admettant que l'électricité éprouve une difficulté spéciale à passer de l'air à un métal, ou réciproquement, et il cite une expérience qui semble bien confirmer cette manière de voir. Elle consiste à placer dans un tube sans électrodes un diaphragme métallique au voisinage duquel le gaz, excité par l'induction, cesse d'être lumi-

---

(1) Warren de la Rue et Hugo Müller, *Experimental Researches with the chloride of silver battery*, Part III (*Phil. Trans.*, t. CLXXI, Part I; 1879).

(2) J.-J. Thomson, *Exp. Res. on Electr. and Magn.*, Chap. II, § 65; 1893.

(3) J.-J. Thomson, *loc. cit.*, § 81.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

neux. Deux masses luminescentes, entièrement séparées, apparaissent dans le tube, de part et d'autre du diaphragme, qu'elles semblent fuir.

23. Les expériences de M. J.-J. Thomson prouveraient absolument que les gaz raréfiés possèdent une conductivité véritable si l'on était assuré qu'une force électromotrice d'induction, même infiniment faible, est susceptible de provoquer un courant dans un tube sans électrodes. Or, M. J.-J. Thomson n'a fait usage que des forces électromotrices d'induction très élevées correspondant à la décharge de la bouteille de Leyde.

Pour s'éclairer sur ce sujet, il était donc indispensable de recourir à des expériences d'une tout autre espèce.

24. Si, entre les plateaux d'un condensateur, on interpose un conducteur quelconque, métallique ou électrolytique, la capacité du condensateur augmente. On peut tirer de là une méthode très sensible pour reconnaître si un corps est conducteur ou non : j'ai pu constater que la très faible conductivité de la plupart des diélectriques liquides peut être mise en évidence de cette manière.

Or j'ai reconnu :

1° Qu'à la condition d'employer des champs électriques assez faibles, un tube à gaz raréfié à une pression quelconque ne présente pas la moindre trace de conductibilité;

2° Qu'il y a, pour chaque pression, une valeur limite du champ telle que, pour des champs plus faibles, le gaz isole, que, pour des champs plus forts, il se comporte comme un conducteur;

3° Que, quand le gaz isole, il demeure obscur; qu'il s'illumine, quand il paraît conduire, aussi bien au moment de la charge qu'au moment de la décharge du condensateur. Pour distinguer la luminescence du gaz au voisinage du champ critique, il est nécessaire d'opérer dans une obscurité absolue et d'y accoutumer son œil.

Dans ces expériences, aucune étincelle ne jaillit entre les plateaux du condensateur, ni entre ceux-ci et le verre du tube. Le gaz n'est pas modifié au voisinage des plateaux et l'obstacle que

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'électricité pourrait rencontrer pour passer d'un métal à un gaz ou inversement n'est susceptible d'apporter aucun trouble (1).

Si l'on voulait conserver l'hypothèse de la conductivité du gaz, il faudrait maintenant imaginer que l'obstacle s'est transporté à la surface de séparation de l'air et du verre.

25. Ainsi, les gaz raréfiés ne peuvent perdre leur qualité de diélectriques par la *seule* variation de la pression ; mais ils livrent passage à l'électricité dès que le champ auquel ils se trouvent soumis dépasse une limite dont la valeur est fonction de la nature du gaz, de sa pression, et vraisemblement aussi de sa température.

J'ai proposé (2), pour désigner la valeur du champ limite, ou *champ critique,* le nom de *cohésion diélectrique,* assignant ainsi à cette expression un sens identique à celui que Maxwell attachait à l'*electrical strength*. Mais, comme toutes les mesures de cette dernière grandeur, exécutées jusqu'ici, pouvaient être considérées comme viciées par l'effet des électrodes, qui n'interviennent pas dans mes expériences, il m'a paru utile de conserver la désignation nouvelle pour éviter une confusion possible.

On réserverait le nom d'*electrical strength,* traduit en français par celui de *force électrique,* pour désigner le champ explosif minimum entre des électrodes ; la *cohésion diélectrique* serait le champ minimum pour lequel le gaz libre est susceptible de livrer passage à l'électricité.

26. Je n'ai pas l'intention de passer en revue tous les travaux, en nombre immense, qui ont été publiés sur les distances explosives et les questions connexes.

D'autre part, l'étude de la cohésion diélectrique est encore trop récente, et mes expériences à ce sujet sont trop peu avancées pour me permettre une discussion approfondie et définitive des questions si délicates qui s'y rattachent.

Je dirai seulement que l'allure générale des phénomènes est

---

(1) Bouty, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. CXXIX, p. 204 ; 1899. — *Journal de Physique,* 3e série, t. IX, p. 10.

(2) Bouty, *Sur la cohésion diélectrique des gaz* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. CXXIX, p. 204 ; 1899).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

bien celle que manifestaient déjà les mesures de la distance explosive. Ainsi, pour des valeurs élevées de la pression, la cohésion diélectrique est une fonction linéaire de la pression, conformément aux résultats de M. Baille (1) et de M. Wolf (2), par exemple. Quand la pression diminue suffisamment, la cohésion diélectrique passe par un minimum, ainsi que MM. Warren de la Rue et Hugo Müller (3) et M. Peace l'avaient signalé pour la force électrique (*electrical strength*).

Pour de très faibles pressions, je trouve que la cohésion diélectrique croît en raison inverse du carré de la pression. Elle se trouve donc représentée par une expression de la forme (4)

$$A + Bp + \frac{C}{p^2}.$$

Pour des pressions élevées, les gaz se placent, au point de vue de leur cohésion diélectrique, dans l'ordre même où Faraday les avait déjà classés pour leur pouvoir isolant à la pression atmosphérique. Mais il est remarquable que cet ordre se trouve renversé aux plus faibles pressions, car le coefficient C, dont l'effet domine alors, se montre d'autant plus grand que le coefficient B, qui règle l'ordre aux pressions élevées, devient lui-même plus petit.

27. On peut se demander si le mécanisme en vertu duquel l'électricité traverse les gaz, quand on dépasse le champ critique, est plus ou moins analogue au mécanisme de la conductivité électrique. Cette question sort des limites que nous nous sommes imposées, et d'ailleurs les éléments, pour la résoudre, nous font défaut.

Si l'on résout cette question par l'affirmative, on est conduit à admettre qu'un même gaz peut subsister, à une même température, sous deux états différents, suivant la valeur du champ élec-

---

(1) Baille, *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXIX, p. 181; 1883.

(2) Wolf, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 306; 1889.

(3) Warren de la Rue et Hugo Müller, *loc. cit.*

(4) Les expériences incomplètes relatées dans ma Note *Sur la cohésion diélectrique* m'avaient conduit d'abord à des conclusions sensiblement différentes, en ce qui concerne la forme de la fonction et la valeur des coefficients.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

trique auquel il est soumis ; l'un de ces états, stable dans les champs élevés, est caractérisé à la fois par la conductivité et par la luminescence qui accompagne le passage des charges électriques ; l'autre état, stable dans les champs les plus faibles, est caractérisé par la propriété diélectrique. Quand on soumet le gaz à des champs progressivement croissants, on provoque donc un changement d'état dont l'effet est de permettre le passage de l'électricité à travers le gaz.

D'après les lois ordinaires des changements d'état, la valeur critique du champ doit donc dépendre des deux autres variables indépendantes, à savoir la température et la pression. En ce qui concerne l'influence de ce dernier élément, je n'ai encore fait aucune expérience, mais on savait déjà que la température influe assez peu sur la distance explosive, tout au moins tant que l'on n'atteint pas la température du rouge. Au delà de cette température, les gaz paraissent conduire, et M. Blondlot n'a pu maintenir une différence de potentiel même de 0,0010 volt, entre deux disques de platine distants de 1^{mm}. Il est d'ailleurs difficile de dire quel rôle plus ou moins important, peut-être prépondérant, les électrodes jouent dans cette expérience.

28. Toujours dans la même hypothèse d'un changement d'état, on peut se demander si le faible écart que les expériences laissent souvent subsister entre les valeurs du champ critique, pour un même gaz à la même pression, ne serait pas l'équivalent de l'écart que présentent les températures de solidification observées sur un même corps, dans plusieurs expériences de surfusion successives.

Ce ne sont là, bien entendu, que des inductions dénuées de preuves, et qui tombent d'elles-mêmes si la conductivité des gaz n'est qu'apparente, ce que nous ne sommes, pour le moment, en mesure ni de confirmer, ni d'infirmer.

29. Dans l'hypothèse élastique de Maxwell, le passage de l'électricité à travers un gaz, pour des champs supérieurs au champ critique, est analogue au phénomène de la rupture d'un fil élastique soumis à des tractions progressivement croissantes.

L'élasticité électrique de l'éther est sans doute infiniment grande : l'éther est le diélectrique par excellence ou, si l'on veut,

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

le seul diélectrique véritable. Les molécules gazeuses rompent la continuité de l'éther; elles y créent autant de points faibles. On comprend donc que la cohésion diélectrique de l'éther perturbé par un certain nombre de molécules gazeuses doive d'abord diminuer rapidement, quand le nombre de ces molécules augmente, ainsi que l'expérience l'a révélé.

Cependant, quand le nombre des molécules, et par conséquent la pression, croît au delà d'une certaine limite, nous savons que la cohésion diélectrique se met à croître avec la pression. A ce moment, les molécules sont sans doute assez rapprochées pour qu'on n'ait plus le droit de négliger leurs actions réciproques. Ces actions semblent donc s'exercer dans un sens tel que la cohésion diélectrique de l'éther est de moins en moins diminuée, ou, si l'on veut, qu'une nouvelle cohésion diélectrique, propre au gaz, fait son apparition. Cette cohésion serait proportionnelle au nombre de molécules du gaz.

30. Si toutes ces questions étaient éclaircies, il resterait encore à fixer le rôle exact des électrodes.

On ne saurait contester que celles-ci ne jouent un rôle considérable dans le mécanisme de la décharge à travers les gaz raréfiés, puisque l'examen spectroscopique révèle, au moins dans certaines régions des tubes à gaz, les raies caractéristiques du métal dont les électrodes sont formées.

La seule question qui nous intéresse ici est de savoir si la présence des électrodes modifie, d'une façon appréciable, la valeur du champ critique. L'étude de la cohésion diélectrique est malheureusement trop peu avancée pour fournir beaucoup de renseignements à cet égard.

Il est certain que si le champ critique se trouve dépassé, le gaz livrera passage à de l'électricité. Celle-ci se portera à la surface des électrodes. Va-t-il en résulter une décharge proprement dite?

On peut concevoir que les premières quantités d'électricité qui passent produisent à la surface des électrodes une modification plus ou moins analogue à celles qui, dans l'électrolyse, déterminent la polarisation des électrodes. A cette sorte de polarisation correspondrait une diminution du champ : le gaz redeviendrait imperméable à l'électricité, et il ne pourrait s'établir de courant

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

durable, tout au moins tant que cette polarisation n'aurait pas atteint sa limite.

Dans cette hypothèse, la cohésion diélectrique doit être inférieure à la force électrique (*electrical strength*) mesurée entre des électrodes à la même température et à la même pression.

Toutefois, pour qu'une telle différence se manifestât avec certitude, dans les conditions ordinaires des expériences, il faudrait supposer que les forces électromotrices de polarisation de cette espèce atteignent des valeurs énormes, hors de toute proportion avec celles qui se produisent dans l'électrolyse des liquides.

Les premiers résultats que j'ai obtenus semblent être dans ce sens : les champs critiques que j'ai mesurés sont notablement inférieurs aux champs explosifs, observés par M. Baille et divers autres expérimentateurs.

31. Un contrôle précieux serait obtenu si l'on pouvait effectuer des mesures de la constante diélectrique dans l'intervalle supposé entre le champ critique et le champ explosif. La constante diélectrique devrait demeurer finie et prendre des valeurs croissantes avec le champ, toujours supérieures à la valeur normale mesurée dans des champs inférieurs au champ critique.

Il est à peine nécessaire d'indiquer que rien n'a été tenté dans cette voie.

Les développements qui précèdent suffisent à montrer combien nos connaissances actuelles sur les diélectriques gazeux sont peu avancées, et combien nous sommes loin de posséder les données nécessaires pour pénétrer le mécanisme des phénomènes qui s'y rapportent.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LA

DISSOCIATION ÉLECTROLYTIQUE

DES SOLUTIONS,

PAR SVANTE ARRHENIUS,

PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE STOCKHOLM, RECTEUR DE L'UNIVERSITÉ.

Traduit de l'allemand par Désiré Korda.

INTRODUCTION HISTORIQUE.

Lorsque Faraday (1833) exécuta ses recherches classiques sur la manière dont se comportent les électrolytes traversés par le courant électrique, il fit une observation bien inattendue. En effet, il constata que ce sont justement les sels, c'est-à-dire les substances maintenues, suivant l'avis des chimistes, par les forces les plus grandes, qui éprouvent l'effet le plus puissant de la part des forces électriques.

Parmi tous les corps, les sels sont ceux qui se décomposent le plus facilement par le passage de l'électricité. Il est remarquable que ce soient précisément les corps dont les molécules sont le plus intimement liées entre elles qui laissent passer le plus facilement l'électricité.

Clausius, qui examina plus tard (1857) le côté théorique de la conductibilité électrolytique, arriva à la conclusion que la plus

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

petite force électrique est suffisante pour faire passer l'électricité à travers une solution saline. Ce fait ne peut être expliqué autrement que par l'hypothèse que les deux ions d'un sel (NaCl, par exemple) ne sont réunis par aucune force. Comme cette hypothèse n'aurait eu aucune chance d'être acceptée par les chimistes, Clausius en émit une autre en admettant que c'est seulement une fraction infinitésimale du nombre des molécules du sel, quantité échappant aux moyens d'investigation des chimistes, qui présente cette constitution. Il appuya sa manière de voir par des considérations de mécanique moléculaire sur la nature de la chaleur, qui permettent de montrer que toutes les combinaisons chimiques peuvent exister, au moins en quantité infinitésimale. Il n'est pas étonnant que ce mode de démonstration n'ait pu nullement impressionner les chimistes.

D'autres recherches du plus haut intérêt sur la conductibilité des sels furent exécutées par Hittorf (1853-1859) qui émit des idées bien en avance sur son époque. Il détermina la vitesse de translation relative des ions et établit la loi importante énonçant que *les électrolytes sont des sels*. Ses travaux, lorsqu'ils ne passèrent pas inaperçus, provoquèrent les discussions les plus violentes de la part des physiciens de l'époque. Les recherches de Hittorf n'ont été véritablement appréciées à leur valeur qu'à la suite d'un travail de Kohlrausch (1877) sur la conductibilité d'un grand nombre de divers sels. C'est dans ce travail que Kohlrausch arrive à la conclusion, basée sur ses travaux, ainsi que sur ceux de Hittorf, que la conductibilité d'un électrolyte (sel, acide ou base) peut être calculée comme la somme de deux termes dont l'un caractérise l'anion et l'autre le kation. Ainsi, par exemple, la conductibilité du sel marin, NaCl, dont l'anion est Cl et dont le kation est Na, est égale à la somme de la conductibilité de Cl et de celle de Na. En un mot, la conductibilité électrique est une propriété additive. Malheureusement, cette loi ne put être vérifiée alors que pour des groupes limités de substances se ressemblant beaucoup au point de vue chimique. En effet, Kohlrausch dut, par exemple, attribuer une conductibilité beaucoup plus petite au Na dans les sels Na^2SO^4 et Na^2CO^3 que dans les sels NaCl, NaBr et NaI; pour ces trois derniers toutefois le même nombre peut être adopté.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Débuts de la théorie de la dissociation électrique.

En 1883, j'ai exécuté diverses recherches sur la conductibilité des électrolytes et, m'appuyant sur tous les résultats d'expériences antérieures, je suis arrivé à cette conclusion que, dans une solution saline, une partie seulement des molécules conduit l'électricité, tandis que les autres molécules ne sont pas conductrices. Les molécules conductrices sont considérées d'après Clausius comme dissociées en leurs ions. En diluant davantage une solution saline aqueuse, c'est-à-dire en y ajoutant de l'eau, on augmente le nombre des molécules conductrices au détriment des molécules non conductrices. Cette augmentation a lieu d'abord rapidement, ensuite plus lentement et d'une manière asymptotique par rapport à une certaine limite. Cette dernière n'est atteinte probablement qu'au moment où toutes les molécules sont devenues conductrices (dilution d'un degré infini). La règle de Kohlrausch ne s'applique qu'à cette dilution d'un degré infini, mais elle est valable pour tous les électrolytes et non seulement pour des groupes de sels de propriétés semblables. Si cependant la règle de Kohlrausch reste valable à l'intérieur d'un tel groupe, même pour des dilutions de degrés finis, cela résulte de ce que, pour une dilution du même degré, à l'intérieur de ce groupe, le nombre des molécules conductrices est indépendant de la nature du sel.

Une comparaison avec l'affinité des acides, étudiée par M. Berthelot, a démontré que la conductibilité d'un acide marche parallèlement à son affinité. Il s'ensuit que les molécules conductrices sont en même temps les plus actives au point de vue chimique. La vitesse de réaction dans les phénomènes chimiques, où des acides interviennent, est par conséquent proportionnelle à la conductibilité des acides. Infiniment dilués tous les acides doivent avoir la même action. Comme ce sont les ions des électrolytes qui agissent chimiquement, il est évident que, par exemple, tous les sels de fer qui contiennent le fer comme ion fournissent des réactions identiques. Par contre, des sels de fer, le ferrocyanure de potassium, par exemple, dans lesquels le fer ne joue pas le rôle d'un ion, ne donnent pas les réactions caractéristiques du fer. Si l'on mélange deux sels qui ne contiennent que des molécules conductrices (dis-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

sociées), on obtient, en général, d'autres sels composés de molécules conductrices seules (en solution très étendue).

En réalité, aucune transformation chimique n'a donc eu lieu. Par conséquent, on n'observe aucune production de chaleur non plus. Ce phénomène, qui a déjà été reconnu par Hess (1842), s'appelle la *thermoneutralité saline*. En mélangeant un acide composé de molécules conductrices seules (en solution très étendue) avec une base analogue, on obtient de l'eau qui ne conduit pas et un sel qui n'est composé que de molécules conductrices.

Comme les deux ions du sel (les molécules conductrices) se trouvaient précédemment dans l'acide et dans la base, toute la réaction chimique consiste en ce que les ions de l'eau, l'hydrogène (H) et l'hydroxyle (OH), se sont transformés en molécules aqueuses non conductrices (HOH). La marche de la réaction est, par conséquent, dans tous ces cas la même; le développement de chaleur doit donc être également le même, ce qui est en parfait accord avec l'expérience.

Objection principale des chimistes contre l'hypothèse de la dissociation électrolytique.

Comme on le voit par cet exposé, en 1883 la plupart des conclusions de la théorie de la dissociation électrolytique étaient déjà tirées. La raison pour laquelle le pas complet ne fut pas effectué et pour laquelle on a laissé ouverte la possibilité que dans une solution très étendue une fraction très faible seulement des molécules salines se trouve dissociée, fut la même que celle qui avait amené Clausius à une hypothèse analogue. En effet, l'opposition de la part des chimistes contre l'hypothèse d'une dissociation à peu près complète serait devenue beaucoup trop forte, si cette théorie n'avait pas été étayée par d'autres expériences.

Déjà, contre la théorie d'une dissociation faible, la résistance fut tellement violente qu'il devenait nécessaire d'éliminer l'objection la plus importante.

Les chimistes ont cette opinion solidement appuyée sur toutes leurs analyses, que les corps possèdent une composition constante conforme à leurs formules chimiques. Ainsi, par exemple, tous les échantillons de chlorure de sodium que l'on a soumis à

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'analyse contiennent exactement 35,6 parties de chlore contre 23 parties de sodium, comme la formule Na Cl l'indique. Cela est vrai aussi pour toutes les solutions de ce corps. Si maintenant une petite quantité de chlorure de sodium était dissociée en chlore et en sodium, on devrait pouvoir imaginer qu'une faible partie, soit du chlore soit du sodium, puisse être enlevée de la solution sans qu'une partie correspondante de l'autre composant la suive. Cela pourrait être réalisé, par exemple, au moyen de la diffusion ; car, en général, les différents corps, et par conséquent le sodium et le chlore, présentent une vitesse de diffusion différente. La raison pour laquelle ce phénomène n'a lieu que dans une mesure tellement faible qu'aucune analyse chimique ne puisse le mettre en évidence est la suivante :

Supposons que nous mettions une couche d'eau pure au-dessus d'une solution de chlorure de sodium et que le chlore, ainsi du reste que cela arrive dans la réalité, diffuse plus vite dans l'eau que le sodium. Conformément à la loi de Faraday, des quantités équivalentes de chlore et de sodium sont liées respectivement à des quantités égales d'électricités négative et positive, atteignant à 96500 coulombs pour $35^{g},6$ de chlore et pour 23^{g} de sodium. Comme l'eau contient, après une courte durée de diffusion, un peu plus de chlore, elle devient négative, et la couche de la solution qui reste au-dessous se charge de la même quantité d'électricité positive. Il en résulte des forces électriques qui, ainsi qu'il est facile de le démontrer, suffisent déjà pour retenir, pour un excès tellement faible qu'il est impossible de le mettre en évidence par voie d'analyse (soit pour une quantité d'environ 10^{-12} milligramme de chlore dans l'eau), le reste du chlore et pour amener, par contre, le sodium jusqu'à ce que les vitesses différentes de diffusion soient compensées. Les quantités passées dans la couche d'eau supérieure sont devenues les mêmes.

En raison des charges électriques des ions, il devient impossible de les séparer dans une mesure accessible à l'analyse. Cela est également vrai pour les autres méthodes de séparation, et non seulement pour la méthode par diffusion. Sous ce rapport, la dissociation électrolytique diffère de la dissociation ordinaire, cette dernière pouvant être mise en évidence précisément par des phénomènes de diffusion.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

En réalité, il est facile de constater la charge différente des deux liquides dans le cas qui nous occupe et de réaliser une vitesse de diffusion différente pour le chlore et le sodium, en enlevant les charges au moyen d'électrodes qui ne se polarisent pas. C'est précisément la voie qui a conduit M. Nernst à sa théorie des courants de concentration. Mais, en enlevant les charges au moyen d'électrodes ne se polarisant pas, on provoque d'autres réactions chimiques qui ont pour effet que les deux couches contiennent toujours des quantités équivalentes de chlore et de sodium, si on laisse de côté les quantités non accessibles à l'analyse, qui servent à la conservation des charges inégales (différence de potentiel) entre les deux couches. La présence de ces charges inégales doit, en elle-même, être considérée comme une preuve péremptoire d'un faible excès de chlore dans l'eau et de sodium dans la solution saline. C'est qu'en effet les mesures électriques faites dans cet ordre d'idées sont d'une sensibilité de plusieurs billions de fois (10^{13} fois) plus grande que les mesures chimiques.

La théorie de Van't Hoff pour les solutions.

La théorie de la dissociation électrolytique n'aurait jamais pu arriver à être admise, si Van't Hoff, se basant sur un grand nombre de résultats d'expériences dus à M. Raoult, n'avait pas publié à peu près en même temps (1886) sa célèbre théorie des solutions. Cette théorie indique que les corps en dissolution sont régis exactement par les mêmes lois que les gaz, si l'on remplace la pression de ces derniers par la pression osmotique des premiers corps. De plus, il a montré comment on peut calculer la pression osmotique, si l'on connaît la pression de vapeur, le point de congélation ou le point d'ébullition d'une solution. Précisément pour la détermination de ces trois valeurs, notamment en ce qui concerne le point de congélation, une grande quantité d'expériences de M. Raoult a pu servir à M. Van't Hoff, de telle sorte qu'il a pu étayer solidement sa théorie par l'expérience. Sa théorie était également d'accord, dans la plupart des cas, avec la pratique; cependant une classe très nombreuse et importante de corps a formé des exceptions tout à fait notables et très irrégulières.

Pour tout électricien, il était immédiatement manifeste que cette

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

classe de corps coïncide complètement avec les électrolytes qui conduisent le mieux. Et l'écart de la loi de Van't Hoff était tel qu'on ne put l'expliquer qu'en admettant une dissociation partielle de ces corps. En effet, tandis que par exemple le point de congélation d'une solution de 1 mol (1) d'alcool (46^{g}) dans 1^{lit} d'eau ou d'une autre solution normale d'un corps non conducteur se trouve à la température de $-1°,85$, celui d'une solution normale de chlorure de potassium, de chlorure de sodium, d'acide chlorhydrique ou de soude caustique est à environ $-3°,26$. La solution normale de chlorure de sodium se comporte comme si elle contenait 1,75 mol par litre. Cela peut être interprété évidemment de la façon suivante : les molécules de NaCl sont en partie (75 pour 100) dissociées en Na et Cl. Cette solution contient alors, en somme, 1,75 mol par litre, c'est-à-dire 0,25 mol de NaCl, 0,75 mol de Na et 0,75 mol de Cl.

Si l'on veut employer ce mode d'explication, il est nécessaire d'admettre une profonde dissociation des sels dans les solutions aqueuses. Que Van't Hoff n'ait pas employé cette échappatoire, cela s'explique par l'aversion naturelle du chimiste contre une telle hypothèse. Elle serait, du reste, inadmissible si les produits de dissociation Na et Cl, c'est-à-dire les ions, n'étaient pas pourvus de fortes charges de sens contraire empêchant la dissociation à la manière ordinaire, comme nous l'avons déjà dit plus haut.

Il y a là évidemment un moyen de mesurer le degré de dissociation. Un autre moyen de déterminer cette quantité est fourni par la mesure de la conductibilité électrique. En effet, en mesurant la conductibilité électrique d'une solution saline, on trouve qu'elle est à peu près proportionnelle à la teneur en sel. Il est donc naturel de diviser la conductibilité par la concentration de la solution exprimée en mol par litre. Le quotient s'appelle la *conductibilité moléculaire* de la solution en question.

---

(1) *Mol* ou *gramme-molécule* veut dire autant de grammes d'une substance que le chiffre représentant sa masse moléculaire l'indique. Par exemple, 1 mol d'eau H^2O d'une masse moléculaire de 18, veut dire 18^{g} d'eau. De même, 1 mol d'alcool éthylique C^2H^5OH, dont la masse moléculaire est de 46, correspond à 46^{g} d'alcool éthylique. Une solution normale est celle qui contient 1 mol par litre de solution. Une solution normale d'alcool éthylique contient, par conséquent, 46^{g} d'alcool éthylique par litre de solution. Une solution deux fois plus concentrée est 2-normale et ainsi de suite.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pour donner une idée de ces quantités, j'indique ci-dessous les conductibilités des diverses solutions de chlorure de potassium à 18°C., suivant les mesures de Kohlrausch. Dans la première colonne, on trouve le nombre de litres (v) dans lesquels 1 mol ($75^{g},5$) de KCl a été dissous; vient ensuite, dans la deuxième colonne, la conductibilité (λ_v) multipliée par 10^8, en prenant pour unité la conductibilité du mercure à 0°C. et à 760^{mm} de pression (unité de Siemens); et enfin on trouve, dans la troisième colonne, la conductibilité moléculaire (μ_v), le produit des deux quantités précédentes $\mu_v = v\lambda_v$.

v.	λ_v.	μ_v.	$\frac{\mu_v}{\mu_\infty}$.
1	918	918	0,746
2	479	958	0,779
5	202	1009	0,820
10	105	1047	0,851
20	54	1083	0,881
50	22,4	1123	0,913
100	11,5	1147	0,933
200	5,82	1165	0,947
500	2,37	1185	0,963
1000	1,19	1193	0,970
2000	0,60	1201	0,977
5000	0,241	1209	0,983
10000	0,121	1213	0,986
∞	0	1230	1,000

Comme on voit dans ce Tableau la conductibilité moléculaire (μ_v) va en augmentant au fur et à mesure que la concentration diminue, au début assez rapidement, ensuite de plus en plus lentement pour une même augmentation de v. On dirait que μ_v tend d'une manière asymptotique vers une valeur limite. Cette limite peut être déterminée par diverses méthodes, par exemple au moyen d'une représentation graphique. On trouve de cette façon, pour la valeur limite en question appelée *conductibilité moléculaire pour un degré de dilution infini,* le chiffre 1230.10^{-8} qui est inscrit à la fin de la colonne.

Admettons maintenant que nous ayons entre deux électrodes successivement des solutions de chlorure de potassium de différente concentration, et supposons que toutes les molécules de chlorure de potassium soient dissociées en leurs ions de chlore et

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de potassium. Si nous établissions alors une force électromotrice entre les deux électrodes, nous devrions obtenir un courant d'intensité proportionnelle au nombre des ions de chlore et de potassium, c'est-à-dire à la concentration des solutions. En effet chaque ion de potassium a, à égalité de température, la même part dans la convection de l'électricité. Tous les ions de potassium étant également chargés, sont mus par des forces égales et éprouvent la même résistance par frottement pendant leur mouvement de la part des molécules d'eau. Tous ont, par conséquent, la même vitesse et concourent dans la même mesure au transport de l'électricité. Cela arrive de même pour tous les ions de chlore entre eux. Donc, en admettant la même force électromotrice extérieure, le transport de l'électricité doit être proportionnel, à égalité de température, au nombre des ions de potassium ou, ce qui est la même chose, au nombre des ions de chlore. Donc, si une solution deux fois plus concentrée (par exemple $v = 1$) contenait deux fois plus d'ions de potassium qu'une solution de concentration simple ($v = 2$), sa conductibilité devrait être deux fois plus grande, c'est-à-dire μ_v devrait être le même pour les deux solutions. Or il n'en est rien, car μ_v est un peu plus petit pour la solution plus concentrée ($v = 1$). Par conséquent il ne doit pas y avoir deux fois plus d'ions de potassium dans la première solution que dans la deuxième.

La quantité μ_v va toujours en augmentant avec la dilution; la fraction dissociée en ions va donc aussi en augmentant. Pour une dilution infinie, μ_v atteint la valeur μ_∞ correspondant à la dissociation complète. Si toutes les molécules de chlorure de potassium étaient dissociées en leurs ions de chlore et de potassium, les différentes solutions devraient avoir la même valeur ($\mu_\infty = 1230.10^{-8}$) pour μ_v. Pour trouver ainsi le nombre des molécules dissociées, on n'a donc évidemment qu'à diviser μ_v par μ_∞.

De cette façon on obtient une nouvelle détermination du degré de dissociation. En comparant les valeurs du degré de dissociation obtenues par cette méthode électrique avec les valeurs déterminées par la méthode du point de congélation, j'ai trouvé en 1887 pour les solutions examinées jusque-là dans la plupart des cas une concordance remarquable. Dans quelques cas pourtant la concordance laissait à désirer. Ils furent soumis à une revision qui a donné partout des résultats favorables. Il y a bien certains écarts entre

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

les deux valeurs pour des concentrations élevées, mais non pour des concentrations faibles. Ces écarts sont sans doute en relation avec ceux que l'on rencontre quelquefois pour les lois des gaz par rapport aux sels et dont on parlera plus loin.

Le degré de dissociation ainsi calculé était remarquablement grand. Ainsi, par exemple, pour 1 mol de KCl dans 1 litre il vaut 0,75, c'est-à-dire que dans une solution normale de KCl (d'environ 8 pour 100) pas moins de 75 molécules sur 100 devraient être dissociées en leurs ions (K et Cl). Le degré de dissociation pour d'autres degrés de concentration des solutions de KCl est indiqué sur le Tableau précédent. Les autres sels, les acides forts et les bases, composés de deux ions monovalents, donnent à peu près les mêmes valeurs (en moyenne des valeurs un peu plus faibles). Ce sont en effet ceux qui sont les plus dissociés parmi les électrolytes. Mais même les sels les moins dissociés parmi les sels ordinaires comme le sulfate de magnésium ont encore 43 pour 100 de dissocié dans une solution de $\frac{1}{10}$ normale et même plus quand ils sont dilués davantage. Il ne doit donc plus être question d'un nombre tellement infinitésimal de molécules dissociées qu'il ne puisse pas être manifesté par des moyens chimiques. Donc si les expériences faites sur deux terrains aussi différents que la théorie de la chaleur et celle de l'électricité n'avaient pas conduit à des résultats tout semblables, on serait sans doute resté, malgré les objections insoutenables, aux anciennes idées. Pour la plupart ce fut pourtant ainsi et il fallut dix ans de travail intense pour le développement des nouvelles idées, jusqu'à ce que la résistance opposée par les idées classiques ait pu être vaincue.

Propriétés additives.

Pour étayer davantage la théorie de la dissociation électrolytique on a eu recours à un phénomène très général. Il se trouve, en effet, qu'une propriété quelconque d'une solution saline peut être représentée numériquement comme la somme de trois valeurs dont l'une concerne l'ion positif, la deuxième l'ion négatif et la troisième se rapporte au dissolvant. L'une ou l'autre, quelquefois même la troisième de ces valeurs, peuvent être nulles. Comme cas

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

le plus simple nous pouvons choisir celui où l'un des ions agit seul, tandis que l'autre, ainsi que le dissolvant, n'a aucune action. Tel est le cas pour la rotation du plan de polarisation par les divers sels de l'acide tartrique. Là l'ion de l'acide tartrique a un pouvoir rotatoire, par contre ni les ions positifs (K, Na, Li, NH^4 des ions organiques de l'ammonium), ni l'eau dissolvante n'en ont. En dilution infinie tous ces sels doivent être considérés comme complètement dissociés. Par conséquent, en combinant des quantités égales d'ions d'acide tartrique avec les divers ions positifs, autrement dit en dissolvant des quantités équivalentes des divers sels en volumes égaux, l'effet de tous ces sels, suffisamment dilués, sera le même, ce qui est confirmé d'une manière éclatante par l'expérience (loi de Oudemans). Par contre on ne réussit pas à faire entrer l'acide tartrique, qui est relativement peu dissocié, dans cette loi, car il est trop loin de la dissociation complète pour toutes les dilutions que l'on peut examiner pratiquement.

C'est un cas classique d'une propriété additive. La règle se maintient bien pour toutes les solutions où il s'agit des électrolytes fortement dissociés; par contre elle est en défaut pour celles des électrolytes faiblement dissociés, comme les acides et bases faibles.

Citons un autre cas, où deux des corps en dissolution sont actifs et le troisième ne l'est pas : c'est le cas de la conductibilité moléculaire des sels.

Les deux ions concourent au transport de l'électricité; par contre, l'eau n'y est en aucune manière sensible. Dans ces conditions et pour une dilution infinie, la conductibilité moléculaire d'un sel doit pouvoir être représentée comme la somme de deux nombres se rapportant l'un à l'ion positif et l'autre à l'ion négatif. Et tout en combinant un ion positif, comme par exemple le potassium, avec un ion négatif quelconque, on doit retrouver toujours le même nombre pour l'ion positif. Ce fait est également confirmé par l'expérience (modification de la loi de Kohlrausch). Dans ce cas, on peut déterminer la valeur absolue pour la propriété de l'un ou de l'autre ion au moyen des résultats de Hittorf sur le transport des ions, c'est-à-dire la proportion dans laquelle chaque ion participe à la propagation de l'électricité.

Un troisième cas, qui est en même temps le plus général, dans

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

lequel aussi bien les ions que le dissolvant sont actifs, peut être représenté par le poids spécifique des solutions. Si la solution contient, dans 1 litre, n molécules-grammes de l'ion sodium et de l'ion chlore, la masse spécifique (S) a la valeur suivante :

$$S = 1 + n\alpha + n\beta,$$

en prenant la masse spécifique de l'eau pure comme unité (à la température donnée). α et β sont des quantités qui caractérisent l'ion du sodium et l'ion du chlore. Ces deux quantités caractéristiques s'appellent, suivant Valson, des *modules*. Le module du sodium doit se retrouver pour tous les sels du sodium et celui du chlore pour tous les chlorures. C'est, du reste, ce qui arrive en réalité (loi de Valson).

Valson a formé des modules analogues pour la capillarité. Pour la compressibilité des solutions salines, Röntgen et Schneider ont également dressé des modules.

Dans le cas précité, n devrait être, en réalité, très petit, afin que les molécules puissent être considérées comme complètement dissociées. Mais l'expérience nous apprend, pour la masse spécifique, que n peut avoir des valeurs très considérables sans que cette propriété cesse d'être vérifiée de très près. Cela vient de ce que, dans ce cas, l'effet d'une molécule non dissociée est sensiblement égal à la somme des effets des deux ions dont elle peut être composée. C'est ce qui arrive également, quoique dans une mesure plus restreinte, pour la rotation du plan de polarisation. La plupart des propriétés mécaniques et thermiques rentrent dans cette catégorie. Par contre, ce n'est nullement exact dans d'autres cas, comme, par exemple, pour la conductibilité électrique moléculaire, puisque la conductibilité de la molécule non dissociée est nulle, par conséquent bien différente de celles des deux ions. Dans le premier cas, la connaissance des modules suffit pour calculer la propriété en question pour une solution saline quelconque, même concentrée. Dans le deuxième cas, il faut également tenir compte du degré de dissociation, si l'on veut obtenir une idée exacte de la propriété en question. Le premier groupe est, sous ce rapport, très simple au point de vue pratique, et, pour connaître d'une façon quantitative les propriétés des sels innom-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

brables, il suffit de déterminer les modules d'ions relativement peu nombreux.

De cette façon, le chapitre de la Physique qui traite des solutions salines a reçu une très grande clarté, qui lui faisait défaut auparavant.

Toutes les propriétés physiques qui ont été étudiées jusqu'ici se comportent, dans les solutions salines, d'une manière additive. En dehors de celles que nous avons déjà nommées, nous allons mentionner encore les suivantes :

Le frottement interne, la chaleur spécifique, le volume moléculaire, le frottement moléculaire lors de la diffusion, la couleur (absorption de la lumière), la rotation magnétique du plan de polarisation, la réfraction de la lumière, le magnétisme moléculaire et l'effet appelé *effet salin* lors des réactions catalytiques.

Comme, d'un autre côté, les solutions jouent le plus grand rôle parmi tous les corps dans la nature, leur connaissance précise est d'une importance capitale. Ce sont les solutions qui remplissent l'océan, les mers et les rivières, qui maintiennent le sol humide et amènent ainsi la nourriture aux plantes. Elles constituent, pour tout être vivant, la première condition de la vie sous la forme des humeurs physiologiques (humeur cellulaire, sang, etc.). Même la masse intérieure de la Terre existe sous forme de solution qui s'est décantée pour former la croûte solide et se décante encore (dans les volcans, par exemple).

Propriétés chimiques additives. — Une solution de chlorure de sodium doit présenter quatre sortes de réactions : celles qui concernent le dissolvant (l'eau), celles qui caractérisent les molécules non dissociées (NaCl), et enfin celles qui concernent séparément les deux ions, le sodium seul et le chlore seul. Le fait que les solutions aqueuses présentent toutes les réactions de l'eau n'offre aucun intérêt particulier. Les réactions des molécules non dissociées, comme le NaCl, semblent s'effectuer, en général, très lentement et ne possèdent pas, par conséquent, une grande importance pratique. Par contre, les ions réagissent excessivement vite, de telle sorte que certains chimistes émettent cette théorie qu'il n'y a pas d'autres réactions que celles-là. Dans ce cas, les réactions entre molécules non dissociées ne seraient qu'apparentes et se-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

raient dues à des ions en faible quantité, qui souvent ne peut même pas être mesurée, et qui y existeraient toujours. Cette opinion rencontre un appui dans le fait que des acides concentrés (non dissociés) ne peuvent pas chasser l'acide carbonique des carbonates, tandis que les mêmes acides, dès qu'on leur ajoute de l'eau, le font d'une manière tumulteuse. De même, on peut conserver de l'acide sulfurique concentré dans des vases en tôle d'acier, tandis que la tôle d'acier est très rapidement attaquée par de l'acide sulfurique dilué. De même, l'acide nitrique n'attaque le fer qu'après sa dilution dans l'eau.

Donc, comme la solution de chlorure de sodium présente les propriétés chimiques de l'ion sodium, ainsi que celles de l'ion chlore, elle doit posséder des réactions communes en partie avec toutes les solutions contenant des ions sodium et en partie avec les solutions contenant des ions chlore. Cela se réalise, en effet, et cette loi forme la base de toute la Chimie analytique. On dit que ces réactions, depuis des temps lointains, sont celles du sodium et celles du chlore, tandis qu'il faudrait dire plus exactement que ce sont les réactions de l'ion sodium et celles de l'ion chlore. Les corps qui, tout en contenant du chlore, ne contiennent pas des ions du chlore, ne présentent pas non plus les réactions caractéristiques de cet élément, comme on peut le constater facilement chez les chlorates et les chlorures organiques, acide acétique chloruré, etc. La loi des anciens chimistes : *Corpora non agunt nisi soluta* se modifie, suivant les nouvelles idées, de la façon suivante : *Il n'y a que les ions qui réagissent*.

Il existe une classe de réactions très curieuses dites *catalytiques,* où la présence d'un corps, qui n'est pas modifié par la réaction, accélère pourtant cette dernière d'une façon importante. Par exemple le sucre de canne se transforme, en présence d'acides, en dextrose et lévulose, en absorbant de l'eau. La réaction a, sans doute, lieu également dans de l'eau pure, mais si lentement que l'on ne peut pas la constater d'une manière sûre à la température ordinaire (20°). Comme tous les acides présentent cette propriété, il est à supposer que c'est l'ion de l'hydrogène, commun à tous les acides, qui exerce l'action dont il s'agit. Il doit être alors indifférent d'ajouter tel ou tel acide au sucre, pourvu que la quantité employée contienne la même quantité d'ions d'hydrogène. Cela

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

concorde complètement avec l'expérience, comme une étude approfondie l'a démontré.

Pour d'autres réactions catalytiques, où ce sont les acides et les bases qui constituent les corps actifs (plus exactement les ions H ou les ions OH), des conditions analogues subsistent.

Une classe de réactions d'une importance considérable pour la Biologie est celle des effets des poisons et des produits pharmaceutiques. Dans ces cas, les ions jouent également le rôle principal, comme les nombreuses recherches récentes effectuées sur ce terrain l'ont montré. Depuis longtemps, on sait que des quantités équivalentes des divers sels d'une base employée comme médicament, par exemple de la quinine ou de la morphine, agissent de la même manière. En effet, les sels dont il s'agit, en arrivant dans les liquides de l'estomac ou du sang, se présentent sous forme de solutions tellement diluées que l'on peut les considérer comme complètement dissociés. En absorbant des quantités équivalentes de sels de quinine, on introduit chaque fois la même quantités d'ions de quinine à l'intérieur du corps, indépendamment des autres ions négatifs (chlore ou ion de sulfate, etc.) qui les accompagnent, mais qui n'agissent pas physiologiquement.

Les conditions d'équilibre dans les solutions électrolytiques.

Comme les ions ont une existence indépendante dans les solutions, il est nécessaire que, pour eux et pour la partie non dissociée de l'électrolyte, les conditions d'équilibre exprimées par la loi Guldberg-Waage soient valables. C'est d'autant plus vrai que M. Van't Hoff a démontré que les lois des gaz s'appliquent aux corps en dissolution et que la loi de Guldberg-Waage peut être déduite des lois des gaz au moyen de la Thermodynamique, comme l'a indiqué le premier M. Horstmann.

Cette relation fut vérifiée, d'abord par M. Ostwald, et, à peu près en même temps (quoique la Note ne fut publiée qu'un peu plus tard), par M. Van't Hoff. Si nous avons, par exemple, de l'acide acétique (CH^3COOH) en dissolution, une partie des molécules (la fraction α) est dissociée en ses ions H et CH^3COO (ion acétique). La quantité dissociée (le degré de dissociation α) peut être calculée d'après la conductibilité comme le rapport $\mu_v : \mu_\infty$.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ici μ_∞ peut être déterminé au moyen de la loi de Kohlrausch et μ_v peut être mesuré directement. Supposons que nous ayons dissous un mol (60^g) d'acide acétique dans un volume v d'eau, dans ce cas $(1-\alpha)$ mol de CH^3COOH et α mol de H et de CH^3COO existent les uns à côté des autres. La loi de Guldberg-Waage exige maintenant que la concentration de la partie non dissociée de l'acide acétique soit dans un rapport constant avec le produit des deux concentrations des ions. Par conséquent, il faut que l'on ait

$$k\frac{1-\alpha}{v}=\left(\frac{\alpha}{v}\right)^2.$$

On peut voir d'après les mesures suivantes effectuées par M. Van't Hoff sur la conductibilité de l'acide acétique à 14°,1 C. combien cette relation est d'accord avec l'expérience. Dans ce cas, $k=178.10^{-7}$. On n'a pas une concordance aussi parfaite, à beaucoup près, quand il s'agit des gaz.

		100α	
v.	μ_v.	observé.	calculé.
0,994	1,27	0,402	0,42
2,02	1,94	0,614	0,60
15,9	5,26	1,66	1,67
18,9	5,63	1,78	1,78
1500	46,6	14,7	15,0
3010	64,8	20,5	20,2
7480	95,1	30,1	30,5
15000	129	40,8	40,1
∞	316	100	100

On a des relations semblables pour tous les acides et bases faibles. La valeur de k, appelée *constante de dissociation,* change d'un cas à l'autre. Elle varie également avec la température.

Cependant il arrive, sans qu'on ait pu le prévoir, que les acides et les bases fortement dissociés, ainsi que les sels, s'écartent beaucoup de cette loi. A la place de cette dernière, c'est une relation numérique due à M. Rudolphi ou une modification de cette relation indiquée par M. Van't Hoff qui fournit une grande approximation. Cette relation est la suivante

$$k\frac{1-\alpha}{v}=\left(\frac{\alpha}{v}\right)^{\frac{3}{2}}.$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Il est intéressant, au point de vue théorique, de retrouver la cause de cet écart. Nous y reviendrons.

De même que l'on peut calculer l'équilibre entre une sorte de molécule et ses ions, on peut déterminer l'équilibre entre un nombre quelconque de sortes de molécules et leurs ions. C'est le cas général de l'équilibre chimique dans les systèmes homogènes. De ces calculs il résulte que le degré de dissociation d'un acide faible s'abaisse beaucoup si l'on y ajoute un sel neutre (très dissocié) de cet acide. Ainsi, par exemple, le degré de dissociation de l'acide acétique diminue énormément, quand on ajoute à la solution une certaine quantité d'acétate de soude. Le degré de dissociation (la quantité d'ions H) peut être déterminé au moyen d'une réaction catalytique (par exemple l'inversion de sucre de canne); les expériences indiquent une concordance parfaite avec ce que l'on peut prévoir par les considérations théoriques.

Ce cas comprend également celui du partage d'une base entre deux acides mélangés. Les chimistes (Thomsen et Ostwald) ont déterminé le rapport suivant lequel une base (dans la plupart des cas de la soude) se partage entre deux acides, en ayant recours à divers moyens, entre autres au dégagement de chaleur lors du mélange de solutions salines avec des acides ou bien au changement de volume ou du coefficient de réfraction optique de pareils mélanges. La théorie conduit à la conclusion que ce rapport doit être le même que celui des degrés de dissociation des acides pour la dilution employée, ce qui concorde bien avec les expériences.

L'eau peut être également considérée comme un acide ou une base faible, étant un peu dissociée, quoique très faiblement, en ses ions H et OH. Le degré de dissociation est, suivant les mesures de Kohlrausch et Heydweiller, $6{,}3.10^{-10}$ pour 0°C., $14{,}3.10^{-10}$ pour 18°C., $26{,}5.10^{-10}$ pour 34°C. et enfin $44{,}7.10^{-10}$ pour 50°C. Par conséquent, un sel quelconque dissous dans l'eau doit être décomposé par l'eau (hydrolyse). L'hydrolyse de sels dérivant des acides et bases forts est insignifiante; pour d'autres sels elle est souvent importante et dans beaucoup de cas peut même être mesurée. On peut faire le calcul théorique et il est bien d'accord avec l'expérience.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Influence de la température sur la constante de dissociation. — Ainsi qu'il résulte des chiffres indiqués ci-dessus, le degré de dissociation de l'eau va en augmentant avec la température d'une façon très notable. Le cas n'est pas le même, au moins dans la même mesure, pour d'autres acides ou bases. Pour quelques-uns la dissociation diminue même quand la température augmente, ce qui étonne beaucoup de chimistes, car cela est relativement très rare pour une dissociation ordinaire. Il s'ensuit que l'eau devient, quand la température augmente, un acide (ou base) de plus en plus fort, c'est-à-dire que l'hydrolyse augmente beaucoup avec la température. C'est un fait du reste bien connu des chimistes.

Par le changement de l'état de dissociation de l'eau avec la température, on peut, au moyen d'une formule déduite par Van' t Hoff de la Thermodynamique, calculer la chaleur de dissociation de l'eau. On trouve de cette façon un chiffre qui concorde de très près avec la chaleur de neutralisation (13600^{cal} à 25° C.) observée directement par Thomsen, comme, du reste, cela doit être le cas, d'après ce qui a été dit plus haut.

Même pour d'autres électrolytes, par exemple l'acide acétique, on peut, de la même façon, calculer la chaleur de dissociation. Par conséquent, il est possible de calculer également la chaleur de neutralisation d'un acide faible qui doit être égale à celle d'un acide fort (à la chaleur correspondant à la formation de H^2O des ions H et OH), diminuée de la quantité de chaleur nécessaire à sa propre dissociation. Les chaleurs de neutralisation ainsi calculées concordent bien avec l'expérience.

Equilibres hétérogènes. — Il arrive souvent que l'un des corps ayant sa part dans les conditions d'équilibre est difficilement soluble. On se sert maintes fois de ce phénomène dans l'analyse chimique. C'est ainsi que l'on sépare le baryum d'une solution, sous forme de sulfate de baryum ($BaSO^4$). Dans cet exemple, ce ne peut être ni les ions de SO^4, ni les ions de Ba qui amènent la séparation, car, en définitive, ces ions se trouvent également dans des solutions salines, comme dans celles de $BaCl^2$ ou Na^2SO^4 en grandes quantités; la non-solubilité doit donc être due uniquement aux molécules non dissociées du $BaSO^4$.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Dès que le $BaSO^4$ s'est déposé, la loi de l'équilibre hétérogène devient valable, c'est-à-dire qu'une partie constante de ce sel doit se trouver dans la solution; autrement dit, la solution doit être saturée par rapport à $BaSO^4$. Ce $BaSO^4$ dissous se trouve (d'une façon à peu près analogue à ce qu'exige la loi des dissolutions de Van't Hoff) en équilibre avec ses ions Ba et SO^4. Appelons les concentrations C_1 pour le $BaSO^4$, C_2 pour l'ion Ba et C_3 pour l'ion SO^4; on a alors

$$C_2^n C_3^n = k C_1, \qquad \text{ou bien} \qquad C_2 C_3 = k_1,$$

où C_1 est une constante, ainsi que k, k_1 et n. Ce dernier est égal à $\frac{3}{4}$, dès que la loi de Van't Hoff s'applique. Ce produit des concentrations des deux ions Ba et SO^4 est constant. Par conséquent, si l'on veut éliminer les ions de Ba aussi complètement que possible, il faut ajouter en excès des ions de SO^4, par exemple sous forme d'acide sulfurique. Cette règle est connue depuis bien longtemps des chimistes. Le produit C_2C_3 s'appelle le *produit des ions*. La relation en question peut s'exprimer de la façon suivante : *Le produit des ions d'un sel difficilement soluble reste constant*. C'est une règle d'une importance fondamentale pour la Chimie analytique. On suppose dans ce cas que la solubilité de la partie non dissociée du sel difficilement soluble est indépendante des autres sels et corps ajoutés à la dissolution. D'après les nouvelles recherches, cela ne paraît pas être tout à fait exact, mais les écarts sont tellement faibles que la règle donnée ci-dessus peut fournir une vue d'ensemble utile et commode pour les résultats observés en Chimie analytique.

Influence de la pression sur la constante de dissociation. — De même que la température, la pression a une influence marquée sur l'équilibre entre les ions et la partie non dissociée d'un électrolyte. Cette influence peut être calculée au moyen de la Thermodynamique, d'après le changement de volume lors de la dissociation. De même que la chaleur de dissociation détermine la production de chaleur lors de la neutralisation, de même le changement de volume lors de la dissociation doit influencer celui qui caractérise la neutralisation. On peut donc calculer, au moyen de ce dernier, le changement du degré de dissociation que les

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

acides faibles éprouvent avec la variation de la pression. C'est ce qu'a fait M. Fanjung, qui a constaté un accord complet avec l'expérience.

Autres influences sur la constante de dissociation. — Lors d'une recherche concernant l'équilibre du mélange d'un acide faible avec le sel d'un acide fort, j'ai constaté que la constante de dissociation de l'acide faible augmente d'une manière sensible avec la quantité du sel ajouté. En l'examinant de plus près, j'ai trouvé que cette augmentation suit absolument la même loi que celle de la constante de dissociation avec la quantité du sel dissous, d'après la loi de l'effet des masses de M. Ostwald. L'écart que présentent les sels par rapport à la loi de l'effet des masses dépend donc probablement du fait que la faculté de dissociation de l'eau comme dissolvant augmente fortement dès que l'on ajoute de faibles quantités de sel à l'eau.

Sous ce rapport, Thomson et Nernst ont fait remarquer qu'un milieu doit faciliter d'autant plus la dissociation d'un corps qui s'y trouve dissous, que la constante diélectrique de ce milieu est plus élevée. De tous les corps examinés, c'est précisément l'eau dont la constante diélectrique est la plus grande. Par conséquent les électrolytes sont les plus dissociés dans les solutions aqueuses, moins dans les solutions alcooliques et presque pas dans des solutions de carbures d'hydrogène par exemple.

L'ammoniaque paraît agir, suivant les nouvelles recherches, avec presque autant de faculté de dissociation que l'eau. Or il a également une constante diélectrique élevée.

La constante diélectrique de l'eau diminue beaucoup, dès que la température augmente. On a voulu expliquer ainsi le fait que la dissociation de la plupart des corps dissous dans l'eau diminue, quand la température s'élève.

Cependant, il doit y avoir aussi d'autres raisons, car quelques électrolytes, notamment l'acide cyanhydrique, se dissocient très fortement quand la température augmente. La dissociation ordinaire croît en général avec la température, contrairement à la dissociation électrolytique. Pourtant on connaît des exceptions à cette règle.

Une particularité, qui offre une certaine analogie avec le cas

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

examiné ci-dessus, est à signaler. En effet, la dissociation d'une molécule d'électrolyte est, en général, accompagnée, non pas d'une augmentation de volume, comme dans les cas analogues de la dissociation ordinaire, mais bien d'une diminution de volume. Drude et Nernst ont expliqué ce phénomène de la façon suivante : En enfermant un liquide entre les deux armatures d'un condensateur de Franklin et en chargeant ces armatures d'électricités de signes contraires, le liquide éprouve une contraction. On appelle ce phénomène l'*électrostriction*. De même, l'eau doit être comprimée sous l'effet des charges contraires des ions. Cette électrostriction du liquide dissolvant, due aux ions qui se forment, doit être suffisamment grande pour compenser et même dépasser l'augmentation de volume due à la dissociation.

Diffusion.

Au moyen des résultats de mesures de Kohlrausch et de Hittorf il n'est pas difficile de calculer les forces nécessaires pour faire traverser aux ions le milieu dissolvant avec une certaine vitesse dans la direction du courant (ou bien aux ions négatifs dans le sens opposé au courant). Ces forces sont d'une grandeur inattendue et proportionnelles à la vitesse atteinte. Pour une vitesse de 1^{cm} par seconde et une température de 18° C., par exemple, elle est de 298.10^6 kilogrammes pour un mol de H ($= 1^g$). Pour un mol Na ($= 23^g$), elle est de 2180.10^6 kilogrammes, et pour un mol Cl ($= 35,5^g$), elle est de 1400.10^6 kilogrammes.

Pour faire traverser l'eau à 18°C. à un mol de NaCl (soit à un mol Na et à un mol Cl simultanément, comme c'est le cas lors de l'hydrodiffusion ordinaire), il faut une force de

$$(2180 + 1400)\, 10^6\, v \text{ kilogrammes},$$

où v est la vitesse de translation en centimètres par seconde. Comme, d'un autre côté, lors de la diffusion, ce sont les forces osmotiques dont on connaît, d'après les recherches de Van't Hoff, la nature et la valeur, qui constituent la force motrice, il est facile de calculer la vitesse de la diffusion. C'est ce qu'a fait M. Nernst,

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

et il a trouvé des valeurs qui concordent très bien avec l'expérience.

Courants de concentration.

En disposant au-dessus d'une solution de chlorure de sodium une couche de la même solution, mais plus diluée, la diffusion tend à égaliser la différence de concentration. Par conséquent, des ions de Cl et de Na se diffusent de la solution inférieure dans celle qui est au-dessus. Comme l'ion Cl est plus mobile, il passera au début un peu plus de Cl, donc le liquide supérieur se charge négativement et le liquide inférieur positivement. Il se produit alors une chute de potentiel dans le liquide, dirigée vers le haut, ce qui fait que des ions Na sont poussés vers le haut et que des ions Cl sont attirés vers le bas. Au bout de très peu de temps, un équilibre s'établit de telle sorte que, par le concours des forces osmotiques qui favorisent l'ascension du chlore par rapport à celle du sodium et des forces électriques qui agissent en sens contraire, ce sont des quantités égales d'ions de chlore et de sodium qui passent dans l'unité de temps par la surface de séparation des deux liquides. Au moyen de ces principes, M. Nernst a pu calculer l'intensité de la force électrique qui agit dans ce cas. Elle est proportionnelle au logarithme du rapport des concentrations des ions dans les couches inférieure et supérieure et se présente sous forme de différence de potentiel sur la surface de séparation des deux liquides. Cette différence de potentiel peut être mesurée par un électromètre et les résultats des mesures concordent parfaitement avec les valeurs calculées.

C'est ainsi que M. Nernst a réussi le premier à donner une idée sur le mécanisme de la production d'une force électromotrice. Dans la suite de leurs travaux, MM. Nernst et Planck ont pu calculer la force électromotrice à la surface de séparation de deux solutions aqueuses quelconques et les expériences ont confirmé l'exactitude de ces calculs.

Différence de potentiel entre métaux et liquides.

Une fois arrivé de cette façon à la représentation du mode de production d'une force électromotrice à la surface de contact de

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

deux électrolytes, M. Nernst a cherché à appliquer la même idée à l'établissement d'une différence de potentiel entre un métal et un liquide. Quand un corps solide, du sucre par exemple, se trouve dans un liquide, il se dissout dans le liquide dans une certaine mesure, jusqu'à ce qu'une solution saturée s'établisse. D'après les idées de Van't Hoff, cela correspond complètement à l'évaporation d'un corps solide (par exemple, du camphre, de la glace, de l'acide carbonique solide, etc.), où l'évaporation a lieu aussi longtemps qu'une certaine pression de la vapeur n'est pas atteinte. D'une manière analogue, on appelle la pression osmotique de la solution saturée *pression de dissolution du corps solide*.

Supposons maintenant que nous ayons un métal, par exemple du zinc, dans une solution d'un sel de zinc (sulfate de zinc). Le métal zinc tend à pénétrer dans la solution sous forme d'ions et émet quelques ions positifs, ce qui charge la solution saline positivement et le zinc négativement. Cela produit, comme dans le cas des deux solutions de sel marin inégalement concentrées, une force contre-électromotrice à la surface de séparation empêchant ainsi que plus de zinc puisse pénétrer dans la solution. En effet, la force électrique agit contre la force osmotique. Cela a lieu aussi longtemps que la pression osmotique des ions de zinc dans la solution est plus petite que la pression de dissolution du zinc, appelée aussi *pression de dissolution électrolytique* du zinc. La différence de potentiel entre le zinc et la solution normale du zinc est proportionnelle au logarithme du rapport de la pression de dissolution du zinc à la pression osmotique des ions de zinc dans la solution de sel de zinc.

Imaginons maintenant une plaque de cuivre entourée d'une solution normale d'un sel de cuivre. Le même raisonnement que dans le cas ci-dessus peut s'appliquer. Par conséquent, si nous réunissons d'une manière convenable les deux solutions et si nous mettons en contact les deux plaques métalliques au moyen d'un fil métallique, nous obtiendrons un élément Daniell mis en court-circuit. Le zinc peut maintenant donner suite à sa tendance de se dissoudre, pourvu qu'une quantité équivalente de cuivre se dépose en même temps; suivant la valeur de la pression de dissolution, c'est l'un ou l'autre des deux métaux qui se dissout. Elle est plus grande pour le zinc, par conséquent c'est le zinc qui se dissoudra.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Nous avons négligé ici les différences de potentiel entre les deux solutions et les deux métaux. En effet, elles sont tellement faibles qu'elles peuvent être négligées sans inconvénient par rapport à celles qui se manifestent à la surface de séparation des solutions et des métaux.

On a tiré des conclusions des phénomènes électrocapillaires au sujet de la valeur de la différence de potentiel entre un métal et le liquide qui le baigne. Les mesures les plus précises ont été faites pour le mercure. On peut donc construire des éléments galvaniques avec du mercure et un autre métal par l'interposition d'un liquide et déterminer la force électromotrice totale de cet élément. On obtient ainsi en même temps la différence de potentiel entre l'autre métal et le liquide qui l'entoure. Il est ensuite facile de calculer, au moyen des différences de potentiel ainsi obtenues, les pressions de dissolution électrolytiques des métaux. On obtient de cette façon des valeurs extraordinairement grandes ou petites, par exemple pour le magnésium 10^{44}, pour le zinc 10^{18}, pour le cuivre 10^{-19} atmosphères.

On a fait une application de cette loi à la détermination de la pression osmotique des ions dans les solutions où ils se trouvent en quantité très faible. Tel est le cas des sels doubles, comme le cyanure de potassium et d'argent $KAgC^2N^2$, dont les ions principaux sont K et AgC^2N^2. Une très faible partie des ions AgC^2N^2 est cependant dissociée en ions Ag et 2 CN. On peut alors déterminer d'une manière quantitative cette dissociation au moyen des forces électromotrices de combinaisons galvaniques dans lesquelles des solutions de tels sels sont employées.

Résumé.

Nous avons essayé de donner, dans ce qui précède, une vue d'ensemble sur l'état actuel de la théorie de la dissociation électrolytique. Au début, elle a provoqué de la part des chimistes une opposition très vive, car il était complètement contraire aux idées régnantes d'admettre des atomes libres, comme par exemple le sodium et le chlore, dans une solution de chlorure de sodium. Un grand nombre de chimistes de la vieille école ne peuvent pas encore aujourd'hui se réconcilier avec les nouvelles

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

idées, bien qu'ils ne puissent pas montrer qu'elles soient en contradiction avec l'expérience. La grande foule de questions chimiques importantes que cette théorie a pu résoudre de la manière la plus simple, la quantité de faits nouveaux qu'elle a permis de prévoir et de découvrir, le caractère de sciences exactes qu'elle a imprimé aux branches de la Science qu'elle a effleurées, lui ont pourtant conquis rapidement une autorité générale. Les services les plus importants qu'elle a rendus sont, en somme, les suivants :

Elle a fait triompher la théorie extrêmement importante de Van't Hoff sur les solutions, en écartant les nombreuses « exceptions » qui s'y étaient opposées; elle a fourni l'explication des propriétés additives particulières qui se présentent partout; elle a créé une base rationnelle à l'analyse chimique; elle a éclairé le mécanisme des réactions chimiques catalytiques; elle a permis le calcul quantitatif des conditions d'équilibre des électrolytes et des solutions, entre autres des phénomènes de neutralisation et de l'hydrolyse; elle a fourni enfin une représentation mécanique de la manière dont se produisent les forces électromotrices, qui faisait l'objet de discussions depuis l'époque de Volta et de Galvani. Par le fait que les solutions jouent un rôle dominant dans la nature organique et inorganique, elle a donné des explications importantes sur des questions difficiles de la Physiologie, de l'Hydrographie et de la Géologie, et tout indique que son application dans ces branches de la Science amènera encore d'immenses progrès.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

SUR

L'ÉLECTRICITÉ DE CONTACT,

PAR C. CHRISTIANSEN,

PROFESSEUR A L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE COPENHAGUE.

Traduit de l'allemand par C. Raveau.

L'histoire des Sciences naturelles n'offre rien qui puisse rivaliser d'intérêt avec le développement de la théorie de l'Électricité. Elle part de phénomènes qui, pour surprenants qu'ils puissent être, paraissent bien minces et peu féconds. Son étude conduit bientôt cependant à des résultats dont l'étrangeté surprend tout d'abord et dont apparaît ensuite l'importance profonde dans la Science et la vie pratique. Les débuts sont l'œuvre du hasard et le développement est saccadé. On se heurte brusquement à des difficultés inattendues; des problèmes fondamentaux attendent depuis un siècle une solution, tandis que, dans d'autres branches, des résultats importants et pratiques se présentent presque d'eux-mêmes.

Cela est surtout vrai de la découverte de l'électricité de contact par Volta. Partant des actions électrophysiologiques découvertes par Galvani, Volta arrive, par une admirable série d'expériences difficiles et ingénieuses, à la découverte de l'électricité de contact; l'étude des courants produits par la pile se montre extraordinairement riche en résultats nouveaux et intéressants, mais sans nous faire mieux comprendre l'origine du courant. Cent ans se sont écoulés depuis la découverte de Volta, l'électricité s'introduit de toutes parts dans notre vie, et cependant nous ne savons rien de plus que Volta sur la cause de l'électricité de contact.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Il en est des autres sources d'électricité comme de l'électricité de contact. Les plus importantes sont le frottement, la thermo-électricité et l'induction. Elles peuvent toutes produire des courants électriques, et ces courants sont certainement identiques sous tous les rapports, ils ont les mêmes propriétés, produisent les mêmes effets. On devrait s'attendre à trouver identiques les actions qui leur donnent naissance. Tel est peut-être le cas, mais nous ne nous en rendons aucun compte. Quelle ressemblance peut-on trouver, par exemple, entre le frottement et l'induction? Et pourtant nous ne pouvons nous empêcher de croire et d'espérer qu'une étude approfondie de ce qui se passe à l'intérieur des corps nous apportera le mot de toutes ces énigmes.

Venons à notre sujet; voici sous quels points de vue nous l'envisageons : Nous décrivons tout d'abord les méthodes expérimentales les plus importantes, qui ont servi à démontrer l'existence de l'électricité de contact et à la mesurer. Nous donnons ensuite un aperçu des résultats obtenus. Enfin, nous exposons les opinions relatives à l'origine de l'électricité de contact.

I. — Méthodes expérimentales.

1. Dans les *Annales de Chimie* [t. XL, an X (1801)], Volta lui-même décrit comment il décèle l'électricité de contact par l'emploi du condensateur; il emploie des lames de condensateur polies qui sont d'abord au contact et qu'on sépare ensuite, ou bien il fait usage de lames vernies; il détermine ainsi les circonstances essentielles, indique également le rôle des liquides, qui ont parfois une grande influence sur l'excitation; le tout avec une clarté et une rigueur vraiment classiques.

Toutefois la méthode de Volta, sous sa forme originale, n'est guère propre à des mesures exactes. Dans cette direction nous devons beaucoup, en particulier, à R. Kohlrausch et à H. Pellat.

R. Kohlrausch (1) a d'abord décrit un condensateur commode; l'une des armatures du condensateur est fixe, elle est munie d'un dispositif qui permet de la rendre parallèle à la seconde; celle-ci glisse sur une règle d'acier. On amène d'abord les lames au voisi-

(1) *Pogg. Ann.*, t. LXXXVIII, p. 464; 1853.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

nage immédiat l'une de l'autre et on les réunit métalliquement; lorsque ensuite on les éloigne, la tension croît jusqu'à un point qui dépend de la distance et des dimensions des lames; cet accroissement de tension, mesuré par un électromètre convenable, est proportionnel à la différence de potentiel. Pour comparer cette tension à celle d'un élément galvanique, on charge le condensateur au moyen de l'élément et l'on obtient alors à l'électromètre des déviations proportionnelles à la somme ou à la différence des tensions de l'élément et du condensateur.

M. H. Pellat (1) utilise une méthode de compensation qui permet de mesurer avec beaucoup de précision la différence de potentiel entre deux armatures de condensateurs, constituées par des métaux différents. L'une des armatures A est reliée à l'électromètre et à la terre, l'autre B est chargée par une source d'électricité de tension variable. On rompt la communication entre A et la terre, on éloigne B et l'on obtient une déviation à l'électromètre. Mais on peut donner à B une tension telle que l'électromètre ne soit pas dévié et la tension propre de l'électromètre est alors numériquement égale à celle de la source d'électricité.

Les méthodes de R. Kohlrausch et de H. Pellat ont été employées dans la plupart des recherches modernes sur ce sujet, parmi lesquelles nous citerons celles de Lord Kelvin et de ses élèves, Hankel, Ayrton et Perry.

2. Lord Kelvin (2) a indiqué une méthode très originale, qui a été employée avec avantage dans certains cas. Deux demi-anneaux de zinc et de cuivre sont soudés et constituent un anneau ouvert seulement par une fente. A un fil métallique long et fin est suspendue une aiguille d'aluminium, qui se trouve au-dessus de la fente séparant les deux demi-anneaux. On donne à l'aiguille une charge électrique convenable, et elle est déviée par la charge des demi-anneaux. Bien que cette méthode se prête mal à des expériences précises, elle a donné de bons résultats entre les mains de J. Brown pour la mise en évidence de l'influence qu'exercent les gaz ambiants sur la différence de potentiel des métaux.

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXIV, p. 1; 1881.
(2) *Reprint of Papers on Electrostatics and Magnetism*, p. 317; 1872.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Très voisin est le procédé employé par Hallwachs (¹). Si V est le potentiel de l'aiguille d'un électromètre à quadrants, V_1 et V_2 les potentiels des paires de quadrants, le moment du couple qui agit sur l'aiguille est proportionnel à

$$(V_1 - V_2)\left[V - \frac{1}{2}(V_1 + V_2)\right].$$

Désignons par D cette grandeur. Si nous relions à la terre l'une des paires de quadrants et l'autre à l'aiguille, en la portant au potentiel P, nous aurons, si p est la différence de potentiel au contact entre l'aiguille et les quadrants,

$$V_1 = P, \qquad V_2 = o, \qquad V = P + p,$$

et D prendra la valeur

$$D_1 = P\left(\frac{P}{2} + p\right).$$

Portons l'aiguille et les quadrants à la tension — P, alors

$$D = D_2, \qquad D_2 = P\left(\frac{P}{2} - p\right);$$

par suite,

$$\frac{D_1 - D_2}{D_1 + D_2} = \frac{2p}{P}.$$

Connaissant les déviations D_1 et D_2 et la tension P, on peut calculer la différence de potentiel p. Une autre méthode a été proposée par C. Christiansen (²) : Une double lame zinc-cuivre est suspendue entre deux grandes plaques de métal, normalement à leur plan. Si les grandes plaques sont au même potentiel, la double lame s'arrête dans sa position d'équilibre. Si l'on porte les grandes plaques aux potentiels + P et — P, la double lame tourne d'un angle proportionnel à la différence de potentiel de contact entre le zinc et le cuivre.

3. Dans la méthode d'écoulement instituée par Lord Kelvin, un liquide s'écoule d'un entonnoir en une veine mince, qui se

(¹) *Wied. Ann.*, t. XXIX, p. 1; 1886.
(²) *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 726; 1893.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

résout en gouttes. La veine est entourée d'un tube. On mesure la différence de potentiel V entre le liquide et le tube. V mesure ici la somme des diverses différences de potentiel au contact qui s'introduisent. Bichat et Blondlot ont les premiers étudié la sûreté de cette méthode; plus tard elle a été employée, en particulier, par Gouré de Villemontée, Exner et Tuma, et C. Christiansen.

II. — Résultats expérimentaux.

Dans les grands traits, Volta a mis en évidence toutes les propriétés importantes du contact des différents conducteurs. Il les divise, comme l'on sait, en deux classes que nous pouvons désigner par les noms de *métaux* et d'*électrolytes*. A la première classe doivent être adjoints un grand nombre de corps non métalliques, par exemple plusieurs oxydes riches en oxygène et des sulfures. Les corps de la première classe appartiennent à ce qu'on appelle la *série des tensions*. Il n'en est plus de même pour les corps de la seconde classe; en général, ils font disparaître la différence de potentiel entre les métaux; toutefois, Volta savait déjà que les électrolytes peuvent aussi produire une différence de potentiel. Il s'exprime sur ce sujet en ces termes (1) : « Mais le fluide électrique ne reçoit-il aucune impulsion du contact immédiat d'un métal avec un conducteur humide? J'ai prouvé l'affirmative par beaucoup d'autres expériences rapportées dans les lettres dont j'ai déjà parlé. Cependant cette impulsion est si faible, lorsqu'on n'emploie que l'eau pure ou salée, qu'on ne peut la mettre en parallèle avec celle qui provient de la communication de métaux différents, tels que le zinc, l'argent ou le cuivre, à l'exception de quelques acides concentrés, de quelques liqueurs alcalines, des sulfures alcalins, etc., qui impriment, par leur contact avec divers métaux, une impulsion très sensible. »

Passons maintenant à l'examen de quelques recherches expérimentales importantes :

1. Considérons d'abord la différence de potentiel au contact entre les métaux dans l'air atmosphérique et dans divers gaz. On a beaucoup travaillé ce sujet, sans arriver à de nombreux résul-

(1) *Annales de Chimie*, t. XL, p. 239; 1801.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

tats, peut-être même pas à un seul résultat définitif. Si nous comparons les mesures de Kohlrausch, de Hankel, de Pellat, d'Ayrton et Perry, nous trouvons, il est vrai, que les métaux se rangent presque toujours dans le même ordre, mais les valeurs numériques diffèrent sensiblement. Il n'y a pas à s'en étonner. Nous ne connaissons pas de métaux absolument purs et nous avons de bonnes raisons d'admettre que des impuretés minimes peuvent influer beaucoup sur la place des métaux dans la série électrique. Il faut ajouter l'effet de l'état physique, écrouissage, poli... et, avant tout, l'influence de l'air atmosphérique qui, vraisemblablement, agit aussi bien par l'oxygène que par la vapeur d'eau et l'acide carbonique. Enfin, il faut tenir compte du temps pendant lequel ces agents ont pu exercer leur influence.

Les recherches les plus anciennes sur l'influence de l'air ont été exécutées par Pfaff (1). Le résultat fut qu'on ne pouvait mettre en évidence aucune influence de la nature et de la pression du gaz. H. Pellat (2) a étudié avec soin cette question; il trouve que la différence de potentiel au contact entre le zinc et le cuivre augmente de 0,2 volt environ quand on raréfie l'air jusqu'à une pression de 40^{mm} de mercure. Bottomley (3) a été encore plus loin : il trouve que la différence de potentiel est la même sous une pression de $\frac{1}{523}$ de millimètre de mercure qu'à la pression ordinaire.

En regard de ce défaut de sensibilité à la pression est une découverte extrêmement curieuse et très importante par ses conséquences, due à Pellat (4). Il a constaté que deux lames métalliques qui sont restées pendant quelque temps très voisines l'une de l'autre changent de place dans la série électrique. Il a trouvé, par exemple, dans une expérience, une différence de potentiel de 0,140 volt entre une lame de cuivre et une lame d'or; lorsque la lame de cuivre a été exposée pendant quelque temps à l'influence d'une lame de plomb, la même différence monte à 0,180 volt. Au bout de quelque temps, la lame de cuivre revient à son état primitif.

Les métaux qui, comme le platine et le palladium, absorbent

(1) *Ann. de Chimie,* t. XLI, p. 236; 1829.
(2) *Ann. de Chimie et de Physique,* 5e série, t. XXIV, p. 1; 1881.
(3) *British Ass. Report,* 1885.
(4) *Journal de Physique,* 2e série, t. I, p. 416; 1882.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

des gaz, changent de place dans la série. Schultze Berge (1) a fait, sur ce sujet, des expériences par la méthode du condensateur. L'ozone rend plus négatifs l'or et le platine, aussi bien que le laiton. L'hydrogène rend le platine fortement positif. Au contraire, le chlore le rend négatif. La différence de potentiel entre deux lames de platine, dont l'une est recouverte d'hydrogène, atteignait environ 0,2 volt.

Sur le conseil de Lord Kelvin, J. Erskine Murray (2) a exécuté des recherches très intéressantes à divers points de vue, qui se rattachent étroitement aux travaux de Pellat. Il montre, par des expériences frappantes, l'influence énorme qu'exerce le travail des surfaces métalliques sur la différence de potentiel. Pour le zinc, la variation atteint 0,3 volt, après un polissage au tripoli ou à l'acier. Un lavage à l'alcool, suivi de séchage dans l'air, élevait le potentiel de 0,33 volt.

Dans d'autres expériences, très intéressantes aussi, le métal était recouvert d'un isolant. On employait surtout la paraffine et le verre; les expériences étaient conduites de telle façon que toute influence des gaz de l'air paraît avoir été exclue. Ces expériences ont cependant donné presque les mêmes valeurs que celles où les surfaces étaient métalliques.

Dans les recherches qui précèdent, on partait de l'idée que la différence de potentiel a son siège au contact des métaux. Nous nous bornerons à citer quelques recherches dont l'idée directrice était que la différence de potentiel prend naissance au contact du métal et du gaz ou d'une couche de liquide, d'oxyde, etc. Cette conception *chimique* a été jadis soutenue par de la Rive et un grand nombre de savants, au nombre desquels il faut compter Faraday. Plus tard, elle a été rejetée par Lord Kelvin.

J. Brown (3) a, dans plusieurs cas, observé un renversement de l'ordre des métaux dans la série des tensions. Sa méthode dérivait de la méthode de l'anneau de Lord Kelvin. Dans l'air, le fer est positif vis-à-vis du cuivre, dans le sulfure de carbone il est négatif. De même, l'ordre du nickel et du cuivre se renverse, quand on les place dans une atmosphère d'acide chlorhydrique.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. XII, p. 290; 1881.
(2) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLVI, p. 228; 1898.
(3) *Phil. Mag.*, 5e série, t. VI, p. 142; 1878.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Parmi les savants qui se rangent à la même opinion, citons particulièrement F. Exner (1) et Oliver Lodge (2). Ce dernier a, dans un exposé étendu, précisé très nettement les conceptions opposées relatives au siège de la force électromotrice.

Les expériences de C. Christiansen (3) mettent aussi en évidence l'influence considérable de l'état des surfaces. Il employait des électrodes à gouttes ou plus exactement des électrodes à veine de mercure pur ou d'amalgame. Pour une veine d'amalgame, il trouve que le potentiel dépend du temps pendant lequel les parties superficielles de la veine sont en contact avec l'air. Il montre que la différence de potentiel entre l'amalgame de zinc et le charbon s'élève de 0,2 à 0,74 quand ce temps croît de 0,002 à 0,02 sec. Dans une autre série d'expériences, il mesure la différence de potentiel entre le mercure et le charbon dans l'oxygène et l'hydrogène et trouve les valeurs 0,15 et 0,18 volt; l'amalgame de zinc substitué au mercure donne, au contraire, les valeurs 0,21 et 1,01 volt. Ici la présence de l'oxygène a augmenté de 0,80 volt la différence de potentiel. Enfin, en produisant une veine de mercure pur et huit veines longues d'amalgame de zinc, il mesure directement leur différence de potentiel et trouve, dans l'oxygène légèrement humide, 0,89 volt; dans l'oxygène parfaitement desséché, — 0,60 volt. Nous avons ici une différence allant jusqu'à 1,5 volt causée par le gaz ambiant.

Nous arrivons maintenant aux expériences toutes récentes et de grande portée de Spiers (4). Il emploie la méthode de Pellat; les lames, fer et platine, sont placées dans un tube à combustion. Dans l'air atmosphérique, la différence est de 0,50 volt; si l'on chauffe à 800° C. dans l'hydrogène et qu'on refroidisse on trouve une différence de potentiel qui est d'abord de 0,18 volt, et qui, au bout de trois jours, a passé à — 0,60 volt.

Il est ainsi établi que les actions chimiques des gaz provoquent, dans la grandeur des différences de potentiel, des variations qui sont numériquement supérieures à la différence que l'on appelle

---

(1) *Wied. Ann.*, t. IX, p. 591; 1880.
(2) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XIX, p. 153; 1885.
(3) *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 644; t. LVII, p. 682; t. LXII, p. 545; t. LXIX, p. 661; 1895-99.
(4) *Phil. Mag.*, t. XLIX, p. 70; 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

vraie. Il n'est donc pas nécessaire d'admettre l'existence d'une différence de potentiel au contact entre les divers métaux. Il faut noter en outre que la mesure réelle de cette différence est impossible. Au moyen de l'électromètre, nous pouvons mesurer les différences de potentiel entre deux masses du même métal, par exemple deux sphères de cuivre; par contre, l'électromètre nous laisse dans une incertitude complète quand il s'agit, par exemple, de la différence de potentiel entre le zinc et le cuivre. Toutes les mesures de potentiels de contact ne nous donnent, comme l'a observé J. Brown, que les valeurs de la force électromotrice de l'élément galvanique : zinc, air, cuivre, ou de tout autre couple analogue que l'on pourra former. Les différences de potentiel séparées ne peuvent être déterminées expérimentalement.

Il serait, pour cela, nécessaire de définir la différence de potentiel. Une définition physique véritable d'une grandeur ne la décrit pas seulement par des mots; elle donne encore une indication pour la détermination expérimentale de sa valeur. Possédons-nous une telle définition de la différence de potentiel? D'après les hypothèses ordinaires de la théorie de l'électricité, un courant d'intensité i, qui passe entre un point de potentiel V_1 et un point de potentiel V_2, met en jeu une quantité d'énergie $E = i(V_1 - V_2)$. En mesurant E et i, nous pourrons trouver $V_1 - V_2$. C'est un fait bien connu qu'en partant de cette définition on arrive à des valeurs extrêmement faibles de la différence de potentiel entre le zinc et le cuivre, par exemple. Aussi les partisans de la théorie de Volta ont-ils contesté la validité de la définition précédente, de sorte qu'il est devenu impossible de trancher la question.

2. *Différence de potentiel entre métaux et liquides*. — Cette différence devrait, selon Volta, être en général très petite, sans être toutefois négligeable, pour les alcalis et les acides forts. Elle a été mesurée par Kohlrausch, Hankel, Gerland, Clifton, Ayrton et Perry, etc. Les résultats obtenus sont très variables et en partie contradictoires. Tous les observateurs nommés ont employé la méthode du condensateur, avec de nombreuses variantes.

Gouré de Villemontée (1) a discuté avec détails la précision de cette méthode; il trouve que, dans le cas présent, elle ne peut

(1) *Thèse de Doctorat*, n° 635; 1888.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

guère fournir de résultats sûrs. Tout d'abord, l'armature métallique se couvre d'une couche d'humidité; de plus, la différence de potentiel entre un liquide et un fil que l'on y plonge est variable; enfin il est difficile, dans ces conditions, de maintenir l'isolement nécessaire.

Gouré de Villemontée préfère les électrodes à écoulement, qui lui fournissent des résultats acceptables. Nous noterons particulièrement celui-ci :

La différence de potentiel entre un métal et ses sels dépend du titre de la dissolution; pour le sulfate de zinc, elle est à peu près constante quand la solution est très concentrée. La différence de potentiel entre le cuivre et le sulfate de cuivre atteint un minimum de 0,253 volt, quand 100^g de sel anhydre sont dissous dans 1000^g d'eau. On a mis aussi en évidence l'influence de la nature du gaz ambiant.

Des recherches étendues sur la différence de potentiel entre métaux et liquides ont été exécutées par F. Exner et J. Tuma (¹). Une électrode A, constituée par une veine de mercure, était reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre. A se trouvait à l'intérieur d'un tube de papier à filtrer qui était relié à un réservoir par un fil mouillé. Dans ce réservoir se trouvait un liquide B dont on avait imbibé le tube et le fil. Dans le liquide B plongeait une tige de métal A, qui était reliée à l'autre paire de quadrants de l'électromètre. L'électromètre mesure alors, dans le cas où le liquide est de l'eau et le métal du zinc, la force électromotrice

$$E = Zn \mid Q_2 + H^2O \mid Zn + Q_1 \mid Hg = Zn \mid Hg + H^2O \mid Zn,$$

en faisant abstraction des différences de potentiel à la surface de l'eau et du mercure. En remplaçant, dans ces expériences, l'eau par des solutions salines, on trouve que les différences de potentiel sont presque indépendantes de la nature de la base.

Les auteurs ont déterminé de la même façon la différence de potentiel métal-mercure, c'est-à-dire la quantité

$$E' = Zn \mid Hg,$$

et ont trouvé des valeurs qui ne diffèrent que très peu de la quan-

(¹) *Wiener Akad. Ber.*, t. XCVII, p. 917; 1888.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

tité désignée ci-dessus par E. Si l'on se place au point de vue de la stricte théorie du contact, on doit en conclure que

$$H^2O \mid Zn = o.$$

Au contraire, les auteurs pensent que, dans les dernières expériences, la surface du zinc se recouvre d'humidité, ce qui égalise les valeurs de E et de E'.

M. Pellat (1) mesure d'abord la différence de potentiel $A = Zn \mid Cu$ à la façon ordinaire. Il introduit ensuite entre les lames métalliques une goutte d'alcool (Al) et mesure la quantité

$$A' = Zn \mid Cu + Al \mid Zn + Cu \mid Al.$$

Quand les deux lames ont été préalablement lavées à l'alcool, il trouve $A' = A$. Il tire de là la conclusion suivante : *La force électromotrice d'un élément de pile formé par deux métaux et un liquide (alcool) a la même valeur que la différence de potentiel des couches électriques qui recouvrent dans l'air ces deux métaux en contact.*

Il va sans dire que la loi ne s'applique qu'au cas où la surface du métal baignée par le liquide est *identique* à la surface baignée par l'air.

Il faut observer que nous ne savons jamais si, dans un cas déterminé, cette condition est satisfaite.

3. *Différence de potentiel entre les liquides et les gaz.* — Sur cette quantité nous ne savons que très peu de chose. Des expériences ont été faites par Kohlrausch (2) et Ayrton et Perry (3), mais il y a peut-être quelque incertitude sur la nature de la quantité qui a été mesurée. Bichat et Blondlot (4) ont étudié quelques cas de différence de potentiel entre liquides. La méthode suivie dans leur travail est digne d'éloges; mais ils n'ont étudié avec précision que des cas isolés, qui ne nous apprennent rien au sujet de l'origine de l'électricité de contact.

Une étude étendue de la différence de potentiel entre liquides et

(1) *Annales de Chimie et de Physique,* 5e série, t. XXIV, p. 118; 1881.
(2) *Pogg. Ann.,* t. LXXVI, p. 200; 1850.
(3) *Phil. Trans.,* p. 16; 1880.
(4) *Journal de Physique,* 2e série, t. II, p. 533; 1882, t. III, p. 52, 1883.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

gaz est due à Kenrick (1). Il emploie aussi les électrodes à écoulement. Il prouve l'existence d'une différence de potentiel entre gaz et liquides. Elle reste faible pour les solutions fortement dissociées, mais elle atteint des valeurs notables pour des solutions auxquelles on a ajouté des matières organiques. Kenrick emploie, en général, des solutions normales de chlorure de potassium avec de petites quantités d'alcool éthylique ou méthylique, d'acide butyrique, de benzoate d'éthyle, d'éther ou de camphre. Les expériences rendent vraisemblable l'existence d'une relation entre les différences de potentiel et la tension superficielle.

III. — Les théories.

C'est une conséquence nécessaire des principes généraux de l'Électrostatique que des couches électriques doubles doivent exister partout où le potentiel varie brusquement. C'est ce que remarque le premier Helmholtz (2). Il développe cette hypothèse et réussit à expliquer plusieurs phénomènes restés jusqu'alors énigmatiques. Tout d'abord, il montre qu'on peut en tirer une explication de diverses circonstances qui accompagnent l'électrisation des corps par le frottement. Le frottement amène les corps en contact intime; il se forme alors une couche double.

Si l'on sépare les corps, on trouve les surfaces électrisées, mais en signe contraire. S'ils sont tous deux absolument isolants, ils conservent toute leur charge: si l'un au moins est conducteur, les charges se recombinent partiellement.

La même conception donne aussi l'explication de la production d'électricité par l'écoulement des liquides découverte par Quincke. Soit un liquide mauvais conducteur qui s'écoule par un tube étroit; si l'on admet qu'une couche double se forme entre la paroi du tube et le liquide, une partie de la charge doit être entraînée par le courant, d'où résulte une différence de potentiel entre les extrémités du tube. Inversement le liquide doit se mouvoir quand

(1) *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. XIX, p. 625; 1896.
(2) *Wied. Ann.*, t. VII, p. 337; 1879.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

on envoie un courant électrique dans le tube; ces phénomènes d'écoulement ont été découverts par G. Wiedemann.

Partant de ces expériences, Helmholtz calcule la différence de potentiel entre le tube et le liquide. Il ne paraît pas impossible d'arriver, par des recherches systématiques de cette nature, à des conclusions intéressantes relativement aux différences de potentiel au contact, mais on est malheureusement très limité dans le choix des corps, car on ne peut employer que des isolants.

Depuis cent ans, on n'a pas cessé de s'occuper de la question de l'origine de la différence de potentiel au contact; cependant nous ne savons pas encore grand'chose de sa nature. La cause de cette ignorance, à mon avis, provient de l'extrême limitation de nos connaissances en ce qui concerne la constitution des corps et leurs mouvements intérieurs. Toutefois les recherches de Nernst (1) sur les différences de potentiel au contact des dissolutions constituent une exception. Il a réussi dans beaucoup de cas à rendre suffisamment compte aussi bien de la grandeur de la force électromotrice que de son signe; calculant en même temps les coefficients de diffusion, il trouve une concordance si remarquable avec l'expérience que nous devons attribuer la plus grande importance à ses travaux sur ce sujet.

Il a été plus loin, en cherchant à appliquer la même manière de voir à l'origine de la différence de potentiel entre métaux et liquides. Mais on se heurte ici à une difficulté spéciale; on est obligé d'attribuer à la pression osmotique des ions métalliques des valeurs énormes. Bien que la théorie de Nernst me semble, dans ce cas, difficilement admissible sous sa forme actuelle, des expériences relatives à la force électromotrice des amalgames prouvent qu'elle conduit, dans des cas importants, à de bons résultats.

Enfin, Riecke (2) a essayé de déduire les différences de potentiel entre métaux de la théorie des ions.

---

(1) *Zeitschrift für phys. Chem.*, t. IV, p. 129; 1889. *Voir* aussi le Rapport de M. Arrhenius, p. 386 ci-dessus.

(2) *Wied. Ann.*, t. LXVI, p. 545; 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

QUELQUES REMARQUES

SUR LES

THÉORIES DE LA PILE VOLTAÏQUE,

PAR LUCIEN POINCARÉ,

CHARGÉ DE COURS A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

On trouvera dans le Rapport de M. Arrhenius et dans celui de M. Christiansen un exposé complet des séduisantes théories qui se sont aujourd'hui substituées, presque partout, aux nombreuses hypothèses par lesquelles on a successivement cherché à expliquer, depuis un siècle, les phénomènes si curieux et si importants de l'électrolyse. Dans l'un et dans l'autre de ces Mémoires la production de la force électromotrice d'un élément de pile est examinée d'une façon fort intéressante, mais à un point de vue un peu spécial, et peut-être ne paraîtra-t-il pas superflu d'ajouter quelques pages consacrées à une étude particulière de la pile voltaïque. Aussi bien pourrait-on s'étonner à bon droit que, dans un ensemble de Rapports sur l'état présent des questions les plus importantes de la Physique, il n'y en eût pas un exclusivement consacré à cet admirable instrument qui, centenaire aujourd'hui (1), conserve cependant un haut intérêt d'actualité et qui suscite, maintenant encore, des discussions pareilles à celles dont l'histoire scientifique du commencement du siècle a conservé la mémoire.

(1) On sait que la découverte de la pile, annoncée en 1799 par Volta à Mocchetti, ne fut rendue publique que le 20 mars 1800 par une lettre de Volta à Sir Joseph Banks.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Il ne saurait être question de présenter ici ni un historique complet, ni un exposé détaillé de toutes les théories qui ont été proposées, et d'ailleurs il serait oiseux de recommencer ce qui a été plusieurs fois déjà si bien fait (1). On ne cherchera donc point à être complet, on désire seulement tâcher de bien marquer les points qui doivent aujourd'hui être considérés comme définitivement acquis, et indiquer ceux sur lesquels au contraire il paraît désirable de projeter un peu plus de lumière.

En fait, la découverte de la pile a précédé et engendré toutes les découvertes accomplies depuis cent ans sur les propriétés des courants électriques, et cependant la pile est un organe complexe dont la connaissance n'est pas logiquement nécessaire pour comprendre la plupart des lois des courants ; on peut imaginer que les phénomènes d'induction électromagnétique aient été étudiés longtemps avant les phénomènes électrochimiques, et l'on peut supposer que toutes les autres branches de la Science se soient pareillement étendues pendant le même temps, comme elles ont fait en réalité. S'il en avait été ainsi, le jour où un physicien heureux aurait fait l'expérience de Volta, les questions qu'il aurait été amené à se poser ne se seraient certes pas présentées à son esprit dans l'ordre où la tradition les fait examiner d'ordinaire, et peut-être est-il plus avantageux, dans les remarques que l'on désire présenter ici, de suivre l'ordre qui semblerait, dans nos idées actuelles, le plus logique et le plus rationnel.

I. — L'origine de l'énergie électrique fournie par la pile.

Le premier point qui attirerait certainement aujourd'hui l'attention serait que la pile fournit de l'énergie, sous forme d'énergie électrique. Quelque conception que l'on eût de la nature du courant, quelque idée que l'on se fît même de la constitution de la matière, on devrait reconnaître que l'on se trouve en présence

---

(1) *Voir* en particulier : Ostwald (*Congrès annuel de la Société allemande d'Électrochimie ;* 1895). — Ostwald, *Elektrochemie, ihre Geschichte und Lehre,* Leipzig; 1896. — Lodge, *Allocution présidentielle à la Société de Physique de Londres;* 1900. — Righi, *Theory of voltaïc cell* (*Electrical Review,* t. XLVI, p. 245; février 1900).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

d'un générateur d'énergie, et il paraîtrait naturel de chercher tout d'abord quelle est l'origine de cette énergie. Il semblerait en effet peu probable que le phénomène nouvellement découvert mît en échec le principe de la conservation de l'énergie, et, en tout cas, l'examen de la question à ce point de vue s'imposerait immédiatement.

Application du principe de la conservation de l'énergie à la pile. — Comme la réaction chimique, dont la pile est le siège pendant le passage d'un courant, serait sans doute rapidement aperçue, on serait conduit à se demander si la force électromotrice de la pile, qu'on définirait indépendamment de la différence de potentiel électrostatique, comme égale à l'énergie communiquée par ce générateur à la quantité d'électricité qui le traverse pendant l'unité de temps, ne serait pas précisément l'équivalent de l'énergie mise en liberté dans le phénomène chimique qui s'accomplit pendant le même temps (1).

Cette question, plusieurs physiciens se la sont posée il y a longtemps déjà : Ed. Becquerel (2) le premier, puis Helmholtz (3) dans son immortel Opuscule sur la conservation de la force, puis Lord Kelvin (4) qui précisa pour la première fois nettement les termes du problème, le résolut par l'affirmative et donna la formule qui permet de calculer la force électromotrice d'un élément, considérée comme proportionnelle à la somme algébrique des énergies chimiques perdues dans les réactions qui se produisent dans la pile lorsqu'elle est traversée par l'unité d'électricité.

Au point de vue expérimental, les recherches de Favre (5) res-

---

(1) On trouvera un historique très complet de cette question dans l'Ouvrage de M. Duhem intitulé *le Potentiel thermodynamique*, Paris, 1886 (p. 99), où furent, pour la première fois en France, exposées un grand nombre de questions qui ont pris aujourd'hui une si grande importance.

(2) Ed. Becquerel, *Les lois du dégagement de la chaleur pendant le passage des courants à travers les corps solides et liquides* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, t. IX, p. 21; 1843).

(3) Helmholtz, *Ueber die Erhaltung der Kraft*, p. 49. Berlin; 1847.

(4) Sir W. Thomson, *On the mechanical theory of Electrolysis* (*Phil. Mag.*, 4e série, t. XI, p. 177; 1851).

(5) P.-A. Favre, *Recherches thermiques sur les courants hydroélectriques* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XLVI, p. 658; 1858, et t. XLVII, p. 599; 1858).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

teront classiques; il montra, le premier, que, contrairement à la formule de Thomson, la chaleur *chimique,* c'est-à-dire la chaleur qui se serait dégagée librement dans les réactions chimiques dont la pile est le siège et qui mesure la perte d'énergie des corps qui la constituent, n'est pas nécesssairement égale à la chaleur *voltaïque,* c'est-à-dire à l'énergie électrique produite mesurée tout entière sous forme de chaleur. Mais ni Favre, ni M. Raoult (1), qui avait constaté le même fait, ne crurent ou n'osèrent exprimer nettement cette pensée que la différence entre ces deux chaleurs était un fait réellement irréductible et ils s'ingénièrent à chercher des réactions parasites capables d'expliquer la différence. Ce fut Edlund (2) qui montra le premier qu'il y avait là une anomalie certaine; mais il ne l'expliqua pas davantage.

Ainsi donc, après les travaux de ces éminents physiciens, il était acquis expérimentalement que l'énergie chimique n'est pas nécessairement égale à l'énergie électrique, mais le fait restait mystérieux. Le principe de la conservation de l'énergie n'était pas d'ailleurs mis en défaut, car, suivant que la différence entre les deux énergies était positive ou négative, on constatait que la pile s'échauffait ou se refroidissait en fonctionnant.

Application du principe de Carnot-Clausius à la pile. — Il peut nous paraître aujourd'hui naturel, pour aller plus loin, de nous adresser au principe de Carnot-Clausius (3); sa généralité n'est plus contestée; il apparaît comme un principe fondamental de la théorie de l'Énergétique. Mais une telle idée devait sembler de prime abord fort hasardée. Il y a une trentaine d'années, on n'appliquait volontiers ce principe qu'au cas particulier d'un moteur thermique et encore d'un moteur qui suivrait un cycle tout particulier de transformations. Aussi ce ne fut tout d'abord qu'assez timidement que des tentatives furent faites dans ce sens et long-

(1) Raoult, *Recherches sur les forces électromotrices et les quantités de chaleur dégagées dans les combinaisons chimiques* (*Ann. de Ch. et de Ph.*, 4e série, t. II, p. 317; 1864). C'est M. Raoult qui employa le premier les expressions de *chaleur chimique* et de *chaleur voltaïque*.

(2) Edlund, *Öfversigt af Wet. Ak. Förhandling. för* 1869.

(3) *Voir* sur cette question un remarquable Article de M. C. Raveau intitulé : *Application du principe de Carnot à la théorie de la pile* (*L'Éclairage électrique*, t. XI, p. 97 et 251; 1897).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

temps encore les physiciens les plus éminents conservèrent-ils quelques doutes sur la légitimité des raisonnements fondés sur cette application. Ainsi, lorsque M. Braun (1) eut constaté pour certains éléments de fortes inégalités entre la chaleur chimique et la chaleur voltaïque, il eut bien l'idée que peut-être il était impossible que la chaleur chimique se transformât intégralement en énergie électrique, mais il ne pensa point, pour interpréter ces inégalités, à s'adresser au principe de Carnot, et si Chaperon (2) alla plus loin et s'il se demanda si le rapport entre la quantité d'énergie transformée en énergie électrique et la quantité totale perdue dans la réaction ne serait pas précisément le rendement d'une machine thermique fonctionnant entre la température actuelle et la température de dissociation des composés chimiques qui la constituent, cette conception, dont la vérification numérique était d'ailleurs impossible, n'attira guère l'attention. Ces essais auraient d'ailleurs pu paraître d'autant moins justifiés qu'il existe des couples pour lesquels la chaleur voltaïque est beaucoup plus grande que la chaleur chimique.

C'est certainement à M. Gibbs (3) que reviendra l'immortel honneur d'avoir étendu le domaine de la Thermodynamique et fait entrer dans ce domaine les riches régions où se produisent les phénomènes chimiques et électrochimiques. Dans un chapitre de son célèbre Mémoire *Sur l'équilibre des substances hétérogènes,* intitulé : *Modifications des conditions d'équilibre par la force électromotrice,* et dans la seconde partie intitulée : *Propriétés d'un appareil électrochimique parfait,* il fait franchement à la pile l'application du principe de Carnot; il remarque explicitement qu'on néglige à tort la variation d'entropie qui peut se produire par suite d'autres dégagements de chaleur s'effectuant dans une pile réversible maintenue à température constante alors que l'effet Joule est supposé réduit à zéro, et il arrive ainsi à interpréter les faits connus; mais le Mémoire de M. Gibbs, peu répandu, n'aurait pas eu peut-être l'influence qu'il a prise depuis sur le dévelop-

(1) F. Braun, *Wied. Ann*, t. V, p. 182; 1879, t. XVI, p. 561; 1882; t. XVII, p. 593; 1882.

(2) Chaperon, *Comptes rendus,* t. XCII, p. 786; 1881.

(3) W. Gibbs, *Sur l'équilibre des substances hétérogènes* (*Trans. de l'Ac. du Connecticut;* juin 1876-juillet 1878).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

pement de la Science si, de son côté et indépendamment, von Helmholtz (1) n'avait abordé la même question, à la même époque, et n'avait ensuite publié ses Mémoires, aujourd'hui classiques, *Sur la thermodynamique des phénomènes chimiques* (2).

Il traita d'abord le cas simple d'un élément de pile formé par deux électrodes de même substance plongeant dans deux dissolutions inégalement concentrées d'un même électrolyte. L'effet du courant est alors un simple transport du métal et un changement de concentration; on peut, la quantité d'eau restant la même, ramener la concentration à la même valeur initiale par un phénomène de condensation ou de vaporisation réversible; quant aux autres phénomènes irréversibles, tels que l'effet Joule ou la diffusion, ils peuvent être rendus aussi petits que l'on voudra, et dès lors on se trouve en présence de phénomènes auxquels l'application immédiate du principe de Carnot-Clausius apparaîtra comme tout à fait vraisemblable; on écrira seulement, en effet, qu'il ne peut y avoir, la température restant la même, de chaleur transformée en travail ni de travail transformé en chaleur par l'intermédiaire de phénomènes réversibles; on déduit facilement de là que la force électromotrice est égale au travail nécessaire pour maintenir la concentration constante, travail qui ne dépend que de la force élastique de la vapeur émise par ces dissolutions, et l'on arrive ainsi facilement à une formule qui lie la force électromotrice de l'élément à la force élastique de la vapeur des dissolutions.

Mais von Helmholtz a été plus loin : en appliquant à un élément quelconque le second principe de la Thermodynamique, il calcula la chaleur dQ qu'il faut fournir pour maintenir la température constante pendant le passage d'une quantité d'électricité dm, il arriva à la formule

$$dQ = \frac{1}{J}\,\Theta\,\frac{\partial E}{\partial \Theta}\,dm, \tag{1}$$

où E est la force électromotrice, Θ la température absolue, J l'équivalent mécanique de la calorie. Il résulte de là que l'excès de la

(1) H. Helmholtz, *Ueber galvanische Ströme verursacht durch Concentrationsunterschiede* (*Monatsberichte der Berl. Akad.*, 26 nov. 1877).

(2) H. von Helmholtz, *Zur Thermodynamik chemischer Vorgänge* (*Sitzungsberichte d. Akad. d. Wiss. zu Berlin*, 1882, p. 22; 1882, p. 825; 1883, p. 647).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

chaleur chimique sur la chaleur voltaïque a pour expression

$$\Delta = -\frac{1}{J}\,\theta\,\frac{\partial E}{\partial \theta}. \qquad (2)$$

Ces relations peuvent se démontrer d'une manière très simple dans le cas de piles réversibles, comme l'ont fait voir M. Potier (1) ou M. Lippmann (2) par la considération de cycles réversibles, ce qui fait tomber toutes les objections que l'on fait souvent encore au sujet de l'application du principe de Carnot aux phénomènes irréversibles. M. Lippmann établit en outre, le premier, cette propriété remarquable que les éléments dont la force électromotrice est indépendante de la température et, par suite, pour lesquels l'énergie électrique est l'équivalent exact de l'énergie chimique, sont ceux dont tous les corps constituants suivent la loi de Kopp et Woestyne.

Mais on peut envisager la chose à un point de vue très général, et c'est, en réalité, ce qu'a fait von Helmholtz; il montre comment une extension naturelle des principes de la Thermodynamique amène à considérer l'énergie que possède un système de corps comme constituée par deux parties, l'une libre, capable, par suite, de subir toutes les transformations et particulièrement de se transformer en travail extérieur, l'autre, au contraire, liée et ne se manifestant que par un dégagement de chaleur; or l'énergie électrique est de même espèce que l'énergie mécanique, ces deux variétés se transforment intégralement l'une dans l'autre; c'est de l'énergie libre. Quant à l'énergie chimique, d'ordinaire lorsque nous la dégageons, nous la laissons tomber sous la forme calorifique, et c'est ainsi que nous la mesurons. Mais elle renferme, en réalité, deux parties, une partie qui est de l'énergie liée et une autre qui est l'énergie libre directement transformable en énergie électrique.

C'est cette partie qui préside aux réactions chimiques, et c'est elle seule qui est l'équivalent de la force électromotrice.

Il arrive souvent, d'ailleurs, que l'énergie libre est très voisine de l'énergie totale, et c'est précisément le cas signalé par M. Lipp-

(1) Potier, *Journal de Physique*, t. IV, p. 220; 1885, et t. XIII, p. 233; 1889.
(2) Lippmann, *Cours de Thermodynamique* et *Comptes rendus*, t. XCIV, p. 895; 1884.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

mann; il peut même arriver que l'énergie liée soit négative et, par suite, que la chaleur voltaïque soit supérieure à la chaleur chimique. Dans tous les cas, la règle générale reste la même : l'énergie voltaïque équivaut à l'énergie libre que fourniraient les réactions chimiques si elles se produisaient sans courant, et, par suite, l'excès de la chaleur chimique sur la chaleur voltaïque équivaut à l'énergie liée qui accompagne la réaction. Cette manière de voir conduit aisément aux mêmes formules que nous avons déjà écrites; mais la restriction est tombée, le raisonnement s'applique à des piles irréversibles.

Une idée capitale ressort, d'ailleurs, de la conception de von Helmholtz, le classement des énergies suivant leur degré, et, si cette idée est juste, ses conséquences doivent être générales et se retrouver dans n'importe quel élément.

Vérifications expérimentales. — La haute importance de la théorie de von Helmholtz a conduit divers auteurs à tâcher de la vérifier. Après de nombreuses expériences de M. J. Moser (1), de M. Czapski (2) et de M. Gockel (3), on doit citer celles de M. Jahn (4), qui ont fourni des résultats expérimentaux en très bon accord avec ceux que permet de calculer la formule.

Un fait très important a été mis en évidence par M. Duhem qui, d'ailleurs, fut l'un des premiers à adopter et à préciser les résultats généraux de Gibbs et de Helmholtz. M. Duhem démontra que la force électromotrice d'un élément varie avec la pression, et il établit la formule

$$\frac{\partial E}{\partial P}\, dm = -\, d\dot{v} \qquad (3)$$

qui lie la variation ∂E de la force électromotrice à la variation ∂P

(1) J. Moser, *Galvanische Ströme zwischen verschieden concentrirten Lösungen desselben Körpers und Spannungsreihen* (*Naturforsch. Vers. München*, sept. 1877; *Monatsberichte der Berl. Akad.*, 8 nov. 1877).

(2) S. Czapski, *Ueber die thermische Veränderlichkeit der electromotrischen Kraft galvanischer Elemente und ihre Beziehung zur freien Energie derselben* (*Wied. Ann.*, t. XXI, p. 209; 1884).

(3) Gockel, *Wied. Ann.*, t. XXIV, p. 612; 1885.

(4) H. Jahn, *Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 491 et 498; 1887.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de la pression pour une variation de volume dv correspondant au passage de la quantité d'électricité dm dans l'élément.

M. H. Gilbault (1) a effectué une remarquable série d'expériences qui a fourni une vérification très satisfaisante de cette formule.

Il existe des éléments où la conductibilité de l'électrolyte est obtenue non par la dissolution mais par la fusion, et l'on ne saurait affirmer *a priori* que de tels éléments soient entièrement comparables aux éléments ordinaires; si l'on adopte, par exemple, la conception de la dissociation électrolytique, il n'est point évident que la fusion produise une dissociation analogue à celle à laquelle la dissolution peut donner naissance. La chaleur joue ici un rôle tout spécial, puisque, sans l'élévation de température nécessaire à la fusion, l'élément n'existerait pas; il y a un intérêt évident à rechercher si, dans les couples *pyro-électriques,* tout se passe comme dans les piles *hydro-électriques*. J'ai le premier (2), je crois, considéré à ce point de vue les éléments pyro-électriques et tenté cette vérification; à cet effet, j'ai étudié divers couples formés par des électrolytes fondus, et j'ai pu vérifier la relation de von Helmholtz et le théorème de M. Lippmann sur quelques éléments, en particulier sur le couple : $Zn \mid Zn\,Cl^2 \mid Sn\,Cl^2 \mid Sn$. Depuis, un certain nombre de physiciens ont également étudié de tels éléments, M. Brown (3) par exemple, et tout récemment, dans un travail très soigné, M. Vincenzo Buscemi (4) est arrivé à des résultats qui sont en parfait accord avec ceux que j'avais obtenus.

Toutes ces vérifications faites dans des conditions si diverses sont concluantes : on doit considérer la relation établie par von Helmholtz comme définitivement acquise, et, sans doute, on légitime ainsi *a posteriori* l'extension donnée au principe de Carnot.

---

(1) H. Gilbault, *Comptes rendus,* t. CXIII, p. 465; 1895.

(2) *Comptes rendus,* t. CX, p. 339; 1890, et *Annales de Chimie et de Physique,* 6e série, t. XXI, p. 344; 1890.

(3) Brown, *Proceedings of the Royal Society,* vol. LII, p. 75; 1892.

(4) Vincenzo Buscemi, *Atti dell' Accademia Gioenia di Scienze Naturali in Catania,* vol. XII, 4e série; 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

II. — Le mécanisme de la production de la force électromotrice.

L'idée de von Helmholtz est féconde; elle est indépendante de toutes les hypothèses que l'on peut faire sur la nature des courants et sur la constitution de la matière, et cependant elle pourra nous fournir des renseignements très précieux sur les relations qui existent entre la force électromotrice et diverses propriétés physiques des corps.

Extension de la théorie de von Helmholtz. — S'il est vrai que l'énergie électrique mesure la variation d'énergie libre des éléments de la pile, on établira autant de relations que l'on pourra trouver d'autres expressions de cette variation, en supposant que l'on fasse subir aux corps des modifications diverses qui les amènent de leur état primitif à l'état actuel par des chemins connus permettant le calcul de la variation d'énergie.

Von Helmholtz, par exemple, raisonne dans le cas des chaînes de concentration en calculant en somme le travail de distillation du dissolvant, et c'est ainsi qu'il établit une relation entre la force électromotrice et les forces élastiques des vapeurs. Mais, dans ce même cas, d'autres méthodes sont possibles. M. Duhem en a fourni la preuve; M. Nernst également arrive par un raisonnement analogue à une formule qui donne la force électromotrice en fonction de la force élastique de la vapeur du corps *dissous,* au lieu de celle du *dissolvant;* cette formule est de la forme

$$(4) \qquad E = k\Theta \log \frac{\pi_2}{\pi_1},$$

où π_2 et π_1 sont les pressions partielles du corps dissous, Θ la température absolue, k un coefficient complètement déterminé; elle s'appliquerait, par exemple, à une pile renfermant des dissolutions d'acide chlorhydrique entre des électrodes réversibles par rapport au dissolvant (du platine hydrogéné et du platine chloré, par exemple) et divers auteurs ont fourni des vérifications de cette formule (1).

(1) F. Dolezalek, *Zeitschrift für physikalische Chemie,* t. XXVI, p. 321-337; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

C'est M. Nernst également qui eut l'idée si ingénieuse d'introduire dans ces questions la considération des pressions osmotiques. On peut suivre une marche tout à fait semblable à celle que nous venons d'indiquer (¹) et établir, sans admettre rien d'autre que les principes fondamentaux de la Thermodynamique, une relation entre la force électromotrice d'un élément et les pressions osmotiques.

Si, par exemple, on considère une chaîne de concentration, on calculera la variation d'énergie en introduisant le travail des pressions osmotiques, on imaginera, si l'on veut, que chaque liquide communique par l'intermédiaire d'une cloison semi-perméable avec de l'eau contenue dans un corps de pompe, et l'on tiendra compte de ce que l'équilibre entre la dissolution et l'eau exige que la pression de la première surpasse celle de la seconde d'une quantité égale à la pression osmotique π; on arrivera ainsi à une relation

$$E = k\Theta \log \frac{\pi_1}{\pi_2}, \tag{5}$$

tout à fait semblable à la formule (4); mais π_2 et π_1 représenteront ici les pressions osmotiques et la constante k aura une valeur que l'on pourra calculer, si l'on sait comment la pression osmotique est liée à la concentration, et aussi quel est l'effet produit par le passage d'une quantité d'électricité déterminée dans la pile.

On sait d'ailleurs qu'en dehors de toute hypothèse, les travaux de M. Van't Hoff nous fournissent une relation capitale entre les pressions osmotiques et les concentrations; si l'on introduit cette relation dans la formule (5), elle prend la forme

$$E = A\Theta \log \frac{\gamma_2}{\gamma_1}, \tag{6}$$

dans laquelle γ_2 et γ_1 sont les concentrations, c'est-à-dire le nombre des molécules-grammes de sel que renferment chacune des dissolutions, et A une constante que l'on pourra calculer dans les conditions précédemment indiquées.

(¹) *Voir*, à ce sujet, un remarquable Article de M. COUETTE : *Sur la théorie osmotique des piles* (*Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. IX, p. 200 et 269; 1900).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

C'est la formule célèbre à laquelle est arrivé M. Nernst; il y a peu d'exemples de résultat aussi fécond que celui-ci; la théorie de la pile est ainsi rattachée aux phénomènes étudiés par M. Van't Hoff et par M. Arrhenius, elle va participer à ce mouvement scientifique considérable auquel nous assistons depuis une quinzaine d'années, et, en Allemagne particulièrement, la liste des travaux suggérés par la formule de M. Nernst est extraordinairement longue.

Théories de M. Nernst. — En réalité, ce n'est point de la manière qui vient d'être indiquée qu'a procédé M. Nernst.

Les résultats que nous fournit la Thermodynamique sont très généraux; ils nous donnent une vue synthétique des phénomènes qui se produisent dans la pile; ne supposant rien sur la nature intime des choses, ils ne nous fournissent aucun renseignement sur le mécanisme qui produit le courant. Et cependant notre curiosité est plus exigeante : les physiciens, même les plus timides, qui n'aborderaient pas sans scrupules, dans un cas pourtant plus simple tel que celui des courants induits, des questions analogues et qui se contentent alors pour toute explication des résultats fournis par l'application des principes de l'Énergétique, veulent ici davantage.

Dans les phénomènes de l'électrolyse, on aperçoit des faits matériels, des transports de matières, des réactions chimiques et, en même temps, faisant partie du même ensemble, des courants électriques; n'est-il pas tentant d'expliquer les uns par les autres? La sagesse conseillerait peut-être la prudence; alors que nous savons mal concevoir ce que peut être un courant qui traverse un fil sans la complication de modifications matérielles, n'est-il pas bien téméraire de prétendre savoir ce qui se produit dans un ensemble plus complexe? Mais si la Science n'écoutait que la voix de la prudence, elle n'avancerait guère; les conquérants qui ont enrichi son domaine ont toujours été des audacieux.

Si donc on veut pénétrer ici plus avant, il faut s'appuyer sur des hypothèses qui paraîtront toujours nécessairement un peu hasardées, parce qu'elles n'auront pas de vérifications immédiatement possibles; mais ne seront-elles pas légitimes si elles fournissent une interprétation symbolique commode de tous les faits connus,

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

et ne seront-elles pas très heureuses si elles amènent à des découvertes nouvelles?

M. Nernst a pensé que les théories de l'électrolyse, dont on trouvera l'exposé dans le Rapport de M. Arrhenius et qui expliquaient ou, si l'on aime mieux, permettaient de grouper tant de faits connus, devaient aussi fournir l'explication de la manière dont se produit une force électromotrice.

Dans un premier Mémoire sur la diffusion (1), il s'appuie sur la théorie de l'électrolyse de M. Kohlrausch (2) : il calcule la différence de potentiel qui existe entre deux solutions inégalement concentrées, en écrivant que la résistance qu'éprouve, d'après M. Kohlrausch, un ion se mouvant dans un liquide fait équilibre à la force électrique provenant du champ sur la charge de cet ion à la force osmotique.

Dans un travail (3) plus récent, M. Nernst invoque plus directement les idées de M. Van't Hoff et obtient un résultat semblable immédiatement applicable à un grand nombre de cas. Mais pour interpréter les phénomènes qui se produisent dans les piles ordinaires il faut une nouvelle hypothèse : c'est l'idée si hardie, mais si féconde, qu'ont rappelée MM. Arrhenius et Christiansen, de la pression de dissolution des métaux en contact avec des liquides (*Lösungsdruck*).

On supposera, en étendant l'analogie déjà si heureusement invoquée entre les phénomènes que l'on rencontre dans les dissolutions et ceux qui se produisent dans les gaz, que les métaux tendent, en quelque sorte, à se vaporiser quand ils sont mis en présence d'un liquide. Un morceau de zinc mis, par exemple, dans de l'eau pure donne naissance à quelques ions métalliques; ces ions se chargent positivement, tandis que le métal prend naturellement une charge égale et de signe contraire; ainsi la dissolution et le métal sont tous deux électrisés. Mais cette sorte de vaporisation du métal est précisément contrariée par l'attraction électrostatique, et comme les charges liées aux ions sont considérables, il y aura équilibre alors que le nombre d'ions entrés dans la dissolution sera très faible.

---

(1) *Zeits. für phys. Chem.*, t. II, p. 620; 1888.
(2) *Wied. Ann.*, t. VI, p. 160; 1879.
(3) *Zeits. für phys. Chem.*, t. IV, p. 136; 1889.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Si le liquide, au lieu d'être un dissolvant tel que l'eau pure, renferme un électrolyte, il contient déjà des ions métalliques dont la pression osmotique peut s'opposer à la dissolution; trois cas pourront se présenter : ou bien il y aura équilibre, ou bien l'attraction électrostatique s'opposera à la pression de dissolution et le métal se chargera négativement, ou bien l'attraction s'exercera dans le même sens et le métal prendra une charge positive tandis que la dissolution se chargera négativement : en développant cette idée, M. Nernst calcule, par des procédés analogues à ceux que nous avons précédemment indiqués, la valeur des différences de potentiel au contact des électrodes et des électrolytes; il en déduit la force électromotrice d'un élément de pile, donnée par une formule tout à fait analogue à celles que nous avons déjà plusieurs fois écrites.

On peut certainement considérer les hypothèses de M. Nernst comme très hardies, mais on ne saurait contester leur originalité. Sont-elles, d'ailleurs, plus singulières que celles que l'on est obligé d'admettre partout où l'on fait des raisonnements qui supposent la connaissance des molécules et des actions moléculaires? On pourrait, par exemple, comparer la théorie de M. Nernst aux théories de la capillarité, qui, comme celles de Laplace, pénètrent dans le mécanisme même des actions moléculaires, tandis que la théorie de von Helmholtz serait analogue à celle par laquelle Gauss donne des mêmes phénomènes, par une application du principe des vitesses virtuelles, une théorie synthétique; niera-t-on que la théorie de Laplace ait rendu de grands services?

Cependant, il faut le reconnaître, la théorie de M. Nernst a paru à beaucoup de bons esprits d'une dangereuse hardiesse; elle a d'ailleurs, comme toutes les théories nouvelles, dû subir parfois des échecs partiels et accueillir quelques amendements. M. Coehn (1) remarque, par exemple, qu'il faudrait, dans l'idée de M. Nernst, admettre que les métaux abandonnent aux alcools des ions négatifs alors que, dans les solutions aqueuses, les ions sont positifs; et M. Christiansen remarque très justement que l'on est obligé d'admettre pour la pression osmotique des ions des valeurs qui paraissent fort exagérées.

On ne peut que signaler ici les intéressants travaux de M. Le-

(1) *Wied. Ann.*, t. LXVI, p. 1191; 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

blanc (1), qui considère que chaque ion retient la charge qui lui est propre en vertu d'une certaine réaction mesurable en volts et qu'il désigne sous le nom d'*intensité d'adhérence* (*Haftintenzität*), et aussi les mémoires où M. Riecke (2) a, dans ces dernières années, développé une théorie se rattachant à des idées analogues.

De même qu'il a été fait pour la théorie d'Helmholtz, il paraîtrait désirable de vérifier si les idées qui viennent d'être exposées paraissent applicables aux éléments pyro-électriques. Il semble, en effet, qu'une interprétation satisfaisante du mécanisme par lequel l'énergie chimique fournit de l'énergie électrique doit aussi bien s'appliquer aux éléments pyro-électriques qu'aux éléments hydro-électriques, puisque, dans les uns comme dans les autres, la transformation d'énergie obéit, comme nous l'avons montré, aux mêmes lois. Peu de choses ont été faites dans cette direction; j'ai cependant montré (3) qu'il existe des courants analogues à ceux que produisent les différences de concentration et que l'on obtient en faisant plonger, par exemple, deux électrodes d'argent dans deux mélanges fondus d'azotate d'argent et d'azotate de sodium de proportions différentes. Et, sans doute, il n'est pas impossible d'admettre ici que la chaleur produit une dissociation analogue à la dissociation électrolytique; ayant constaté que la polarisation maxima d'électrodes d'argent, de fer ou d'or dans les azotates ou les chlorates alcalins tend vers zéro quand la température tend vers la décomposition de l'électrolyte, j'émettais dès 1890 (4) cette idée que, par l'élévation de température, un azotate tel que $NaAzO^3$ tend sans doute à se décomposer spontanément en donnant les deux ions Na et AzO^3, et que, sans doute aussi, on pouvait étendre aux électrolytes fondus des hypothèses analogues à celle que M. Arrhenius venait alors d'imaginer pour le cas des dissolutions.

(1) Leblanc, *Zeits. f. Phys. Chem.*, t. VIII, p. 299; 1891; t. XII, p. 333; 1893.
(2) E. Riecke, *Wiedemann's Annalen*, t. LXVI, p. 355 et 545; 1898.
(3) Lucien Poincaré, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XXI, p. 335; 1890.
(4) Lucien Poincaré, *Comptes rendus*, t. CX; p. 950.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

III. — Le siège de la force électromotrice.

La Thermodynamique nous a appris à connaître l'origine de la force électromotrice; des hypothèses comme celles de MM. Arrhenius et Nernst nous font concevoir le mécanisme par lequel se produit cette force électromotrice; une dernière question se pose : Où est le siège de cette force électromotrice ?

Il importe, tout d'abord, de bien comprendre la signification de la question; elle pourrait, en général, ne pas présenter de sens déterminé. Dans le cas d'un générateur fondé sur les phénomènes d'induction, un anneau Gramme si l'on veut, en aucun endroit on ne pourra dire : « Là est le siège de la force électromotrice produite ». Dans les électrolytes, on peut parfaitement développer de telles forces électromotrices induites : on pourrait fort bien imaginer *a priori,* sans absurdité, qu'il en va de même dans la transformation de l'énergie chimique en énergie électrique et qu'aucune localisation particulière ne peut être assignée à la force électromotrice.

L'expérience, toutefois, semble prouver que la pile se comporte autrement.

Il apparaît, en effet, comme résultat de démonstration expérimentale, qu'il existe une différence de potentiel électrostatique entre les deux pôles d'une pile en circuit ouvert; tout au plus pourrait-on faire quelques réserves sur les expériences où l'on ne parvient à mettre en évidence cette différence de potentiel qu'à l'aide d'un condensateur ayant exigé un certain courant de charge et demandant peut-être un courant permanent pour réparer constamment la déperdition. Si on laisse de côté cette objection, on sera obligé d'admettre que, chacun des conducteurs homogènes qui constituent la pile devant avoir un potentiel constant, il existe des différences de potentiel aux contacts successifs et que la force électromotrice de la pile est mesurée en joules par coulomb par le même nombre que celui qui mesure la somme algébrique de ces différences de potentiel en volts.

Dès lors, le problème se pose de déterminer si, à chacun des contacts, existe une telle différence et quelle elle est. C'est le problème posé par Volta, si souvent discuté et sur lequel nous n'in-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

sisterons point, puisqu'il fait l'objet particulier du Rapport de M. Christiansen. Nous ferons seulement remarquer que l'idée de Volta, qui attribuait uniquement la différence de potentiel au contact des métaux, est sûrement inexacte, puisqu'il existe des piles où les électrodes sont de même métal (1); mais rien n'empêche de supposer que, dans les piles ordinaires, il vient s'ajouter aux autres différences de potentiel au contact celle qui se produit au contact des métaux et que les expériences classiques de Lord Kelvin et les remarquables recherches de M. Pellat semblent bien avoir mise en évidence.

La théorie thermodynamique ne nous fournit, à cet égard, aucun renseignement; elle donne, en effet, la force électromotrice dans son ensemble, quelle que soit sa nature et quel que soit son siège. La théorie de M. Nernst, exposée en suivant les voies indiquées par l'éminent physicien, conduit, au contraire, à attribuer la différence de potentiel aux surfaces où se produisent des échanges d'ions, et elle fournit, même *a priori,* la valeur de ces différences. Mais, au point de vue expérimental, la vérification est difficile, sinon impossible; la plupart des expériences ne donnent, en effet, qu'une somme et, comme le montre M. Couette dans l'article déjà cité, il paraît bien que, dans la plupart des expériences au moins, les vérifications ne portent que sur les cas où les conclusions de la théorie se confondent avec celles de la théorie thermodynamique.

Une erreur, en particulier, semble avoir été souvent commise: on considère volontiers le dégagement de chaleur à la soudure, l'effet Peltier, correspondant au passage de l'unité de quantité

---

(1) Il est, au point de vue historique, intéressant de rappeler que cet argument a été donné pour la première fois, en 1843, par le prince Louis-Napoléon (Napoléon III), alors qu'il était interné au fort de Ham [*Examen de la théorie physique et de la théorie purement chimique de la pile voltaïque* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. XVI, p. 1098 et 1180)] : « Je construisis, dit-il, deux couples suivant le principe des piles à courant constant, de Daniell, *mais avec un seul métal;* je plongeai un cylindre de cuivre dans un liquide composé d'eau et d'acide nitrique, le tout contenu dans un tube de terre poreuse, et j'entourai ce tube d'un autre cylindre de cuivre plongeant dans de l'eau acidulée avec de l'acide sulfurique, etc. », et il tirait cette conclusion « que, dans la pile, la cause de l'électricité est purement chimique, puisque deux métaux ne sont pas nécessaires pour produire un courant ».

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

d'électricité, comme mesurant la différence de potentiel au contact. C'est là une idée inexacte. M. H.-A. Lorentz (1) d'abord, M. Duhem (2) ensuite, ont montré qu'il n'en était sûrement pas ainsi, et l'on doit admettre que cet effet mesure, au contraire, le produit de la température absolue par la dérivée, prise par rapport à la température, de la différence de potentiel au contact. Il est donc impossible de déduire aucune valeur numérique de cette différence de l'étude de l'effet Peltier.

Les remarques qui précèdent nous amènent à quelques conclusions.

La théorie thermodynamique paraît aujourd'hui inébranlablement établie; elle repose sur des principes que l'on ne pourrait contester sans ébranler tout l'édifice qui semble avoir été le plus solidement construit en ce siècle. Cette théorie, justifiée par l'expérience, est l'une des plus curieuses et des plus intéressantes illustrations de ces principes eux-mêmes; généralisée, comme elle l'a été depuis Helmholtz, elle peut nous fournir des relations remarquables entre la force électromotrice d'un élément et d'autres grandeurs physiques, mais elle ne saurait nous renseigner ni sur le mécanisme de la production, ni sur le siège de la force électromotrice.

Il serait imprudent de chercher à prévoir le sort que l'avenir réserve aux théories qui reposent, comme celles de M. Arrhenius, de M. Ostwald et de M. Nernst, sur des hypothèses sur la constitution de la matière. Elles sont évidemment liées à ces hypothèses mêmes; elles fournissent, toutefois, des relations qui sont parfois indépendantes des hypothèses elles-mêmes et elles constituent certainement le meilleur moyen de rattacher les uns aux autres des faits nombreux et importants qui étaient épars jusque-là. Elles ont suggéré, d'ailleurs, et suggèrent encore tous les jours des

---

(1) H.-A. Lorentz, *Sur l'application aux phénomènes thermo-électriques de la seconde loi de la théorie mécanique de la chaleur* (*Archives néerlandaises des Sciences exactes et naturelles*, t. XX, p. 129; 1885).

(2) P. Duhem, *Sur la relation qui lie l'effet Peltier à la différence de niveau potentiel de deux métaux* (*Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. VII, p. 433; 1887).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

travaux de premier ordre; à ce point de vue, le service qu'elles ont rendu est incontestable.

On ne peut toutefois nier qu'elles reposent sur des conceptions un peu hardies et mal en harmonie avec les idées qui ont cours dans d'autres parties de la Science; elles font de l'électrolyse un ensemble cohérent mais qui, malgré de très intéressantes tentatives faites dans ces dernières années (1), ne se rattache pas encore d'une façon bien certaine aux autres phénomènes électriques tels qu'on les conçoit, si l'on suit les idées de Maxwell ou de Hertz; de ce côté, une soudure est bien désirable et elle n'est pas faite bien solidement encore. Malgré ces réserves qui s'imposent, nous tenons, en terminant, à dire qu'à notre avis ces théories seront comptées certainement, dans l'histoire de la Science, parmi les plus ingénieuses et les plus fécondes qui aient été imaginées en ce siècle.

---

(1) *Voir,* par exemple, le Rapport de M. Drude (*Rapports,* t. III, p. 34). et celui de M. J.-J. Thomson (*Ibid.*, p. 138).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LES

ÉTALONS DE FORCE ÉLECTROMOTRICE,

PAR G. GOUY,

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON.

I. — Préliminaires.

Je ne m'occuperai que des piles étalons, au point de vue des mesures de précision. Celles-ci se font d'ordinaire par la méthode d'opposition et sont ainsi indépendantes de la résistance intérieure des éléments, pourvu qu'elle ne soit pas exagérée; pratiquement, quelques milliers d'ohms sont sans inconvénient. Le débit étant fort petit, la polarisation qui en résulte est négligeable avec les étalons usuels, pour peu qu'on apporte quelque attention à ne pas laisser la pile en court-circuit; des courants de quelques microampères ne causent aucune variation appréciable. Les conditions de l'emploi des étalons ne présentent donc pas de difficultés et il suffit que ceux-ci possèdent réellement leur force électromotrice normale.

On a proposé, dans ce but, un assez grand nombre de combinaisons. L'élément Daniell n'est plus guère usité en raison de ses irrégularités. On emploie assez souvent la pile de Helmholtz formée de zinc, solution de chlorure de zinc, calomel et mercure. En prenant pour densité de la solution 1,380, on a sensiblement le volt (1). Les éléments augmentent de 0,0001 volt pour une élévation de température de 1 degré.

(1) HILBERT, *British Assoc. Report*, 1896. M. W. Ostwald indique la densité 1,409 (*Zeitschrift für physik. Chemie*, t. I, p. 403).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

On a fait aussi usage de l'élément au bioxyde de mercure, formé de zinc, solution de sulfate de zinc à 10 pour 100, bioxyde jaune de mercure, et mercure. Sa force électromotrice est, à θ°, en volts internationaux :

$$E_\theta = 1,386 - 0,0002\,(\theta - 12) \quad (^1).$$

En raison de sa faible variation thermique, cet élément pouvait être préféré à l'étalon Clark, mais il ne peut rivaliser avec l'étalon au cadmium.

Les deux étalons que je viens de nommer occupent sans conteste le premier rang. L'étalon Clark, plus anciennement connu (2), a été l'objet d'études plus nombreuses; l'étalon au cadmium, qui en est une variante (3), paraît appelé à le remplacer. Les travaux auxquels ils ont donné lieu montrent l'extrême précision que peuvent comporter les études sur les piles, quand on écarte patiemment les causes de variation. L'historique complet de ces recherches ne pourrait trouver place ici, et je m'occuperai surtout d'exposer l'état actuel de la question.

II. — Principe de la pile de Clark et de la pile au cadmium.

L'élément Clark est formé de zinc pur ou amalgamé, au contact duquel est une solution saturée de sulfate de zinc $ZnSO^4$. Le pôle positif est du mercure pur, au contact duquel est un mélange de sulfate mercureux Hg^2SO^4, très peu soluble, et de la solution saturée de sulfate de zinc. Cette solution devant être saturée à toute température, il est nécessaire que des cristaux du sel solide soient en excès dans l'élément.

L'élément au cadmium est constitué de même, sauf la substitution du cadmium au zinc pour le pôle négatif et pour le sulfate ; le métal doit toujours être employé à l'état d'amalgame.

---

(1) Gouy, *Journal de Physique*, 2e série, t. VII, p. 532; 1888. M. Limb a trouvé, à 0°, 1,3928 volt (*Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 61; 1896).

(2) Latimer Clark, *Philosophical Transactions*, t. CLXIV, p. 1; 1874.

(3) Des éléments au cadmium, construits en 1884, ont été employés par Czapski (*Wied. Ann.*, t. XXI, p. 235; 1884). M. Weston, de Newark, a surtout contribué à les faire employer comme étalons et ils portent souvent son nom (*voir* Dearlove, *Electrician*, t. XXXI, p. 645; 1893).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Lorsque ces éléments débitent un courant, Hg^2 est mis en liberté pendant que Cd ou Zn se dissolvent, en sorte que, au moins théoriquement, le seul changement dans la pile consiste en ce que Hg^2SO^4 et Cd ou Zn s'usent, pendant que la quantité des sels $CdSO^4$ ou $ZnSO^4$, déjà en excès, s'accroît peu à peu; cette altération ne deviendrait sensible qu'après un très grand nombre de mesures (1).

III. — Métaux purs et amalgames.

Le zinc pur ou amalgamé en proportions quelconques donne sensiblement la même force électromotrice; cependant il faut qu'il y ait assez de zinc pour saturer le mercure, ce qui exige environ 2 pour 100 (2). On emploie d'ordinaire des amalgames plus riches en zinc; la teneur de 10 à 15 pour 100 est adoptée à la *Physikalisch-technische Reichsanstalt* (3). Cet amalgame, fondu au bain-marie, est versé dans les éléments, où il reste consistant aux températures usuelles.

Le zinc non amalgamé ou faiblement amalgamé se couvre parfois d'un dépôt noirâtre, formé de globules de mercure résultant de la réduction du sulfate mercureux (4); ce dépôt abaisse la force électromotrice de plusieurs millivolts, comme le ferait un dépôt de métal étranger, tel que du cuivre. Cette cause d'erreur n'existe pas avec les amalgames riches en mercure, qui paraissent préférables, bien que les piles à zinc solide se comportent très souvent d'une manière satisfaisante.

Pour le cadmium, la force électromotrice n'est indépendante de la richesse de l'amalgame qu'entre certaines limites. D'après M. W. Jaeger (5) il en est ainsi quand le rapport du cadmium au mercure est compris entre 1 : 19 et 1 : $5\frac{1}{2}$; au delà, il y a augmen-

(1) Dans les mesures par opposition, avec une grande résistance sur le circuit, la consommation est, en général, de moins de 1 millicoulomb et, par suite, 1g de Cd ou de Zn suffirait à plus d'un million de mesures.

(2) Le mercure dissout environ 0,018 de zinc vers 18° (Gouy, *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 320; 1895).

(3) W. Jaeger et K. Kahle, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 926; 1898.

(4) T.-T. Glazebrook et Skinner, *Philos. Transactions*, t. CLXXXIII, p. 567; 1893.

(5) W. Jaeger, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 106; 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

tation irrégulière, et le cadmium pur donne un excès d'environ $0^{volt},05$. Le rapport adopté à la *Reichsanstalt* est de 1 : 6; il est voisin de la limite supérieure et ne doit pas être dépassé; il n'y a pas d'inconvénient à prendre un peu plus de mercure. Cet amalgame s'emploie comme l'amalgame de zinc.

Je ferai remarquer que ces amalgames pâteux sont formés de mercure liquide, saturé de cadmium, et d'un amalgame solide, de composition définie. Ces deux corps sont nécessairement en équilibre électrochimique, et dès lors leurs quantités relatives sont indifférentes. D'après des analyses faites sur ma demande par M. E. Barral, 1 partie de cadmium exige pour se dissoudre 33 parties de mercure à 0°, et 14 parties à 30°. Au-dessous de ces proportions, le mercure n'étant plus saturé, il y a un déficit de force électromotrice. D'autre part, l'amalgame solide cesse d'avoir sa composition normale lorsque le mercure libre disparaît, et à ce moment la force électromotrice commence à s'accroître; d'après le chiffre de M. Jaeger, ce serait vers le rapport 1 : $5\frac{1}{2}$. La formule $CdHg^3$ donnerait le rapport 1 : 5,36; c'est donc là vraisemblablement la composition de l'amalgame solide normal, aux températures usuelles, et la teneur en cadmium qu'il ne faut pas atteindre. Au-dessous de cette limite, l'amalgame d'apparence solide contient en réalité une certaine quantité de mercure libre, qui imbibe ses cristaux.

En exprimant autant que possible à la main, dans une peau de chamois, le mercure d'un amalgame semi-liquide, le résidu donne sensiblement le rapport 1 : 7 (1); cet amalgame solide, après fusion, peut très bien être employé. Ce procédé peut être utilisé soit pour purifier le cadmium, dissous à chaud dans du mercure, soit pour préparer l'amalgame par électrolyse, sans avoir besoin d'en faire l'analyse.

IV. — Saturation de l'électrolyte et hydrates divers.

Plus la solution est concentrée, plus la force électromotrice des éléments est petite; le défaut de saturation donne donc un excès

(1) D'après une analyse de M. E. Barral.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

de force électromotrice, et la sursaturation, une variation inverse. Cette circonstance est très importante et joue un grand rôle dans les irrégularités que présentent certaines piles lors des variations de température.

Les sels $ZnSO^4$ et $CdSO^4$ peuvent posséder plusieurs degrés d'hydratation, qui entraînent des différences dans la richesse de la solution saturée à leur contact, et, par suite, des irrégularités. Aux températures ordinaires, l'hydrate normal de sulfate de zinc répond à la formule $ZnSO^4, 7H^2O$; il est stable jusqu'à 39°. Au-dessus de cette température, il se transforme en l'hydrate $ZnSO^4, 6H^2O$, qui peut persister au-dessous de 39°, et donne alors une force électromotrice trop faible.

Le sulfate de cadmium normal, $CdSO^4, \frac{8}{3}H^2O$, ne se transforme en un autre hydrate qu'au-dessus de 70°, mais il éprouve au-dessous de 15° une modification (1) qui fait varier la force électromotrice; cet élément ne peut donc être employé en toute sûreté qu'au-dessus de cette température. Il faut noter cependant que ces irrégularités ne se produisent guère au-dessus de 10°, et sont surtout appréciables vers 0°, où elles peuvent atteindre environ 1 millivolt (2).

Il est donc essentiel que les sels employés aient cristallisé au-dessous de 39° pour le zinc, et de 70° pour le cadmium (c'est le cas des sels du commerce), et ne soient pas portés par la suite à des températures supérieures. Il suffit du reste qu'une partie du sel soit à l'état d'hydrate normal pour que la transformation soit bientôt complète (3).

---

(1) Ph. Kohnstamm et E. Cohen, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 344; 1898.

(2) W. Jaeger et R. Wachsmuth, *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 575; 1896.

(3) On a souvent employé des éléments sans excès de sel, et où, par conséquent, la concentration reste constante aux diverses températures. La pile Carhart contient ainsi une solution de $ZnSO^4$ saturée à 0°. Cet élément vaut donc 1 clark véritable à 0°, et, au-dessus, sa variation avec la température est environ moitié moindre, mais cet avantage est racheté par quelques inconvénients (H.-L. Callendar et H.-T. Barnes, *Proceed. Royal Society*, t. LXII, p. 117; 1897). On a fait aussi des éléments au cadmium avec une solution saturée à 4° (Weston electrical instruments C°); ces éléments sont plus forts que l'élément normal d'environ 0,0005 volt aux températures usuelles. Ici la différence est peu importante, le sulfate de cadmium ayant une solubilité peu variable avec la température.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

V. — Disposition des éléments.

La pile originale de Clark est ainsi construite (1) : On prépare une pâte épaisse en mélangeant du sulfate mercureux avec une solution saturée de sulfate de zinc; on fait bouillir la pâte pour chasser l'air, et on la verse sur du mercure chaud qui occupe le fond d'un vase de verre de forme appropriée. Un fil de platine fixé au fond du vase établit le contact; dans la pâte un bâton de zinc pur est suspendu au-dessus du mercure, et le vase est fermé à la paraffine.

Cet élément présente donc la disposition verticale, le zinc étant au-dessus du mercure. Cela n'est pas sans inconvénient; il arrive parfois que des parcelles de zinc ou d'amalgame tombent dans le mercure, et produisent une baisse considérable de la force électromotrice.

Diverses recherches amenèrent à l'adoption du type du Board of Trade, de Londres, qui diffère de la pile originale par les caractères suivants : La pâte de sulfate mercureux et sulfate de zinc contient dans sa masse des cristaux de ce dernier sel en abondance, de manière à assurer la saturation. On a soin, en la préparant, de ne pas dépasser la température de 30°, pour ne pas risquer de modifier l'hydrate normal. Un excès de liquide existe d'ordinaire au-dessus de la pâte, en sorte que le zinc plonge, en totalité ou en partie, dans cette solution saturée. Le contact avec le mercure est établi par un fil de platine scellé dans un tube de verre, et passant dans le bouchon qui ferme l'élément, ce qui permet de plonger celui-ci dans un bain d'eau sans compromettre l'isolement (2).

Cet élément du Board of Trade fut adopté par le Congrès de Chicago (1893) et officiellement recommandé dans les divers pays qui adoptèrent les unités dites *internationales* (3). On a reconnu depuis lors qu'il laisse à désirer au point de vue des variations de température, en ce que la solution dans laquelle plonge le zinc n'est pas toujours exactement saturée.

---

(1) Latimer Clark, *loc. cit.*
(2) Glazebrook et Skinner, *loc. cit.*
(3) En France, par décret inséré à l'*Officiel* du 2 mai 1896.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

MM. Callendar et Barnes (1) ont remédié à ce défaut de la manière suivante : Au-dessus de la pâte de sulfate mercureux se trouvent des cristaux de sulfate de zinc humides, sans excès de liquide. Le zinc est plongé dans cette masse de cristaux, en sorte que la saturation est mieux assurée. Cette *pile à cristaux* est, en effet, d'un meilleur usage que la forme précédente.

Un type tout différent, et qui paraît le meilleur, a été indiqué par Lord Rayleigh (2), et souvent employé. Le vase en verre a la forme d'un H; les deux branches verticales possèdent, à leur partie inférieure, des fils de platine scellés dans le verre. On y verse, d'un côté du mercure, de l'autre un amalgame de zinc semi-liquide, ou du moins liquéfié par la chaleur. Le mercure est recouvert de la pâte de sulfate mercureux et sulfate de zinc, l'amalgame est recouvert de cristaux de sulfate de zinc et le reste du vase est rempli d'une solution saturée de ce sel. Les deux pôles sont ainsi au contact de cristaux de sulfate de zinc, ce qui assure la saturation. Une variante consiste à donner au vase la forme d'un Y renversé (3).

Les éléments que je viens de décrire ne sont guère transportables. Pour en obtenir de tels, on remplace d'ordinaire le mercure par du platine amalgamé, qui est entouré de la pâte de sulfate mercureux et de sulfate de zinc. Celle-ci peut être séparée du reste de l'élément par un petit vase poreux (Feussner). Mais

---

(1) *Proceed. Royal Society,* t. LXII, p. 117; 1897.

(2) *Philos. Transactions,* t. CLXXV, p. 412, et t. CLXXVI, p. 781; 1884 et 1885.

(3) On recommande, en général, d'amalgamer les fils de platine qui plongent dans le mercure et dans l'amalgame. Pour les éléments en H, cela peut se faire par électrolyse, ou en chauffant le mercure à l'ébullition; ce dernier procédé peut être dangereux pour les soudures. Il ne paraît pas que l'utilité de l'amalgamation ait été établie par des expériences comparatives.

Lord Rayleigh (*loc. cit.*), ainsi que MM. Callendar et Barnes (*loc. cit.*) ont constaté que souvent le fil de platine qui plonge dans l'amalgame de zinc subit une altération qui amène la rupture du verre où il est scellé. Cette action singulière doit être rapprochée du fait connu que, dans les dosages électrolytiques du zinc, ce métal s'allie superficiellement au platine. Les physiciens de la Reichsanstalt, qui ont adopté la forme en H, ne paraissent pas avoir éprouvé cet inconvénient. Les piles au cadmium ne semblent pas présenter cette particularité. Une variante intéressante de la forme en H a été indiquée par MM. Perot et Fabry (*Annales de Chimie et de Physique,* 7e série, t. XIII; 1898).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

il est préférable (1) d'adopter la forme en H; on scelle à une des extrémités inférieures du vase une lame de platine rivée à un fil du même métal; cette lame est amalgamée par électrolyse d'azotate mercureux. L'autre pôle est formé par l'amalgame de zinc solide; il est recouvert d'une couche de 1^{cm} de cristaux humides de sulfate de zinc, et le reste du vase est rempli de la pâte ordinaire des deux sulfates. MM. Callendar et Barnes (*loc. cit.*) adoptent la forme verticale; le zinc solide est au milieu de cristaux humides de sulfate de zinc, un fil de platine aplati est entouré de la pâte ordinaire. La substitution du platine amalgamé au mercure ne produit aucune différence de force électromotrice.

Pour les éléments au cadmium, on ne peut faire usage que d'amalgame qui, même solide, ne l'est pas assez pour être employé sous forme de baguettes. Aussi la forme en H est-elle généralement adoptée, la construction est la même que pour la pile Clark. Cependant M. J. Henderson (2) et MM. Callendar et Barnes (3) préfèrent la forme verticale.

La fermeture des éléments est une question importante en pratique; souvent ceux-ci périssent par là. La glu marine est recommandée; la cire à cacheter convient très bien et permet d'immerger les éléments dans un bain de pétrole (4). Le mieux serait évidemment de sceller hermétiquement le verre (5), ce qui est facile avec la forme en H, s'il n'y avait pas à compter avec le dégagement d'hydrogène qui peut se produire à la longue. Avec le zinc, ce dégagement est souvent assez sensible dans les premiers temps; il n'en est pas de même avec le cadmium, mais on peut se demander ce qui adviendrait, après quelques années, d'éléments absolument clos.

VI. — Des substances employées dans les éléments.

En principe, ces substances doivent être pures; de nombreuses recherches ont été faites en vue d'étudier l'influence des im-

(1) K. Kahle, *Wied. Ann.*, t. LI, p. 203; 1894.
(2) *Philos. Magazine*, t. XLVIII, p. 152; 1899.
(3) *Brit. Assoc. Report.*, 1897.
(4) W. Jaeger et R. Wachsmuth, *loc. cit.*
(5) Callendar et Barnes, *Proc. Royal Society*, t. LXII, p. 117; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

puretés ordinaires, et les méthodes de purification les plus faciles, mais la question est loin d'être épuisée.

A part l'acide libre, qui joue un rôle spécial, les impuretés ordinaires du sulfate de zinc ou du cadmium, ainsi que de ces deux métaux, n'ont pas une grande importance, si l'on fait usage des produits dits *purs* du commerce. M. Kahle l'a montré par de nombreuses expériences (1); on peut même introduire de fortes proportions de substances étrangères sans effet bien notable. Je citerai, comme essais personnels, des variantes de l'élément au cadmium, où un excès de $ZnSO^4$ ou de $MgSO^4$ était ajouté au $CdSO^4$, ou bien un excès des métaux Bi, Pb, Sn, Ag, Au, ajouté à l'amalgame, ce qui ne produisit que des écarts de moins de 2 millivolts. Bien que ces constatations soient assez rassurantes, il convient évidemment de faire usage de produits aussi purs que possible; les éléments étalons peuvent constituer des instruments de haute précision, et ce but mérite qu'on prenne quelque soin pour leur construction.

Le mercure doit être purifié par les procédés chimiques usuels; puis il est bon, sinon indispensable, de le distiller dans le vide, ce qui est maintenant d'une pratique courante.

Les sulfates de zinc ou de cadmium doivent être sensiblement exempts d'acide libre, ce qu'on reconnaît en y ajoutant quelques gouttes de solution de rouge Congo ou d'hélianthine Poirrier. Ces sels peuvent avoir une réaction alcaline, s'ils contiennent des sels basiques; c'est ce qui peut arriver lorsque, pour détruire l'excès d'acide qui y existe souvent, on fait bouillir la solution avec de l'oxyde du même métal (2). J'ai constaté que la solution saturée de sulfate de cadmium peut dissoudre assez de sel basique pour que la neutralisation exige $0^g,25$ de SO^3 par litre. Ces solutions à réaction alcaline noircissent le sulfate mercureux et le décomposent, sans être ramenées à la neutralité, et ne doivent pas être employées (3). Il serait bon de mesurer l'acidité ou l'alca-

(1) *Wied. Ann.*, t. LI, p. 174; 1894.

(2) En arrêtant l'opération au moment où la réaction acide disparaît, et filtrant le liquide, on a un sel tout à fait neutre.

(3) On recommande, en général, de traiter la solution de $ZnSO^4$ ou de $CdSO^4$ par du sulfate mercureux; cette pratique ne doit pas être regardée comme suffi-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

linité, ce qui est facile au moyen de solutions déci-normales d'acide sulfurique et de carbonate de soude.

Un petit excès d'acide ne produit pas de grandes variations, surtout pour les éléments au cadmium (1), et il n'y pas lieu de s'en préoccuper si l'on ne cherche qu'une médiocre exactitude. Avec de l'eau acidulée à $\frac{1}{25}$, j'ai obtenu des éléments trop faibles d'environ 2 millivolts. Avec le zinc, l'acide libre produit un dégagement d'hydrogène qui peut amener diverses irrégularités, en détruisant le contact entre le métal et l'électrolyte plus ou moins consistant.

Le sulfate mercureux Hg^2SO^4 peut être pris dans le commerce, mais il faut l'essayer et le débarrasser par des lavages du sel mercurique $HgSO^4$ et de l'acide libre qu'il contient souvent. Le sel, réduit en poudre fine par broyage avec un peu d'eau, est agité avec de l'acide sulfurique étendu à $\frac{1}{1000}$; dans ces conditions, s'il jaunit, c'est qu'il contient du sulfate mercurique, le sulfate mercureux n'étant décomposé que par l'acide sulfurique plus étendu (moins de $0^g,08$ de SO^3 par litre) (2). En prolongeant les lavages à l'eau acidulée, le sel peut redevenir blanc, par dissolution du sulfate mercurique basique (turbith), formé d'abord (3). On termine par un lavage à l'eau distillée, sans trop le prolonger pour ne pas former du sulfate mercureux basique, qui, du reste, en petite quantité, n'a pas d'inconvénient sensible. Le sulfate mercureux est en effet décomposé par l'eau en formant un sel basique jaune vert; il ne paraît pas que cette décomposition se produise dans les solutions neutres et saturées de $ZnSO^4$ ou de $CdSO^4$.

On trouve, du reste, dans le commerce, du sulfate mercureux entièrement exempt de sulfate mercurique et d'acide libre; un seul lavage à l'eau suffit pour lui donner la légère teinte jaune qui, *en*

---

sante, car la solution n'est pas ainsi ramenée à son état normal, si elle était basique.

(1) J. Henderson, *loc. cit.*

(2) Gouy, *Action de l'eau sur le sulfate mercureux* (*Comptes rendus*, t. CXXX, p. 1399, 21 mai 1900). On sait que, pour le sulfate mercurique, cette limite est de 67^g par litre.

(3) Il serait trop long d'enlever ainsi une notable quantité de turbith; il faut dans ce cas, ou rejeter le sel, ou le purifier par broyage avec du mercure et un peu d'eau acidulée, suivi de lavages prolongés, ou bien encore laver avec de l'eau acidulée plus concentrée ($\frac{1}{20}$), où le turbith est assez soluble.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'absence de sulfate mercurique, indique la formation du sulfate mercureux basique.

On conseille en général, pour préparer la pâte de sulfate mercureux, d'y incorporer du mercure très divisé, dans le but de détruire les traces de sulfate mercurique et d'acide libre qu'elle peut contenir. L'efficacité de cette pratique est bien douteuse en ce qui concerne l'acide libre, et elle ne saurait suppléer à un bon lavage, qui la rend inutile.

Quant au zinc et au cadmium, on peut prendre les métaux purs du commerce, en préférant ceux qui sont obtenus par électrolyse.

VII. — Rôle du sulfate mercureux au pôle négatif.

Lorsque le sulfate mercureux est au contact du zinc ou du cadmium, il produit, dans les premiers instants, une baisse de plusieurs millivolts, qui se réduit bientôt à 0,0002 volt ou 0,0003 volt ; c'est aussi à peu près l'effet que produit le sel dissous. On regarde, en général, cet effet comme normal, en ce sens que les éléments seraient formés, par définition, d'une solution de $ZnSO^4$ ou de $CdSO^4$ saturée en même temps de Hg^2SO^4. Mais il faut se rappeler que, au contact du Zn ou du Cd, le sel mercureux dissous est détruit à mesure qu'il y arrive; c'est apparemment cette action chimique qui fait baisser la force électromotrice. L'élément est donc le siège d'un transport continu du sel mercureux qui se rend, par diffusion et convection, au pôle négatif où il se détruit. Plus ce transport est actif, plus la force électromotrice doit être diminuée de ce chef; de là de légères divergences entre les éléments de type ou de dimensions non identiques.

Il semble dès lors qu'à ce point de vue, ainsi que pour assurer une longue durée aux éléments, il serait plus rationnel de se placer près de la limite, où le transport du sel mercureux serait extrêmement ralenti par une couche très épaisse de cristaux de $ZnSO^4$ ou de $CdSO^4$, empêchant la convection et retardant la diffusion. Les éléments que j'ai construits d'après ce plan sont de la forme en H; les branches verticales, à partir de la tubulure horizontale, ont une longueur de 10^{cm} à 12^{cm}, en sorte que le parcours d'un pôle à l'autre est de 20^{cm} à 25^{cm}. Au-dessus du mercure se trouve une couche de 2^{cm} d'un mélange de Hg^2SO^4 et de CdS^4O, et le

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

reste de l'élément est entièrement rempli de ce dernier sel en poudre grossière imbibée d'eau (1). Ces éléments m'ont paru très satisfaisants, mais ils n'ont que quelques mois de date.

VIII. — Erreurs dues aux variations de température.

La force électromotrice diminue quand la température s'élève, beaucoup pour l'élément Clark, fort peu pour l'élément au cadmium; d'où la nécessité de connaître la température ambiante et d'appliquer le coefficient de correction indiqué plus loin. Mais, cette correction une fois faite, il reste néanmoins une *erreur thermique* variable suivant les éléments, qui ne disparaît que lorsque ceux-ci se trouvent maintenus, pendant un temps suffisant, à température exactement constante.

Cet inconvénient peut être considérable avec les éléments Clark de la forme du Board of Trade. Par exemple (2), un élément maintenu longtemps à 14° est porté à 25° et laissé au repos à cette température; après un jour, l'erreur est de 6 millivolts, après cinq jours, de 2 millivolts, et ce n'est qu'après quinze jours que la véritable valeur est acquise. C'est là un cas extrême, mais les éléments de ce type donnent souvent, dans la pratique courante, des erreurs de un ou deux millivolts, même lorsqu'ils sont munis d'un thermomètre indiquant leur température intérieure.

Cette erreur est due à ce que la solubilité de $ZnSO^4$ augmentant rapidement avec la température, il arrive, lorsque la température s'élève, que la solution dans laquelle le zinc plonge en totalité ou en partie ne devient saturée que lorsque la diffusion a établi l'équilibre, ce qui est fort long; jusque-là la force électromotrice est trop grande. Pour un abaissement de température, l'équilibre s'établit bien plus vite, les courants de convection aidant alors la solution à perdre sa sursaturation au contact des cristaux qui occupent sa partie inférieure.

---

(1) On peut réduire la construction des éléments à une extrême simplicité en se servant des sels secs, qu'on humecte de quelques gouttes d'eau, une fois la pile garnie, sans s'inquiéter des bulles d'air qui persistent. Les résultats sont très bons.

(2) Callendar et Barnes, *Proceed. Royal Society*, t. LXII, p. 117; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Le remède consiste à maintenir les deux pôles en présence d'un excès de cristaux, comme dans la pile à cristaux de Callendar ou dans la pile en H de Lord Rayleigh; ainsi, par exemple, dans les conditions de l'expérience précédente, la pile à cristaux prenait en vingt minutes sa valeur à 0,0001 volt près. Pour la pile en H, l'erreur est seulement de 0,0004 volt et 0,00005 volt lorsque la température extérieure varie à raison de 1 degré en sept minutes ou en trente minutes (1). Avec les piles en H de la Reichsanstalt, l'erreur thermique n'atteint pas 0,0001 volt en prenant quelques précautions contre les brusques variations de température, et n'atteint pas 0,001 volt dans les cas les plus défavorables (2). Il faut remarquer que cette erreur thermique est due, pour une part, à ce que la pile ne suit qu'avec un certain retard les variations de la température ambiante, et, pour le reste, à ce que la solution ne prend par instantanément sa concentration normale.

En raison de ces phénomènes, et de la grande valeur du coefficient de température du Clark, il est nécessaire, pour des mesures précises, de placer les éléments dans un bain à température constante et uniforme, ce qui complique beaucoup le mode opératoire. Pour avoir l'approximation de 0,0001 volt il faut en effet répondre de la température à moins de 0,1 degré.

La pile au cadmium, contenant un sel de solubilité presque constante, est beaucoup moins sujette à l'erreur thermique, qui est fort petite avec les éléments de la Reichsanstalt (3). M. Henderson (4) trouve au contraire une erreur assez notable dans les premiers instants de la variation de température, mais je crois qu'on doit l'attribuer à une action thermo-électrique, à laquelle ses éléments se prêtent par leur disposition. J'ai trouvé une erreur thermique de 0,00015 volt avec des éléments en H, portés brusquement de 15° à 30° ou inversement; on peut regarder cette cause d'erreur comme négligeable dans les conditions ordinaires, où les variations de température sont graduelles et moins importantes.

La différence de température des deux pôles produit une force

(1) F.-S. Spiers, F. Twyman et W.-L. Waters, *Philos. Magazine*, t. XLV, p. 285; 1898.

(2) K. Kahle, *Wied. Ann.*, t. LI, p. 174; 1894.

(3) W. Jaeger et R. Wachsmuth, *loc. cit.*

(4) *Loc. cit.*

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

électromotrice thermo-électrique que j'évalue de 0,0003 volt à 0,0004 volt par degré pour les éléments en H au cadmium. Cette forme assure autant que possible l'égalité de température des deux pôles, et il paraît suffisant d'abriter la pile contre les causes d'inégal échauffement; la variation avec la température n'étant que de 0,00004 volt par degré, il est presque inutile de placer l'étalon dans un bain, du moins si l'on se contente de l'approximation de 0,0001 volt.

IX. — Constante et concordance des éléments.

L. Clark estimait à $\frac{1}{1000}$ l'écart de ses éléments, à partir de la valeur normale ou moyenne, dans les mêmes conditions de température. Les progrès ultérieurs ont amené peu à peu à une exactitude plus grande. D'après MM. Glazebrook et Skinner (1) l'écart serait notablement moindre; les auteurs rapportent qu'en 1892 le Board of Trade possédait 72 éléments, dont les valeurs extrêmes différaient de moins de 0,0007 volt. Les physiciens de la Reichsanstalt estiment qu'on peut sans grande difficulté, en suivant leurs instructions (2), construire des éléments qui diffèrent de la valeur normale de moins de 0,0001 volt. Les éléments neufs possèdent un petit excès de force électromotrice, qui se réduit à 0,0001 volt en un mois; les éléments âgés de plusieurs années sont trop faibles d'à peu près la même quantité.

MM. Callendar et Barnes (3) estiment aussi que, dans une série d'éléments d'âges différents, on peut compter sur une approximation de 0,0001 volt environ. Ces résultats remarquables ne sont obtenus, bien entendu, que dans les conditions où l'erreur thermique est évitée.

Des éléments construits avec soin, mais de types différents, ou présentant quelques variantes, et construits dans des établissements différents, offrent naturellement des divergences un peu plus grandes, mais il semble, d'après le peu de résultats précis qui ont

(1) *Loc. cit.*

(2) *Wied. Ann.*, t. LI, p. 203; 1894; t. LIX, p. 575; 1896, et t. LXV, p. 926; 1898.

(3) *Proc. Royal Society*, t. LXII, p. 117; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

été publiés, que les écarts de la valeur moyenne ne dépassent guère 0,0002 volt ou 0,0003 volt. Les piles à zinc solide seraient peut-être un peu plus fortes en général que les piles à amalgame.

L'étalon au cadmium n'est nullement inférieur, comme exactitude, à l'étalon Clark (1), la même précision est obtenue bien plus aisément, pour les raisons indiquées au § VIII.

Un fait très général, et qui se présente avec les deux espèces d'étalons, est le petit excès de force électromotrice que possèdent les éléments neufs, excès qui atteint 0,001 volt dans les premières heures; je ne crois pas qu'on puisse l'attribuer à une autre cause qu'à l'air dissous dans l'électrolyte au contact du zinc ou du cadmium (2).

La durée des éléments est de plusieurs années; il est fait mention d'exemplaires fonctionnant depuis six ans, huit ans, ou davantage (3). Ils finissent en général par une baisse de force électromotrice, due peut-être à l'altération du sulfate mercureux. Souvent aussi la fermeture ne résiste pas aux variations de température, et l'élément se dessèche.

X. — Valeur de la force électromotrice.

Le volt international est défini, comme on sait, d'après l'ampère international ($1^{mg},118$ d'argent en 1^{sec}) et l'ohm international. Des travaux récents (4) ont montré que le voltamètre à argent donne des résultats un peu différents, suivant que la solution est neuve ou a servi quelque temps, le dépôt étant trop fort dans ce der-

(1) Jaeger et Wachsmuth, *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 575; 1896. — Jaeger et Kahle, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 926; 1898. — Henderson, *loc. cit.* — Callendar et Barnes, *Brit. Assoc. Rep.*; 1897.

(2) MM. Wright et Thompson (*Phil. Magazine*, t. XVI, p. 25; 1883) concluent que l'air dissous n'a aucune action sur le Clark, mais le degré de précision de leurs expériences n'atteint pas les quantités dont il s'agit ici.

(3) Un fait très remarquable, c'est que la valeur d'un élément reste constante de mois en mois, et souvent d'année en année, à une approximation voisine de 0,00001 volt (l'erreur thermique étant évitée). Les divergences entre les divers éléments ne sont donc pas, à proprement parler, *accidentelles*, et elles tiennent à des différences dans leur constitution, qu'on pourra sans doute par la suite reconnaître et éliminer.

(4) *Voir* ci-après le Rapport de M. Leduc.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

nier cas, d'environ $\frac{1}{1000}$. Si l'on conserve la solution avec de l'oxyde d'argent, suivant une pratique souvent usitée, l'excès de masse se réduit à environ $\frac{1}{2000}$; des variations sensibles sont aussi produites par le lavage du dépôt. Il en résulte quelque incertitude sur les déterminations antérieures, et même sur la définition de l'ampère et du volt internationaux, les conditions d'emploi du voltamètre à argent n'ayant pas été encore l'objet d'une entente tout à fait complète.

Le Congrès de Chicago regardait la valeur 1,434 comme la plus probable pour l'étalon Clark à 15°, en volts internationaux; les déterminations récentes conduisent à diminuer ce nombre d'environ 1 millivolt. Les physiciens de la Reichsanstalt on trouvé, pour leurs éléments en H, à la température θ (1),

$$E_\theta = 1,4328 - 0,00119(\theta - 15) - 0,000007(\theta - 15)^2.$$

Le même coefficient de température résulte aussi des expériences de MM. Callendar et Barnes (2), faites avec des éléments du type vertical à zinc solide, en sorte que tous les éléments Clark présentent la même variation avec la température, lorsque l'erreur thermique est évitée; on peut regarder cette variation comme très exactement connue actuellement.

MM. Carhart et Guthe (3), en corrigeant les déterminations de MM. Glazebrook et Skinner, d'après les résultats des dernières recherches sur le voltamètre à argent, trouvent la valeur 1,4332 volt pour le Clark à 15°; MM. Waidner et Mallory (4) trouvent, de même, 1,4327 volt.

Des mesures ont été faites aussi en *volts vrais,* au moyen de l'ampère vrai mesuré directement et de l'ohm international regardé comme se confondant avec l'ohm vrai. D'après M. Kahle (5), on a ainsi pour le Clark à 15°, 1,4322 volt, et d'après MM. Carhart et Guthe (6), 1,4333 volt.

---

(1) W. Jaeger et K. Kahle, *Wied. Annalen*, t. LXV, p. 926; 1898. La valeur à 0° est 1,4492 volt.
(2) *Proc. Royal Society*, t. LXII, p. 117; 1897.
(3) *Physical Review*, t. IX, p. 288; 1899.
(4) *Phil. Magazine*, t. XLVIII, p. 1; 1899.
(5) *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 532; 1896.
(6) *Loc. cit.*

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pour l'étalon au cadmium, on a, d'après MM. Jaeger et Kahle (¹), en volts internationaux,

$$E_\theta = 1,0186 - 0,000038(\theta - 20) - 0,00000065(\theta - 20)^2.$$

D'après cette formule, le coefficient moyen entre 15° et 30° serait 0,00004 1 volt. Un élément sur lequel j'ai fait des mesures très soignées m'a donné 0,000054 volt. M. Henderson (²) a obtenu des nombres compris entre 0,00004 volt et 0,00002 volt. Ces petites différences sont assez peu importantes, car, entre les limites usuelles de 15° et 25° l'erreur qui en résulterait ne dépasserait pas 0,0001 volt; il serait cependant intéressant d'en connaître la cause.

D'après les mesures au potentiomètre de M. Kahle, on a

$$\frac{\text{Clark } 15°}{\text{cadmium } 20°} = 1,40663.$$

XI. — Résumé et conclusions.

La supériorité de l'étalon au cadmium paraît aujourd'hui bien établie, et l'on peut penser que cet étalon, joint à des résistances connues, formera dans l'avenir la base des mesures électriques de précision, jusqu'à ce qu'il soit remplacé à son tour par quelque combinaison nouvelle. On regarde souvent les mesures de courants au voltamètre à argent comme offrant plus de garanties que les piles étalons, mais il ne semble pas que cette manière de voir soit justifiée actuellement et l'on ne peut pas obtenir, par ce moyen, l'approximation du dix-millième que donne la pile au cadmium; du reste, la mesure d'un courant à ce degré d'approximation sera toujours une opération délicate, même si l'on parvient à définir, d'une manière complète, les conditions de l'emploi du voltamètre à argent.

Il est bien probable que les travaux ultérieurs, en achevant d'élucider les actions physico-chimiques qui entrent en jeu dans la pile au cadmium, permettront d'obtenir plus aisément cette approximation du dix-millième. A ce point de vue, il serait fort

(¹) *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 926; 1898.
(²) *Loc. cit.*

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

désirable que les physiciens qui veulent construire quelques étalons pour leur usage, pussent se procurer des substances pures et éprouvées, pour arriver sûrement au but sans se livrer à des analyses et à des opérations chimiques.

La comparaison des étalons transportables avec des types bien étudiés et conservés dans des établissements tels que la *Physikalisch-technische Reichsanstalt,* sera aussi une garantie des plus utiles, surtout pour l'électricien qui ne possède qu'un petit nombre d'éléments et n'en fait pas une étude spéciale.

Les forces électromotrices absolues des étalons Clark et au cadmium ne sont pas encore connues, semble-t-il, avec une approximation en rapport avec la concordance des éléments; des recherches nouvelles sont entreprises de divers côtés, et cette lacune ne peut manquer d'être bientôt comblée.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

L'ÉQUIVALENT ÉLECTROCHIMIQUE DE L'ARGENT, DU CUIVRE ET DE L'EAU,

PAR A. LEDUC,

PROFESSEUR-ADJOINT A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

1. On désigne aujourd'hui sous le nom d'*équivalent électrochimique* d'un métal la masse de celui-ci qui est mise en liberté à la cathode d'un voltamètre convenable lorsque celui-ci a livré passage à l'unité de courant pendant l'unité de temps, ou, plus généralement, à l'unité de quantité d'électricité.

Le nombre ainsi défini relatif à l'argent paraît compris, d'après l'ensemble des expériences faites à ce jour, entre 0,01117 et 0,01120 C.G.S. électromagnétiques. C'est dire qu'un courant d'un ampère met en liberté $1^{mg},119$ d'argent environ par seconde.

2. Cette définition suppose implicitement l'exactitude de la loi de Faraday, ou du moins la constance du rapport entre la masse d'argent déposée par unité de temps et l'intensité du courant, quelles que soient la densité de celui-ci au voisinage des électrodes, la nature du sel dissous et la concentration de la dissolution, la température, la nature et la pression de l'atmosphère ambiante, etc.

Il y a donc lieu de réaliser un très grand nombre d'expériences et de mesures précises pour s'assurer de ces divers points. Nous allons passer en revue les quelques résultats qui ont été obtenus.

Nous verrons que cette constance n'est point parfaitement réalisée, et qu'il importe de préciser les conditions de l'expérience pour qu'à une même quantité d'électricité corresponde toujours une même masse d'argent déposé.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Au point de vue de la mesure des courants par l'électrolyse, la variabilité des résultats pourrait certainement avoir un inconvénient assez grave. Toutefois, il suffirait que les conditions requises pour obtenir leur constance fussent faciles à réaliser.

Nous verrons qu'il en est pratiquement ainsi.

3. La loi de Faraday est-elle exacte?

Imaginons que l'on ait placé dans un voltamètre une dissolution d'un sel parfaitement pur qui n'exerce aucune action sur les électrodes et que, en outre, ledit sel ne soit décomposable par le courant (ou préalablement décomposé par le dissolvant) qu'en *deux sortes d'ions seulement*.

Il ne paraît point douteux, dans ce cas, qu'à l'apparition sur la cathode, par exemple, d'une certaine masse du cation corresponde toujours le passage d'une même quantité d'électricité. Cela devient même un simple *truisme* si l'on admet la théorie de la désionisation.

Supposons encore que le cation soit bien réellement mis en liberté et ne soit l'objet d'aucune réaction secondaire ni d'aucune absorption par la cathode ou par l'électrolyte, de sorte qu'on puisse le recueillir entièrement et absolument inaltéré. Disposons en série deux voltamètres jouissant de ces propriétés. Il est clair que le nombre des cations recueillis dans chacun de ces appareils sera le même. Par suite, les masses de ceux-ci seront proportionnelles à ce que l'on pourrait appeler leur *masse ionique*, c'est-à-dire au quotient de leur masse atomique par leur valence dans l'électrolyte considéré.

C'est bien ce qu'exprime la loi de Faraday. Mais les conditions multiples qu'il a fallu supposer réalisées font prévoir que, dans la pratique, on trouvera peu de cas où elle sera rigoureusement vérifiée. L'électrolyse des sels doubles, en particulier, présente souvent des complications telles qu'il est prudent de les exclure des expériences de mesure.

L'électrolyse des chlorures de platine a fourni à M. Kohlrausch des observations très curieuses relatives à la nature des ions. Je me contenterai de renvoyer au mémoire de l'Auteur (1).

(1) *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 423; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Dans le même ordre d'idées, je rappellerai les expériences de M. Osmond et de M. Houllevigue sur la présence du carbone dans le fer électrolytique. Ce dernier notamment a montré (1) que le carbone combiné (perlite) dans l'acier refroidi lentement est entraîné par le courant à l'état d'ion complexe, tandis que le carbone dissous dans l'acier forme un résidu boueux sur l'anode.

Électrolyse de l'azotate d'argent.

Nous examinerons tout spécialement l'électrolyse de l'azotate d'argent, non seulement parce que ce sel a une importance particulière au point de vue de la mesure des courants, mais surtout parce qu'il se classe parmi les plus simples, comme formé de deux ions monovalents seulement : Ag et AzO^3.

Supposons la dissolution parfaitement neutre, c'est-à-dire exempte de tout excès d'acide ou de base, et admettons qu'elle ne renferme pas de molécules géminées. Alors chaque fois que l'unité d'électricité aura traversé le bain, il sera déposé sur la cathode la masse d'argent bien déterminée (voisine de $0^g,01119$, et que nous essayerons de préciser plus loin) que nous avons désignée sous le nom d'*équivalent électrochimique* de ce métal.

Il est peut-être difficile de se procurer une dissolution d'azotate d'argent parfaitement neutre. On prépare ordinairement ce sel en traitant l'argent pur par l'acide azotique pur en excès, et évaporant à sec. Or, si l'évaporation n'a pas été poussée assez loin, il reste de l'acide, et si on la pousse trop, on décompose le sel avec production d'oxyde.

Premier cas. — Dans le premier cas, on peut admettre avec d'Almeida (2) que le courant qui traverse la dissolution décompose simultanément le sel $AgAzO^3$ et l'acide $HAzO^3$, de sorte qu'il se produit à la fois, à la cathode, de l'argent et de l'hydrogène.

Bien que l'on ne puisse pas dire en général que le courant se partage entre les deux corps dissous proportionnellement aux conductances que présenteraient séparément leurs dissolutions dans

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 708; 1898.
(2) *Annales de Chimie et de Physique*, t. II, p. 257; 1857.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'état de concentration où elles se trouvent, il paraît certain que la production d'hydrogène augmentera avec l'acidité relative du bain.

Mais cet hydrogène produit ne se dégage pas ordinairement. La majeure partie réagit sur le sel dissous au voisinage de la cathode et précipite une quantité équivalente d'argent; le reste, ou presque tout le reste, est absorbé par le métal. Cependant, si la densité du courant devient trop considérable et la dissolution trop pauvre en sel argentique ou trop riche en acide au voisinage de la cathode, de nouvelles complications surviennent : une partie de l'hydrogène peut se dégager à l'état de bulles ou se diffuser à travers le liquide, une autre partie peut réduire de l'acide libre et former le sel ammoniacal.

Pour que l'expérience donne le même résultat avec la solution acide qu'avec la solution neutre, il faut évidemment que tout l'hydrogène produit réagisse secondairement. S'il en est ainsi, la masse d'argent recueillie est la même que si l'acide libre ne jouait aucun rôle. Pour cela, il faut que la densité du courant et l'acidité de la solution soient faibles au voisinage de la cathode. Sinon, la masse d'argent recueillie est trop faible.

Je ne connais point d'expériences précises et systématiques relatives à la marche de l'erreur en fonction de ces deux variables. Mais il est bon de rappeler à ce sujet les expériences de M. Bouty sur l'électrolyse de divers mélanges de sels de cuivre et d'autres métaux (¹).

D'après G. Wiedemann, si l'on forme une dissolution mixte de deux métaux appartenant à la liste suivante : Zn, Cd, Pb, Cu, Ag, Au, le métal qui suit dans cette liste se dépose à l'exclusion de celui qui le précède. Cependant Becquerel avait montré, en opérant sur diverses dissolutions d'azotate de cuivre et d'argent, que le dépôt peut renfermer plus ou moins de cuivre suivant la densité du courant et le rapport des concentrations des dissolutions mélangées.

M. Bouty a fixé dans un certain nombre de cas particuliers la densité du courant au delà de laquelle le dépôt cathodique cesse

(¹) *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. I, p. 136; 1882.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

d'être du cuivre pur. Nous reviendrons plus loin sur les expériences récentes de MM. Richards, Collins et Heimrod (1).

Deuxième cas. — Si l'on électrolyse, au contraire, une dissolution contenant un excès d'oxyde d'argent (AgOH), il semble bien, en raisonnant comme plus haut et en excluant, par conséquent, l'hypothèse de la formation de molécules complexes, que l'azotate et l'oxyde doivent s'électrolyser conjointement et déposer ensemble le même nombre de valences que si le sel eût été parfaitement neutre, et cela, quelles que soient la concentration et la basicité relatives de la dissolution, et la densité du courant au voisinage de la cathode.

D'après les observations qui précèdent, il semble que l'on puisse employer indifféremment les solutions neutres ou basiques d'azotate d'argent, mais qu'il faille éviter les solutions acides comme pouvant donner un résultat trop faible. Il convient d'ajouter que, suivant les conditions, et notamment si la densité du courant est un peu forte au voisinage de l'anode, la masse d'argent dissoute à l'anode peut être inférieure à celle précipitée à la cathode. De là acidification de la liqueur.

Dans son Mémoire sur l'équivalent électrochimique de l'eau, M. Mascart rapporte quatre expériences sur ce sujet, dont deux relatives à l'azotate d'argent et deux relatives au sulfate de cuivre. Les masses à comparer sont (2) :

	Argent.		Cuivre.	
Déposé à la cathode...	1,388	0,586	0,405	0,169
Dissous à l'anode.....	1,388	0,589	0,410	0,172

Dans le premier cas seulement ces masses sont égales; dans les trois autres, l'écart est en sens contraire de celui prévu.

En résumé, d'après ces expériences, la somme des masses de l'anode et de la cathode semblerait aller en dimiuant. Ce résultat pourrait s'expliquer par l'action de l'oxygène dissous dans la liqueur, conformément aux expériences de Lord Rayleigh, de

(1) *Proceed. of the Amer. Acad.*, 1899.
(2) *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 109; 1882.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

MM. Schuster et Crossley, Gannon et autres, sur lesquelles nous reviendrons plus loin. Mais l'acidité du bain devrait alors diminuer avec le temps. Peut-être serait-il plus naturel d'admettre que des parcelles de métal détachées de l'anode ont échappé aux pesées.

J'ai essayé moi-même sans succès de vérifier la constance de la somme des masses des électrodes. Mes résultats sont trop peu nombreux et trop peu concordants pour en faire état dès maintenant. J'indiquerai seulement qu'avec le cuivre (bain de sulfate acidulé) cette somme augmentait avec le temps. Mais, bien que ce résultat soit conforme aux prévisions, je ne le donne que sous réserves, à cause de la difficulté de peser les électrodes et particulièrement l'anode, qui est recouverte d'un corps pulvérulent ou spongieux. La couleur brune de cette anode paraît, d'ailleurs, être due à des oxydes ou oxysulfures qui en augmentent indûment la masse.

Quoi qu'il en soit, on admet généralement que la solution primitivement neutre d'azotate d'argent, par exemple, devient acide ainsi que je le disais plus haut, et il peut en résulter une erreur en moins sur la masse d'argent recueillie. On évitera cette erreur en laissant séjourner la solution, avant de l'employer, au contact d'un excès d'oxyde d'argent précipité, et en la renouvelant dès que la solution sera devenue neutre.

D'après M. Kahle (1), la masse d'argent recueillie avec une dissolution fraîche d'azotate est plus faible qu'avec une dissolution ayant déjà servi plusieurs fois (1^{mg},1182 au lieu de 1^{mg},1193). Ce résultat est en contradiction avec l'observation précédente. Il s'accorde avec les observations de MM. Rodger et Watson (2); ces Auteurs trouvent que la solution primitivement acidulée perd son acidité, en même temps que le dépôt s'exagère. Ils attribuent cette augmentation à la présence dans le bain de l'ion Ag^2.

MM. Patterson et Guthe (3) trouvent, au contraire, que l'addition d'oxyde dans la solution du sel cristallisé augmente le dépôt d'environ $\frac{5}{10000}$. J'ai moi-même comparé les dépôts obtenus au moyen d'un même courant dans deux voltamètres contenant l'un

(1) *Zeitsch f. Instrkd.*, t. XVIII, p. 229; 1898.
(2) *Philos. Trans.*, t. CLXXXVI, p. 631; 1895.
(3) *Phys. Review*, t. VII, n° 39, déc. 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

une dissolution additionnée de quelques gouttes d'acide azotique, l'autre une solution basique, et j'ai obtenu dans ce dernier un dépôt plus lourd d'environ $\frac{1}{1000}$, *la masse d'argent recueillie étant voisine de* 30 *grammes*.

Enfin MM. Richards, Collins et Heimrod comparent les masses d'argent recueillies dans plusieurs voltamètres diversement montés : l'un conformément aux indications de Lord Rayleigh, un deuxième semblable à celui de MM. Patterson et Guthe, un troisième, d'un modèle nouveau, comportant un vase poreux entourant l'anode. Sans m'arrêter aux diverses observations intéressantes qu'ils ont faites à ce sujet, je constate que le nouveau voltamètre fournit *un peu moins* d'argent que le premier et *notablement moins* que le deuxième (deux millièmes).

Pour mon compte, je ferai quelques réserves sur ces résultats : d'une part, la masse d'argent recueillie n'était que de 2 grammes, et j'ai appris par expérience à me défier de l'extrême précision des pesées de cette sorte. D'autre part, il serait peut-être utile de s'assurer que le vase poreux n'a point retenu les quelques milligrammes d'argent qui forment le déficit.

Influence de l'atmosphère ambiante. — D'après MM. Schuster et Crossley (1) le dépôt d'argent est un peu plus lourd lorsqu'on opère dans le vide et un peu moins lourd au contraire lorsqu'on opère en présence d'une atmosphère d'oxygène. Le premier résultat a été confirmé par M. Myers, qui estime à $\frac{1}{4000}$ le déficit d'argent dans un voltamètre non privé d'air. Mais les résultats obtenus par ce même Auteur relativement à l'oxygène sont en contradiction avec le précédent.

De nombreuses observations analogues ont été faites sur le voltamètre à sulfate de cuivre. D'après M. Gannon, la masse de cuivre recueillie dans un voltamètre à sulfate de cuivre neutre sous le vide est toujours plus grande que celle obtenue dans un autre identique, mais exposé à l'air. La différence s'accentue si l'on ajoute de l'acide dans ce dernier seul ; elle conserve au contraire à peu près la même valeur si l'on en met dans les deux.

Ces observations sont conformes à celles antérieures de

(1) *Proc. Roy. Soc.*, t. L, p. 344 ; 1892.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

MM. Vanni et Ciutolesi. Le premier a même essayé de corriger ses résultats de la corrosion de la cathode en déterminant la perte de masse que celle-ci subit par unité de temps en l'absence de courant. M. Gore détermine de même la perte de masse d'une lame identique à la cathode, isolée dans le bain pendant que le courant passe. Il est à craindre toutefois que cette correction ne soit bien incertaine.

Enfin il convient de rapprocher ces résultats d'observations déjà anciennes mais contradictoires. Buff avait trouvé que le dépôt de cuivre présentait un déficit en bain acide, si l'on ne prenait pas la précaution de balayer l'air par un courant d'hydrogène. Au contraire, d'après L. Soret (1); le dépôt en bain acide serait supérieur d'environ $\frac{1}{1000}$. D'ailleurs il faut bien dire que Soret considère cet excès comme insignifiant. Et, en effet, l'expérience n'était pas conduite de manière à atteindre la précision du millième : la masse de métal recueillie ne dépassait pas $0^{g},32$ et descendait à $0^{g},08$. On peut même considérer comme fortuit l'accord des résultats à quelques millièmes près.

MM. Richards, Collins et Heimrod, dont le but principal était l'étude du voltamètre à sulfate de cuivre, arrivent aux conclusions suivantes :

1° Le cuivre se dissout lentement dans le sulfate acide, même à l'abri de l'air, et lorsque le liquide est en présence d'une atmosphère d'hydrogène. Le degré d'acidité a peu d'importance, tandis que la vitesse de la réaction est à peu près proportionnelle à la concentration en sulfate. Dans une solution normale de sulfate, à 20°, la perte de masse du cuivre est de $0^{mg},004$ par centimètre carré et par heure. La perte est doublée par la présence de l'oxygène.

Il se forme, dans tous les cas, du cuprosulfate. En présence de l'oxygène, celui-ci se transforme à nouveau en cuprisulfate, qui se dissout.

2° En solution neutre, le cuivre se recouvre d'oxydule : il y a hydrolyse du cuprosulfate.

Influence de la température. — Dans le Mémoire précité,

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XLII, p. 257; 1854.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

L. Soret énonce que le cuivre se redissout partiellement à chaud. Il semble bien qu'il doive en être ainsi dans un bain acide non purgé d'air. MM. Richards, Collins et Heimrod trouvent que, en effet, l'action du liquide sur l'électrode augmente avec la température.

Lord Rayleigh, au contraire, trouve que le dépôt d'argent dans le bain d'azotate est supérieur d'environ 2 millièmes en solution chaude. Cet excès, relativement considérable, ne paraît point facile à expliquer. S'il était plus faible, on pourrait peut-être invoquer l'absence de l'oxygène dans la solution chaude, par opposition avec l'action de ce gaz dissous dans la solution froide en présence de l'air. Le résultat de Soret resterait alors à expliquer.

Influence de la concentration. — Matteucci (1) ne constate aucune influence de la concentration dans l'électrolyse de l'azotate d'argent. De même, Soret n'observe aucune différence systématique entre les résultats obtenus avec une solution saturée de sulfate de cuivre et la même étendue de son volume d'eau. Enfin M. Mascart n'observe aucune influence appréciable en général.

Toutefois de nouvelles expériences systématiques dans lesquelles la masse de métal recueillie serait considérable deviendraient utiles pour trancher définitivement la question.

Influence du genre du sel. — Toujours d'après Soret, le genre du sel soumis à l'électrolyse importerait peu. Il a opéré, en effet, sur diverses solutions de phosphates, d'acétates, de sulfate double de cuivre et de potassium ou de cobalt, et trouvé toujours sensiblement la même masse de cuivre. Les écarts sont alternativement dans les deux sens, sauf avec l'azotate où il y a toujours un petit déficit que l'Auteur attribue, non sans raison, à l'attaque de la cathode par l'acide mis en liberté, l'anode étant en platine.

Mais il ne faut pas perdre de vue que Soret considérait comme insignifiant un écart de 1 ou 2 millièmes. Nous sommes devenus plus exigeants, du moins dans les applications scientifiques.

En ce qui concerne l'argent, j'ai réalisé quelques expériences pour comparer l'électrolyse du cyanure double d'argent et de potassium à celle de l'azotate. La masse de métal recueillie était plus

(1) *Bibl. univ.*, t. LVIII, p. 136; 1835.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

faible sur la première cathode que sur la deuxième. Je crois trouver l'explication de ce résultat dans ce fait que le bain électrolytique est ici assez complexe. Le cyanure de potassium en excès joue dans l'électrolyse un rôle sur l'importance duquel je me propose d'insister un jour. Quoi qu'il en soit, il paraît certain que le potassium provenant de cette électrolyse, en réagissant sur la solution aqueuse, donne naissance à une quantité plus ou moins grande d'hydrogène et, par suite, à un déficit plus ou moins considérable d'argent, suivant les conditions de l'expérience. C'est, je crois, un fait bien connu que l'or provenant de l'électrolyse du cyanure double peut renfermer beaucoup d'hydrogène. J'ai eu l'occasion d'étudier des échantillons déposés par des courants de grande densité qui en renfermaient plus de cinquante fois leur volume. Le déficit en métal était donc énorme. C'est un point sur lequel je me propose également de revenir.

On sait qu'en dehors de l'effet que j'envisage, l'argent est attaqué par le bain contenant un excès de cyanure de potassium. Gore (1) a fait à ce sujet quelques expériences intéressantes. Il fait passer, par exemple, dans un bain de cyanure double un courant tel que la masse de la cathode ne varie pas et mesure ainsi la corrosion. Celle-ci augmente avec la température.

Influence des impuretés. — Les observations rapportées plus haut sur l'électrolyse des mélanges de sels, ainsi que les expériences plus récentes de M. Bouty sur divers mélanges de sels de cuivre avec des sels de zinc, etc., montrent que, si l'on n'emploie que des courants de faible densité, la présence des métaux inférieurs dans le bain ne peut causer que des erreurs bien faibles et généralement négligeables.

La présence de métaux voisins et surtout de métaux supérieurs serait beaucoup plus pernicieuse. Toutefois, en ce qui concerne l'argent, les métaux supérieurs n'existeront généralement qu'à l'état de traces dans un bain préparé avec soin, et, d'ailleurs, l'équivalent électrochimique de ces métaux ne différant pas beaucoup, en général, de celui de l'argent, l'erreur sera encore extrêmement faible.

(1) *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVI, p. 50 et 331; 1884.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Toutefois, on ne saurait trop se défier, à mon avis, de ces conclusions optimistes, et, pour mon compte, je m'efforce d'opérer toujours sur un bain parfaitement pur.

Influence de la densité du courant. — Les observations qui précèdent montrent que, d'une part, la masse de métal déposée par l'unité de quantité d'électricité doit augmenter avec la densité du courant à la cathode si ce métal est attaqué par le bain; car la masse de métal recueillie est proportionnelle à la différence entre la densité du courant et la densité que l'on peut considérer avec Gore comme mesurant la corrosion de la cathode. L'influence de la densité augmente d'ailleurs en même temps que la température.

Mais, d'autre part, nous avons vu qu'en bain acide il peut y avoir à la cathode un déficit d'autant plus appréciable que la densité est plus forte. D'après M. Hammerl (1), les résultats obtenus dans deux voltamètres à sulfate de cuivre de surface différente sont concordants tant que la densité ne dépasse pas 8.10^{-3} C.G.S. Il se produit un déficit pour les densités plus grandes. Le dépôt devient d'ailleurs mamelonné, puis pulvérulent, et il contient alors de l'hydrure de cuivre.

Les expériences de M. Gray semblent indiquer que, dans les conditions où il s'est placé, la première cause est prépondérante. A 20°, avec une solution de sulfate de cuivre dont la densité est 1,18 et contenant 1 pour 100 d'acide libre, le dépôt a varié de 3282 à 3288.10^{-6} C.G.S. lorsque la densité est passée de 3 à 20.10^{-4} C.G.S. A 35°, les résultats ont passé, dans les mêmes conditions, de 3245 à 3282.10^{-6}.

Cette question a été examinée en détail par MM. Richards, Collins et Heimrod, qui ont, à diverses températures, fait varier la densité du courant dans des limites assez larges, la solution de sulfate étant à 10 pour 100. A 0° par exemple, la masse de métal déposée est maxima pour une densité voisine de 10^{-3} C.G.S.

La courbe ayant pour abscisses les surfaces de cathode se confond à peu près avec une droite pour les densités deux ou trois fois plus faibles. On prolonge cette droite jusqu'à l'ordonnée correspondant à une surface nulle, afin de corriger la corrosion.

(1) *Repert. der Physik*, t. XIX, p. 710; 1883.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ne possédant pas d'expériences quantitatives suffisantes sur ces deux points en ce qui concerne l'argent, il conviendra d'opérer avec un bain qui n'attaque pas la cathode, et dont l'électrolyse soit simple, ainsi qu'il a été dit au début. Dans ces conditions, la densité n'aura aucune influence, et l'on pourra choisir celle qui donne un dépôt jouissant des qualités désirables : cohésion, adhérence, etc.

Lavage, séchage, etc. — L'argent déposé de l'azotate est cristallin, mais suffisamment adhérent pour qu'on puisse le laver sans en détacher de parcelles. Kahle (*loc. cit.*) remarque que le lavage à l'eau distillée chaude fait perdre au dépôt quelques dix-millièmes. A quel titre l'argent se dissout-il dans l'eau? C'est ce qui reste à déterminer.

Quoi qu'il en soit, Patterson et Guthe trouvent préférable de laisser simplement les cristaux en contact avec de l'eau distillée pendant une journée. Il me paraît utile de renouveler cette eau une ou deux fois au moins, et de s'assurer, comme le fait Kahle, que la dernière eau ne donne plus de précipité par l'acide chlorhydrique.

Lord Rayleigh (1) avait eu l'idée d'ajouter un peu d'acétate d'argent au bain d'azotate, afin d'obtenir un dépôt plus compact; mais il a reconnu que l'électrolyte reste alors plus facilement emprisonné, et il en est revenu à l'azotate pur.

Pour le séchage de l'argent, le Board of Trade de Londres recommande de le chauffer à 160° après l'avoir rincé à l'alcool. Ce procédé a peut-être l'avantage d'être expéditif; mais, à mon avis, il suffit d'exposer le dépôt simplement égoutté dans le vide pendant douze heures, comme l'ont fait MM. Potier et Pellat. Dans une expérience que j'ai faite à ce sujet, j'ai constaté qu'un dépôt de $3^{g}2$, séché par ce procédé, ne présentait aucune variation de masse lorsqu'on chauffait, à une température bien supérieure à 160°, la capsule où il s'était formé et qu'on la mettait à refroidir dans ce même vide sec.

On sait qu'il faut prendre de grandes précautions pour éviter l'oxydation du cuivre. On doit, au sortir du bain, le plonger rapi-

(1) *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVI, p. 448; 1884.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

dement dans l'eau distillée bouillie. M. Mascart se contente de l'y laisser pendant quelques minutes et de l'essuyer ensuite avec du papier buvard. Peut-être serait-il utile d'achever la dessiccation dans le vide sec.

Divers auteurs recommandent de le rincer rapidement à l'eau distillée, puis à l'alcool. Dans ce cas, on peut laisser sécher à l'air.

Détermination de l'équivalent électrochimique de l'argent.

L'expérience consiste à faire passer un courant d'intensité bien connue dans un voltamètre à argent. Certains auteurs se sont efforcés de rendre ce courant parfaitement constant; d'autres se sont contentés de déterminer son intensité moyenne.

En ce qui concerne le voltamètre, les divers savants qui ont entrepris cette détermination se sont contentés, en général, de préparer une dissolution d'azotate d'argent à peu près neutre. MM. Patterson et Guthe ont assuré la neutralité, je dirai même la basicité de leur liqueur au moyen d'oxyde d'argent. Je crois, malgré les observations de M. Richards, qu'il faut les en féliciter.

Depuis le Congrès de Chicago (1893), on a pris l'habitude de préparer cette solution à 15 pour 100. C'est à peu près la solution normale des chimistes (une molécule-gramme par litre) (1).

Le courant a été mesuré par les premiers expérimentateurs au moyen de la boussole des tangentes, ou en général d'instruments exigeant la connaissance exacte du champ terrestre. Afin de s'en affranchir, Cazin (2) a imaginé une sorte d'électrodynamomètre dont la constante était assez difficile à déterminer exactement.

L'appareil de M. Mascart (3) réalise sur ce dernier un très grand progrès.

MM. Potier et Pellat ont employé l'électrodynamomètre-balance de ce dernier, qui paraît répondre à toutes les exigences et fournir le résultat avec toute la précision désirable.

Enfin MM. Patterson et Guthe ont employé un électrodynamo-

(1) *Voir* note p. 371.
(2) *Soc. des Sc. nat. de Seine-et-Oise,* 1863.
(3) *Journal de Phys.,* 2e série, t. I, p. 109; 1882.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

mètre (du type de l'Association britannique) assez semblable à celui de M. Pellat, mais dans lequel le couple électrodynamique est équilibré par la torsion d'un fil de bronze phosphoreux soigneusement étudié. Ils y voient l'avantage de ne point faire intervenir la valeur de l'accélération terrestre. A mon avis, la balance est encore l'instrument le plus délicat et le plus sûr.

Je n'insisterai pas sur les détails de ces appareils. Je noterai seulement que, dans les expériences de MM. Potier et Pellat, aussi bien que dans celles de MM. Patterson et Guthe, au lieu de faire passer le même courant dans le voltamètre et dans l'électrodynamomètre, on équilibrait au moyen d'un même élément de pile étalon (variétés de Latimer-Clark) les différences de potentiel développées aux extrémités d'une résistance appropriée : 1° par le courant d'une intensité convenable et rendue constante qui produit le dépôt dans le voltamètre; 2° par un courant d'une intensité différente lancé dans l'électrodynamomètre, et choisi de manière à donner à cet instrument son maximum pratique de sensibilité. Ainsi, dans les expériences des premiers auteurs, le premier courant était de 0,1 ampère et le deuxième 0,3 environ.

Résultats. — Les nombres fournis par les premières recherches précises sur la question qui nous occupe ont été souvent reproduits et sont devenus classiques; il suffira donc de les rappeler; ce sont les suivants :

M. Mascart (1882).....	0,011156
M. Kohlrausch (1884).....	0,011183
Lord Rayleigh (1884).....	0,011179

MM. Potier et Pellat ne citent dans leur Mémoire que deux nombres : 0,011189 et 0,011195. L'écart n'étant que de $\frac{1}{2000}$, la moyenne 0,011192 a quelque chance d'être approchée à $\frac{1}{4000}$ près. Mais d'une part la sensibilité de l'électrodynamomètre dans les conditions de l'expérience n'est pas supérieure à $\frac{1}{2000}$, et d'autre part la masse d'argent recueillie n'est que de $0^g,84$ environ et comporte, par conséquent, une incertitude du même ordre. Quoi qu'il en soit, la précision du résultat paraît supérieure au millième, abstraction faite des erreurs systématiques.

MM. Patterson et Guthe donnent cinq résultats dont l'écart maxi-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

mum n'est que de $\frac{1}{6000}$, et dont la moyenne est encore 0,011192. Ils estiment que l'erreur sur ce nombre est inférieure à $\frac{1}{5000}$.

Si l'on tient compte des observations de MM. Richards, Collins et Heimrod, on abaissera de $\frac{2}{1000}$ ce nombre, ce qui conduit à 0,01117 environ.

Au point de vue de l'application aux mesures industrielles, la concordance de ces divers nombres est plus que suffisante. En ce qui concerne la mesure des courants dans les recherches scientifiques précises, il semble que l'on puisse adopter le nombre 0,01119 au lieu de 0,01118 admis jusqu'ici, à la condition, bien entendu, que l'on se rapproche le plus possible des conditions des expériences précitées.

Il y a tout lieu de croire, d'une part, que telle est bien, à moins de $\frac{1}{1000}$ près, la masse d'argent qui se dépose sur la cathode dans ces conditions, lorsque le voltamètre a laissé passer l'unité de quantité d'électricité, et il ne semble pas, d'autre part, d'après les causes de variation signalées plus haut, qu'il y ait lieu de préciser davantage. Si l'on adoptait le voltamètre cloisonné de MM. Richards, Collins et Heimrod, il conviendrait, d'après ces auteurs, de prendre 0,01117.

Bien que nous soyons insuffisamment renseignés sur l'influence des diverses circonstances : concentration et neutralité de la solution, densité du courant, etc., je crois qu'il suffirait, pour rendre les résultats bien comparables, de fixer les conditions ainsi qu'il suit, par exemple :

1° Solution normale d'azotate d'argent pur, additionnée d'oxyde d'argent précipité, et filtrée avant l'usage.

2° Cathode formée par une capsule hémisphérique de platine ou d'argent, et anode formée par un lingot d'argent pur de même forme disposé concentriquement, de manière que la densité du courant à la cathode soit voisine de 10^{-3}. La forme sphérique me paraît bien préférable à celle des plaques recommandées par le Board of Trade. Je visse en son centre une tige filetée d'argent qui sert à la supporter, et je l'enveloppe dans un papier filtre, puis dans une mousseline que je fixe autour de la tige au moyen d'un fil bien serré et non avec de la cire.

3° Après l'opération, la capsule sera lavée et pesée après un

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

séjour prolongé dans un dessiccateur à vide, ainsi qu'il a été dit plus haut. Le dépôt cristallisé d'argent s'en détachera facilement, de sorte qu'il sera inutile de la traiter par l'acide azotique.

On ne saurait trop recommander de prolonger l'expérience de manière à recueillir plusieurs grammes d'argent, une heure par exemple, pour un courant voisin d'un ampère. Je recommanderai aussi de laisser séjourner la capsule dans l'air sec de la balance plusieurs heures avant de mettre fin à la pesée.

En ce qui concerne l'équivalent électrochimique lui-même, il serait nécessaire, pour le déterminer sans ambiguïté, de se placer dans les conditions simples exigées par la définition, et que j'ai indiquées au début. Il faudrait notamment opérer à l'abri de l'oxygène, et assurer la neutralité parfaite du bain pendant toute la durée de l'électrolyse. Je ne sais jusqu'à quel point les expériences de MM. Richards, Collins et Heimrod tranchent la question. D'après les expériences antérieures, on aurait pu évaluer approximativement à $\frac{1}{1000}$ l'augmentation qui en résulterait pour la masse d'argent recueillie.

L'équivalent électrochimique de l'argent pourrait donc en réalité dépasser 0,01120. En présence de cette incertitude, nous nous proposons, M. Pellat et moi, de reprendre les expériences qu'il a faites en collaboration avec M. Potier, en augmentant notablement la masse du métal déposé, et en mettant à profit les diverses observations qui précèdent.

Remarque. — On a proposé de définir l'ampère comme étant le courant capable de déposer dans un voltamètre à argent $1^{mg},118$ de ce métal par seconde. Au point de vue général, il serait aussi incorrect de définir ainsi l'unité de courant que de définir l'ohm au moyen d'une colonne de mercure : celle-ci matérialise plus ou moins exactement l'ohm, mais ne le définit pas. D'autre part, il résulte de ce qui précède que la masse du métal déposé dépend d'un certain nombre de facteurs dont l'influence est assez mal connue, et qu'en définitive ledit équivalent n'est pas encore fixé avec précision ni certitude.

Il serait évidemment fâcheux de définir une unité de manière qu'elle fût susceptible de varier à mesure que de nouveaux progrès seraient réalisés dans cette branche de la Science.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Mesure des courants par l'électrolyse en général.

On a souvent employé les voltamètres à sulfate de cuivre et à eau acidulée pour mesurer les courants. Les difficultés sont bien plus grandes qu'avec l'azotate d'argent, et les résultats beaucoup moins certains par conséquent.

En ce qui concerne le premier de ces appareils, nous avons vu que l'acidité du bain, l'oxygène dissous, la densité du courant, la température, etc., exercent une influence plus grande que dans le cas de l'argent.

Quelques tentatives ont été faites en vue de déterminer l'équivalent électrochimique du cuivre. Mais, à vrai dire, on s'est contenté en général de vérifier à quelques millièmes près la loi de Faraday, en comparant les masses de cuivre et d'argent déposées dans deux voltamètres. Outre les travaux de Gore et de Hammerl déjà cités, je signalerai dans cet ordre d'idées celui de M. Beach (1) qui électrolyse simultanément de l'azotate d'argent et du sulfate ou de préférence de l'azotate de cuivre additionné d'un peu de chlorure d'ammonium. Les résultats sont assez peu concordants; mais la moyenne des meilleures expériences vérifie bien la loi de Faraday, ce qui semble indiquer que, par un heureux hasard, les diverses causes d'erreur se sont compensées.

Quoi qu'il en soit, l'emploi d'un voltamètre à cuivre permettra de mesurer aisément les courants à moins d'un centième près de leur valeur, ce qui est généralement suffisant pour les besoins de l'industrie; mais malgré les expériences si intéressantes de MM. Richards, Collins et Heimrod, il ne me semble pas qu'il puisse en être question dans une étude précise.

Avec un voltamètre à eau, les difficultés sont encore plus grandes. Faraday savait déjà que le rapport des volumes de l'hydrogène et de l'oxygène fournis par un voltamètre à eau acidulée est plus grand que 2.

Meidinger (2) constate que ce rapport varie avec la durée de

---

(1) *American Journ.*, 3e série, t. XLVI, p. 81; 1893.
(2) *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XLI, p. 115; 1854.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'expérience. Il pense que l'eau acidulée se charge d'eau oxygénée, et il conclut que le voltamètre est un instrument aussi excellent que commode pour mesurer les courants, pourvu que l'on ne mesure pas l'oxygène, et que l'on débarrasse le liquide de l'eau oxygénée par l'ébullition.

M. Berthelot (1) constate qu'en effet, dans les dix premières minutes d'une électrolyse, il s'est dégagé $12^{cm^3},2$ d'hydrogène pour 3,6 seulement d'oxygène. Mais plus tard l'oxygène est au contraire en excès, et l'on obtient 8,5 d'hydrogène pour 4,8 d'oxygène. M. Berthelot montre qu'il se forme surtout de l'acide persulfurique, et attribue à la décomposition spontanée de ce corps l'excès final d'oxygène. L'opération se régularise si l'on remplace l'acide sulfurique par l'acide phosphorique. Toutefois, une solution concentrée (66 pour 100) donne encore beaucoup d'ozone et devient passablement oxydante. Il se produit encore de l'ozone avec les solutions concentrées de potasse ou de baryte.

La proportion d'ozone augmente avec la densité du courant. Pour l'éviter complètement, il faut chauffer à 50°.

Weber se proposa dès 1840 de déterminer la masse d'eau décomposée par un coulomb. Le courant était mesuré au moyen d'une bobine suspendue par un bifilaire et dont l'axe était perpendiculaire au méridien magnétique. On mesurait le volume du mélange tonnant recueilli sur le mercure et on en déduisait la masse. Le résultat moyen fut 9376.10^{-7} C. G. S., qu'il convient d'abaisser à 9365 en raison de l'erreur sur la densité du mélange tonnant.

Bunsen (1843) détermine directement la perte de masse de son voltamètre. Ses nombres présentent des écarts dépassant le centième. Le résultat moyen est 9265.10^{-7}. Casselmann (1843) obtient 938.10^{-6}, avec des écarts analogues. Les expériences de F. Kohlrausch sont beaucoup plus concordantes (2), mais entachées d'erreurs systématiques. Joule (1851) trouva 9265.10^{-7} comme moyenne de résultats dont l'écart maximum dépasse 2 pour 100. Enfin Cazin (1863) retrouva sensiblement le nombre de Weber.

---

(1) *Comptes rendus*, t. LXXXVI, p. 71; 1878.
(2) *Pogg. Ann.*, t. CXLIX, p. 72; 1873.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

M. Mascart a exécuté avec soin une série d'expériences sur ce sujet. Un même courant traverse successivement plusieurs voltamètres et un électrodynamomètre spécial, dont il peut calculer exactement la constante. L'un des voltamètres renferme une dissolution assez étendue d'acide phosphorique; la proportion d'ozone produite est insignifiante, surtout si l'on élève la température à 40° ou 50°. Les électrodes ont une faible surface; la densité du courant à l'anode est, par suite, assez grande; mais il n'en résulte pas une formation appréciable d'ozone, la température n'étant pas propice. Et, d'autre part, cela a l'avantage de diminuer les chances d'absorption des gaz par les électrodes et par le liquide.

M. Mascart, après avoir expérimenté la méthode de Bunsen, a trouvé préférable d'extraire le mélange des deux gaz de l'éprouvette où ils s'accumulent au moyen d'une pompe à mercure, et de mesurer son volume dans des conditions bien connues. Il est très instructif de comparer les nombres obtenus :

		cm^3
1° A la pression ordinaire	avec des lames pour électrodes..	65,35
	avec des fils fins	66,00
2° Sous le vide	avec des fils longs	65,35
	avec des électrodes Wollaston ..	65,76

On voit que l'écart est de l'ordre du centième. D'autre part, malgré la difficulté que présentait la détermination de l'intensité moyenne du courant, M. Mascart considère celle-ci comme connue à $\frac{1}{1000}$ près. En résumé, l'équivalent électrochimique de l'eau serait 9303.10^{-7}.

Il y aurait lieu d'apporter à ce nombre une légère correction, en raison de ce que la densité du mélange tonnant est, d'après mes expériences, 0,4142 au lieu de 0,4147. Mais cette correction aurait pour effet d'abaisser le résultat qui déjà paraît trop faible.

En effet, si l'on admet pour l'équivalent électrochimique de l'argent 0,01119, la masse atomique de ce métal étant 107,92, et la masse moléculaire de l'eau 18,015, on trouve que l'équivalent électrochimique de l'eau est 9340.10^{-7}. L'erreur du nombre de M. Mascart serait, d'après cela, $\frac{1}{1000}$ et même $\frac{3}{1000}$ par défaut. Il est clair que cette erreur ne provient pas de la mesure du cou-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

rant. Je me propose de revenir un jour sur cette question que j'ai mise à l'étude.

Bien que mes résultats soient encore trop peu nombreux pour être intéressants, je puis dire ici que j'ai toujours trouvé une masse de gaz tonnant trop faible, et que l'erreur s'est trouvée souvent notablement plus grande que celle du résultat ci-dessus.

Tout ce que l'on peut dire actuellement, c'est que la détermination de la masse de l'eau décomposée est fort difficile, et que la mesure d'un courant ne peut être effectuée d'une manière certaine au moyen du voltamètre à eau qu'à $\frac{1}{200}$ près tout au plus. C'est à peu près la précision que l'on peut obtenir, et plus facilement, avec le voltamètre à cuivre. Je me propose de préciser les conditions dans lesquelles il faut opérer pour arriver à un résultat plus satisfaisant.

En résumé, c'est avec raison que l'on a choisi le voltamètre à argent comme appareil normal de mesure des quantités d'électricité par voie électrochimique. Non seulement cet appareil est plus sensible qu'un autre, à cuivre par exemple, parce que l'équivalent électrochimique de l'argent est plus élevé; mais c'est celui qui est le plus comparable aux instruments de même espèce, et c'est le seul qui permette d'atteindre la précision du millième.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES

DE LA

MATIÈRE PONDÉRABLE [1],

PAR H. DU BOIS,

PROFESSEUR DE PHYSIQUE APPLIQUÉE A L'UNIVERSITÉ DE BERLIN.

L'ensemble des propriétés magnétiques du vide constitue ce que l'on est convenu d'appeler la *Théorie générale du champ électromagnétique*. L'intensité du champ et l'induction figurent avec des dimensions identiques dans le système électromagnétique des mesures; par pure convention, le rapport de ces deux vecteurs, c'est-à-dire la perméabilité du vide, est admis égal à l'unité [2], ce qui correspond à une susceptibilité nulle. Remarquons qu'on a constaté des intensités jusqu'à 75000 C.G.S., équivalant à une tension de 225 mégabaryes environ, qui dépasse la ténacité du plomb, mais que le vide transmet parfaitement. Il est aisé aujourd'hui d'obtenir couramment des champs de 40000 C.G.S., d'une étendue de plusieurs millimètres, sans dépense exagérée de

(1) Ouvrages consultés : M. FARADAY, *Exp. Res.*, t. III; Londres, 1855. — J. TYNDALL, *Res. on diamagn.*, etc.; Londres, 1870. — J.-C. MAXWELL, *Treatise*, 2e éd., t. II; Oxford, 1881. — G. CHRYSTAL, *Magnetism* (*Encycl. britann.*, 9e éd.; 1883). — G. WIEDEMANN, *Lehre v. d. Elektr.*, 2e éd., t. III; Brunswick, 1895. — J.-A. EWING, *Magn. Induction*, 3e éd.; Londres, 1900. — H. DU BOIS, *Magn. Kreise;* Berlin, 1894. — CH. MAURAIN, *Magnétisme du fer;* Paris, 1899. — E. SCHMIDT, *Magn. Untersuch.;* Halle, 1900.

(2) En prenant cette définition comme point de départ, la question, souvent posée, d'une aimantation paramagnétique possible du vide perd sa raison d'être; *voir* J.-C. MAXWELL, *loc. cit.*, § 429, 628.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

puissance électrique (1). Examinons les phénomènes magnétiques que présente la matière pondérable soumise à ces conditions.

Brugmans fut le premier qui, en 1778, traita la question ainsi généralisée d'une manière sérieusement expérimentale, en soumettant une grande variété de matières à l'examen par des procédés déjà assez sensibles. Outre les résultats obtenus avec beaucoup de substances directement ferrifères, deux faits capitaux se dégagent de son curieux opuscule. D'abord l'attraction, et partant la polarité temporaire du sulfate, de l'azotate et du chlorure de fer solides, ainsi que celle des gouttes de leur solution filtrée et saturée, ou même assez diluée; il l'établit malgré l'opinion contraire des contemporains, qui admettaient que « l'humeur acide barrait le passage à travers les pores du métal au fluide aimantin ». Ensuite, il fit la découverte de premier ordre que le bismuth pur présente le « phénomène singulier de la répulsion par les deux pôles ». Voilà donc déjà des représentants de chacun des trois groupes distinctifs (2) des substances magnétiques.

Alors Faraday, vers le milieu de ce siècle, dont il personnifiera l'esprit expérimental, embrassa le problème dans toute sa généralité. Par ses classiques recherches, nous savons que toute matière chimiquement homogène diffère du vide au double point de vue magnétique et magnéto-optique. Il prépare, ou du moins conçoit (*loc. cit.*, p. 71) des dissolutions gazeuses, liquides, solides (certains verres et porcelaines) dont le caractère magnétique ne diffère plus de celui du vide; mais cette assimilation n'est permise que pour une seule température déterminée. En outre, ces dissolutions non magnétiques sont actives au point de vue de la polarisation rotatoire; d'un autre côté les dissolutions inactives sont magnétiques. Ces considérations conduisent logiquement à choisir le vide comme milieu ambiant normal au zéro de l'échelle.

Nous ne saurions nous proposer dans cet exposé que de grouper et de coordonner sommairement les faits qui se dégagent avec

---

(1) H. du Bois, *Wied. Ann.*, t. LI, p. 537; 1894. *Ann. der Physik* (4), t. I, p. 199; 1900. *Zeitschrift für Instrkde*, t. XIX, p. 357; 1899. — E. Taylor Jones, *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 274; 1896. — P. Weiss, *Écl. électr.*, t. XV, p. 481; 1898.

(2) A. Brugmans, *Magnetismus....*, Leyden, 1778 (« omne ferrum, omneque corpus ferrum continens, eo ipso dum trahitur, polos recipiat »; p. 72).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

quelque certitude du nombre relativement restreint de travaux publiés depuis que Faraday ouvrit ce vaste domaine à l'investigation expérimentale. La moisson d'un demi-siècle n'est guère abondante ; elle offre beaucoup de lacunes, et l'ignorance ou la confusion règne encore sur plusieurs questions, même capitales. Le cadre restreint de ce Rapport nous obligera à passer sous silence les théories proposées à diverses reprises pour fournir une image des faits; peut-être l'absence un peu forcée de tout élément hypothétique ne sera pas sans présenter certains avantages.

Précisons tout d'abord les quantités élémentaires dont nous aurons à discuter les relations : il était d'usage, naguère, de rapporter le moment magnétique à l'unité de masse; il en résultait l'*aimantation spécifique* $\mathfrak{S}$. Depuis, on a été amené par le développement de la théorie analytique à considérer plutôt comme quantités fondamentales les trois vecteurs : *intensité* du champ ($\mathfrak{H}$), *aimantation* en volume ($\mathfrak{J}$), *induction* ($\mathfrak{B}$). Mais pour une étude comparée plus générale, où entrent des considérations d'ordre thermique et chimique, il vaut mieux retourner à cette première quantité, dans laquelle n'intervient pas la densité variable. De plus, d'importantes relations stéchiométriques ne sauraient être exprimées sans l'introduction des masses moléculaires (m) et atomiques (a) (¹). On arrive par là à définir la susceptibilité spécifique absolue (χ) par la relation $\chi = \frac{\mathfrak{S}}{\mathfrak{H}}$ (en centimètres cubes par gramme); par contre, la susceptibilité atomique ou moléculaire est un nombre purement relatif numériquement égal à (χa) ou à (χm); cette dernière est évidemment proportionnelle à la susceptibilité en volume pour tous les gaz, assujettis à la loi d'Avogadro. En outre, nous emploierons les notations : D, densité; g, teneur; c, concentration; $\mathfrak{J}_m = D\mathfrak{S}_m$, aimantation limite; μ, perméabilité rapportée au vide; $\varkappa$, susceptibilité en volume $= \chi D$; x, susceptibilité spécifique de l'eau (à 18°); C, constante de Curie (p. 486); Θ, température absolue; ϑ, température centigrade; nous admettrons, en général, 18° C. (291° abs.), comme température ambiante normale.

(¹) Les masses moléculaires (m) et atomiques (a) sont rapportées à O = 16,00 selon le Tableau synoptique publié : *Chem. Ber.*, t. XXXI, p. 2761; 1898, et *Wied. Beibl.*, t. XXIII, p. 69, 315; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Dans le régime permanent, l'aimantation spécifique d'une substance physiquement homogène et isotrope non déformée est fonction de l'intensité du champ résultant et de la température; parfois il sera utile de prendre la réciproque de la température absolue comme deuxième variable indépendante (p. 470).

$$\mathfrak{S} = F(\mathfrak{H}, \theta) \qquad \text{ou} \qquad \mathfrak{S} = \Phi(\mathfrak{H}, \theta^{-1}),$$

représentent donc des *surfaces thermomagnétiques* spécifiques, dont il s'agira d'établir le caractère. Pour un grand nombre de substances, les données expérimentales présentent encore des lacunes, surtout aux lisières de ces surfaces, c'est-à-dire pour les champs faibles ou intenses, ou pour les températures hautes ou basses. On connaît mieux leur nappe moyenne, mais on est en droit de prévoir sur leurs rebords des conditions moins compliquées et partant une interprétation plus aisée.

Il convient encore, dans l'état actuel de la Science, de classer la matière pondérable en trois groupes distincts; mais cette division, empreinte de la discontinuité artificielle de toute classification, n'a d'autre but que de faciliter l'aperçu de la diversité des phénomènes, diversité qui, d'ailleurs, n'est peut-être qu'apparente et réductible à une cause commune. On sait que les propriétés distinctives des substances nettement ferro, para ou diamagnétiques à la température ambiante sont bien tranchées, mais on peut les rapprocher les unes des autres par la voie chimique; entre les deux premiers groupes, la température seule suffit déjà à produire une transition continue.

I. — Ferromagnétisme.

Les propriétés caractéristiques des substances ferromagnétiques sont la haute susceptibilité variable et l'hystérèse; cependant, nous laisserons de côté ce dernier ordre de phénomènes, qui seront traités dans un autre travail (1), ainsi que ceux où entre le temps, en particulier le traînage; il ne s'agira donc que de l'état magnétostatique invariable, qui ne s'établit souvent qu'après un laps de temps considérable.

(1) *Voir* le Rapport de M. E. Warburg, p. 509 ci-après.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Métaux ferromagnétiques. — Les efforts des métallurgistes ont abouti à supprimer de plus en plus l'hystérèse du fer, de sorte que les courbes d'aimantation cycliques tendent vers la coïncidence pure et simple des deux branches. Il est donc loisible de discuter le caractère de la *courbe ascendante limite* correspondant à un fer pur, vierge, doux et minutieusement recuit, bref, l'élément idéal vers lequel convergent les fers de pureté croissante qu'on a obtenus. Résumons l'allure que suit, à la température ambiante, cette courbe, dont on ne trouvera probablement jamais l'expression analytique rationnelle complète; il va sans dire qu'il ne s'agit ici que des courbes correspondant au tore ou au cylindre infini, seules spécifiques.

a. *Parcours initial* ($0 < \mathfrak{H} < 1$ C. G. S.). — Pour des champs d'intensité ne dépassant guère quelques centièmes, la susceptibilité est constante et atteint, dès le début, des valeurs jusqu'à $\varkappa_0 = 30$ ($\chi_0 = 4$). Ensuite elle croît peu à peu; plusieurs auteurs ont pu la représenter par une ou plusieurs expressions linéaires consécutives, correspondant à une allure parabolique de la courbe d'aimantation dans cet intervalle (1).

b. *Parcours moyen* ($1 < \mathfrak{H} < 10$ C. G. S.). — A partir de là l'aimantation augmente rapidement, la susceptibilité atteint un maximum dépassant 400 ($\chi = 60$); il est inutile d'insister sur ce sujet si généralement connu. Les trépidations mécaniques et surtout électriques, tout en supprimant l'hystérèse, tendent encore à confondre les parcours *a* et *b*; la *courbe d'aimantation stable* qu'on obtient reste toujours concave vers l'axe des abscisses et présente une susceptibilité jusqu'à cent fois plus élevée au début.

---

(1) C. Baur, *Dissert*, Zürich, 1879; *Wied. Ann.*, t. XI, p, 399; 1880. — Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIII, p. 225; 1887. — G. Rössler, *Dissert.*, Zürich, 1892; *Elektrotechn. Zeitschr.*, t. XIV, p. 134; 1893. — Werner Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 655; 1895; t. LVI, p. 176; 1895. — P. Culman, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 602; 1895. — P. Weiss, *Ecl. élect.*, t. VIII, p. 436; 1896. — L. Holborn, *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 281; 1897. — H. du Bois, *The Electrician*, t. XL, p. 814; 1898. — En poursuivant ces recherches, j'ai trouvé que, pour quelques aciers fondus destinés à des instruments cuirassés, la susceptibilité initiale atteint 25, ce qui n'est pas trop inférieur à la valeur du fer pur; d'autres fers et aciers donnèrent des valeurs entre 25 et 2. D'une manière générale, quoique un peu vague, on peut dire que, dès que l'aimantation dépasse une unité, elle commence à dévier sensiblement de la proportionnalité avec le champ.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Au contraire, certaines déformations tendent à différencier plus nettement les trois portions de la courbe : c'est ce qu'a surtout démontré M. Nagaoka pour le nickel tordu et étiré (¹).

c. Parcours final ($\mathfrak{H} > 10$ C.G.S.). — Après avoir atteint les deux tiers de sa valeur limite, l'aimantation augmente de plus en plus lentement tout en s'en rapprochant continuellement. La branche finale, à partir de $\mathfrak{H} = 1000$ C. G. S. environ, et que l'on a poursuivie jusque vers $\mathfrak{H} = 20000$, se prêterait probablement plutôt que les autres parties de la courbe à l'expression analytique et à l'interprétation physique. Malheureusement, les mesures sont très délicates et, partant, les données encore trop rares dans le domaine de la saturation pour justifier des conclusions définitives. Cependant, on ne peut douter de la tendance qu'a l'aimantation à ne pas dépasser une valeur limite; celle-ci ne sera peut-être jamais réellement observée, mais on peut fort bien l'évaluer avec une assez grande approximation pour le fer; de même pour le cobalt et le nickel, qui se comportent d'ailleurs d'une manière analogue au point de vue qualitatif (²). Le Tableau I contient ces valeurs.

TABLEAU I.

18° C (291° abs.). $\mathfrak{H} > 10000$ C.G.S.

MÉTAL *a.*	MANGANÈSE (*), Mn = 55,0.	FER PUR, Fe = 56,0.	COBALT COMPACT, Co = 59,0.	NICKEL PUR, Ni = 58,7.
D.....	7,2	7,86	8,7	8,93
$\mathfrak{z}_m$.....	110?	1850	1370	580
$\mathfrak{S}_m$.....	15?	236	158	65
$\mathfrak{S}_m a$.....	800?	13200	9300	3800

(*) Déduits de mesures faites sur du manganèse électrolytique par une méthode un peu incertaine. (*Voir* E. SECKELSON, *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 37; 1899.)

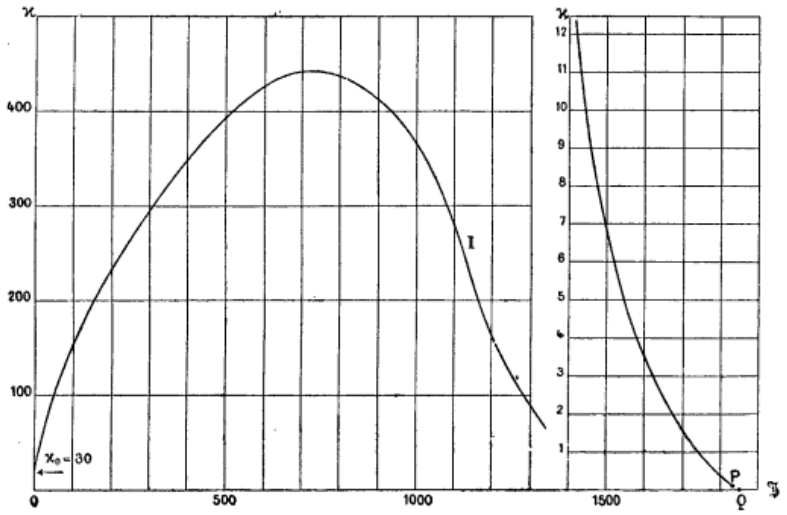
(¹) Le nombre de travaux spéciaux publiés sur l'aimantation moyenne des métaux ferromagnétiques est tellement considérable que nous nous bornons à renvoyer aux Ouvrages précités.

(²) J.-A. EWING et W. LOW, *Phil. Trans.*, t. CLXXX, A, p. 221; 1889. — H. DU BOIS, *Phil. Mag.*, 5ᵉ série, t. XXIX, p. 293; 1890. — H. DU BOIS et E. TAYLOR JONES, *Elektrotechn. Zeitsch.*, t. XVII, p. 543; 1896.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Jusqu'à présent, on n'a pas pu trancher l'importante question de savoir si l'aimantation s'approche de la valeur limite en augmentant toujours ou si elle acquiert une valeur maxima pour des champs d'intensité finie et diminue ensuite : ce qui pourrait équivaloir à une asymptote droite légèrement inclinée vers l'axe des abscisses (¹). On obtient une représentation d'ensemble de ce qui se passe pour le fer à la température ambiante en traçant la susceptibilité en fonction de l'aimantation (*fig.* 1). Au delà du maxi-

Fig. 1.



mum, cette courbe a un point d'inflexion I (²); le dernier point expérimental P correspond à la valeur très faible $\varkappa = 0,1$; malheureusement on ne peut pas déterminer la forme exacte de l'extré-

(¹) J.-C. Maxwell, *loc. cit.*, § 844. Remarquons que, même pour un champ de 70000 C.G.S., l'aimantation en volume du bismuth n'atteindrait qu'une unité C.G.S., dont la superposition sur celle du nickel serait difficile à constater.

(²) Démontré par J. Haubner, *Wien. Ber.*, t. LXXXII, 2ᵉ Partie, p. 771 ; 1881, et A. Fromme, *Wied. Ann.*, t. XIII, p. 695; 1881. — La *fig.* 1 est une juxtaposition des résultats de D.-K. Morris (*Phil. Mag.*, 5ᵉ série, t. XLIV, p. 213; 1897); E. Wilson (*Proc. Roy. Soc.*, t. LXII, p. 369; 1898; fer pur recuit avec 0,1 pour 100 Mn, 0,013 pour 100 Si, traces de C et Si); H. du Bois et E.-T. Jones, *loc. cit.* (ces derniers à une échelle des ordonnées 40 fois supérieure). — En agrandissant d'ailleurs toutes les échelles en raison de 1 : 7,86, la figure représente χ = fonct. ($\mathfrak{H}$) au lieu de $\varkappa$ = fonct. ($\mathfrak{H}$).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

mité de la courbe, qui ne diffère qu'insensiblement de celle de la courbe réciproque $\mathfrak{J} = \text{fonct.}(\mathfrak{H}^{-1})$ et fournirait donc le moyen tout indiqué de représenter la loi d'approche. Si l'on veut admettre que la courbe continue de la même manière et coupe l'axe des abscisses en Q sous un angle fini, le dernier élément rectiligne correspondrait à une loi d'approche finalement hyperbolique, mais qui ne débuterait que pour des champs extrêmement intenses.

L'*effet de la température* sur les deux premières portions de la courbe d'aimantation est assez compliqué, mais d'ailleurs bien connu. MM. Fleming et Dewar ont publié des essais cryomagnétiques sur des fers et aciers de diverses compositions; notons seulement que la courbe du fer doux bien recuit subit une assez faible dépression sur son parcours moyen lorsqu'on le plonge dans l'air liquide; la susceptibilité maxima diminue de 265 (pour 291° abs.) à 230 (pour 88° abs.). D'après quelques indications, qu'a bien voulu me fournir M. Dewar, le refroidissement poussé jusqu'à l'hydrogène liquide ne produirait pas de variation bien sensible. D'un autre côté, la chauffe augmente en général la susceptibilité tout en faisant de plus en plus diminuer le champ pour lequel elle acquiert son maximum; c'est-à-dire que la *montée* initiale de la courbe tend vers la valeur de la montée maximum tout en effaçant la partie convexe de raccordement. Parfois la susceptibilité augmente énormément, surtout au seuil même de la transformation magnétique; dans ce cas, celle-ci a lieu d'une manière brusque, surtout pour le fer. On peut alors mieux préciser la température de transformation qui a lieu vers 320° C. (593° abs.) pour le nickel, 1100°C. environ pour le cobalt, et 870°C. (1143° abs.) pour le fer *pur,* selon M. Osmond et MM. Lydall et Pocklington; les impuretés l'abaissent beaucoup et introduisent souvent une forte hystérèse thermomagnétique dont nous ferons d'ailleurs abstraction. En somme l'effet de la chauffe est au début analogue à celui des trépidations en ce qu'elle rapproche la courbe d'aimantation de la courbe stable; il serait intéressant de faire des expériences thermomagnétiques directes sur celle-ci, où l'effet purement vibratoire est éliminé de prime abord.

D'ailleurs, ces deux types de courbe ne diffèrent pas sensiblement dans leur parcours final, au moins pour les champs intenses; quoiqu'on ne possède pas jusqu'à présent de données sur le fer

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

saturé aux basses températures, on peut admettre que l'aimantation augmenterait un peu par le refroidissement. D'autre part,

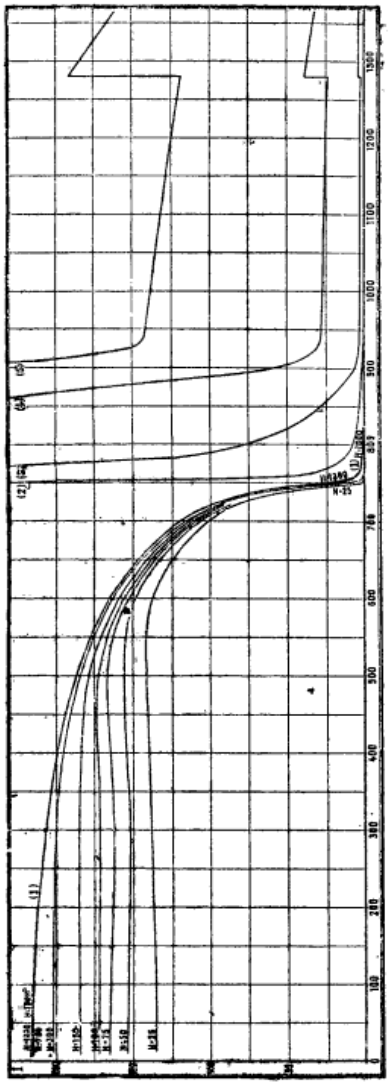


Fig. 2.

M. Curie a fait d'importantes expériences pyromagnétiques sur du fil de *fer doux* (contenant très peu de C carburé, pas de S ni de P), les limites de champ et de température étant de 1300 C. G. S.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

et de 1365° C. La surface thermomagnétique $\mathfrak{S} = F(\mathfrak{H}, \Theta)$ peut être représentée par des sections *isothermes* ($\Theta = \text{const.}$) ou *isopèdes* ($\mathfrak{H} = \text{const.}$) (1); ces dernières seules sont reproduites (*fig.* 2), $\mathfrak{S}$ étant tracé en fonction de θ (centigrade) pour $\mathfrak{H} = 25$, 50, 75, 100, 150, 300, 750, 1000 et 1300 C. G. S. On voit que, pour des champs compris entre 300 et 1300 C. G. S., l'aimantation diminue constamment lorsque la température s'élève (2).

L'examen de ces courbes montre qu'il n'y a qu'un intervalle, mais non pas une température déterminée, dans lequel le fer employé se transforme. L'expression *température de transformation magnétique,* qui est d'un usage commode, a donc une signification plus vague que pour beaucoup d'autres transformations allotropiques où elle est rigoureusement définie; cependant on peut désigner ainsi le point d'inflexion que présente chaque courbe. D'une figure qu'a tracée M. Curie (*loc. cit.*, p. 115) à une échelle où les courbes paraissent moins resserrées, on déduit

Champ	100	300	1000	1300	C. G. S.
Inflexion à.....	746°	747°	749°	751°	C. environ;

le point d'inflexion paraît donc être fonction du champ; on en rapprochera un effet tout semblable, que j'ai démontré en théorie pour le cas général d'une transformation quelconque [ébullition, sublimation, fusion, changement allotropique, etc. (*voir* p. 488)].

L'allure de l'isopède limite $\mathfrak{S} = F(\mathfrak{H} = \infty, \Theta)$, vers laquelle tendent les courbes de la *fig.* 2, serait probablement assez semblable à celle pour $\mathfrak{H} = 1300$; seulement la chute serait plus effacée qu'elle ne l'est déjà et le point d'inflexion correspondrait à une température plus élevée. La *fig.* 3 représente l'isopède réciproque $\mathfrak{S} = \Phi(\mathfrak{H} = 1000, \Theta^{-1})$, déduite de la *fig.* 2 pour le fer, et de quelques anciennes expériences de l'auteur pour le nickel; on voit bien la ressemblance avec l'isotherme ordinaire à parcours assez différencié. D'ailleurs la montée initiale serait bien plus

---

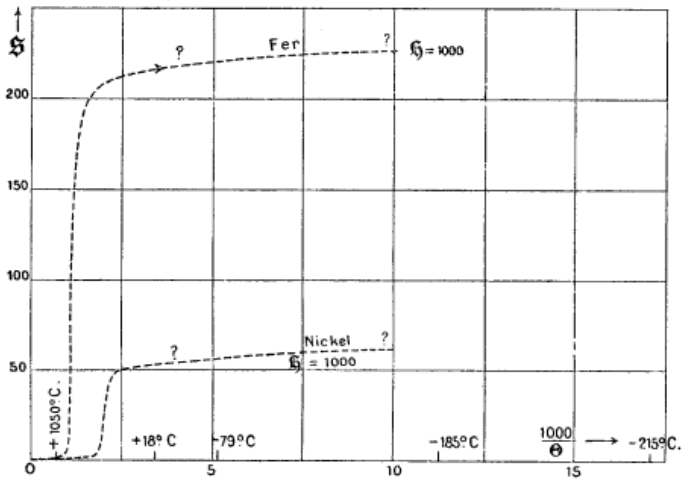
(1) πεδίον = champ; ἰσόπεδος = à champs égaux.

(2) J. Fleming et J. Dewar, *Proc. Roy. Soc.*, t. LX, p. 85; 1896. — D.-K. Morris, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIV, p. 213; 1897. — F. Lydall et A. Pocklington, *Proc. Roy. Soc.*, t. LII, p. 228; 1892. — P. Curie, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. V, p. 289; 1895. — *Thèse* n° 840. Paris; 1895. — *Voir,* du reste, les Ouvrages précités pour la bibliographie thermomagnétique.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

forte; donc, d'après ce qui vient d'être établi, la discontinuité plus aplanie, et partant la différenciation beaucoup moins nette pour l'isopède réciproque limite $\mathfrak{S} = \Phi(\mathfrak{H} = \infty, \Theta^{-1})$, qui probablement aurait le plus de ressemblance avec $\mathfrak{S} = \Phi(\mathfrak{H}, \Theta^{-1} = \infty)$, c'est-à-dire l'isotherme limite au zéro absolu, genre de courbe dont

Fig. 3.



l'importance ressort de plus en plus dans différentes parties de la Physique. La réciprocité des deux variables indépendantes, $\mathfrak{H}$ et Θ, rigoureusement établie pour les substances paramagnétiques assujetties à la loi de Curie (p. 486), ne se dégage ici que vaguement. De futures expériences thermomagnétiques dans les champs intenses peuvent seules décider s'il ne s'agit là que d'une analogie toute fortuite, sur laquelle il convient donc de ne pas trop insister.

Amalgames ferromagnétiques. — Parmi les composés chimiques, la combinaison mercurielle, peu stable, est celle où le caractère ferromagnétique est le moins affecté, au moins pour les amalgames électrolytiques du fer et du cobalt. Ils permettent en outre d'étudier ces métaux à l'état liquide; la question de leur constitution, importante pour l'interprétation des mesures magnétiques, n'est qu'incomplètement élucidée. Cependant on pourra bien admettre qu'à la température ambiante le métal forme avec

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

le mercure un hydrargyrate, composé endothermique à proportions fixes ou variables, qui reste pâteux tant que ce dernier abonde. Cet hydrargyrate est peu soluble dans le mercure; en cas de sursaturation ses parcelles suspendues forment avec le dissolvant, surtout en le remuant bien, un magma ou une émulsion quasi homogène, pendant un laps de temps qui suffit à des expériences prolongées. A la température du mercure bouillant ces liquides paraissent se comporter d'ailleurs comme des dissolutions non pas de l'hydrargyrate, mais du métal; du moins c'est ainsi que M. Ramsay interprète ses recherches sur la pression de leur vapeur; il en déduit la monatomicité de plusieurs métaux dissous, par exemple Mg, Zn, Cd, Mn; les amalgames de Fe et de Co se comportent probablement comme ce dernier. En admettant cette manière de voir, certaines observations de M. Gouy sur leur filtration à travers la peau de chamois ne sauraient être expliquées qu'en supposant que la solubilité diminue lorsque la température baisse de 350° C. à sa valeur ambiante (¹).

M. Nagaoka a étudié les amalgames ferriques et cobaltiques liquides dilués, dont la teneur g (rapport de la masse du métal à celle de l'amalgame) variait d'environ 0,002 à 0,02. Comme pour les métaux il ne s'agira ici que des courbes ascendantes d'aimantation temporaire, obtenues avec des amalgames bien remués entre — 100° C. et + 250° C. et pour des champs jusqu'à 3200 C. G. S.

Soient c la concentration, en grammes de métal par centimètre cube d'amalgame, et D sa densité, on a $c = g\mathrm{D}$; dans le cas général on a évidemment

$$\mathfrak{I} = \text{fonct.}\,(\mathfrak{H}, \Theta, c).$$

Or, pour les amalgames dilués, $\mathfrak{I}$ reste proportionnelle à c; on en déduit $\mathfrak{S} = \mathfrak{I}/c$, *aimantation spécifique* du métal amalgamé; on a donc comme auparavant pour les métaux massifs

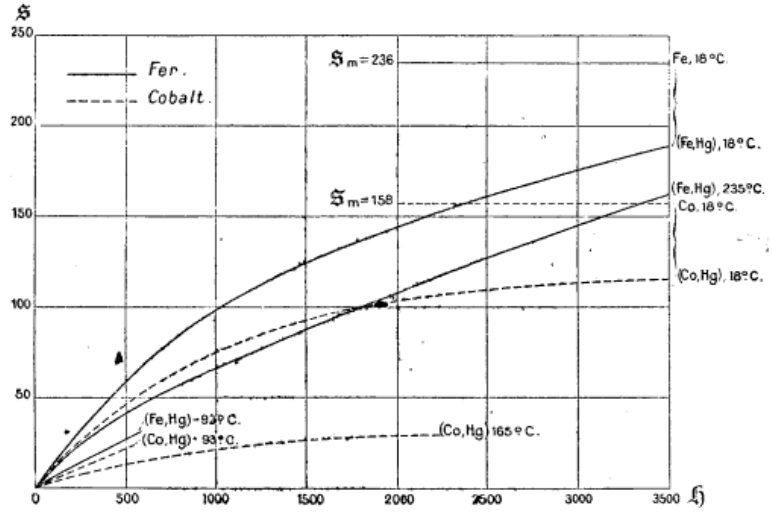
$$\mathfrak{S} = \mathrm{F}(\mathfrak{H}, \Theta),$$

(¹) W. Ramsay, *Journ. Chem. Soc.*, t. LV, 521; 1889. — G. Tammann, *Zeitschr. physik. Chem.*, t. III, p. 441; 1889. — J. Schumann, *Wied. Ann.*, t. XLIII, p. 101; 1891. — C. Christiansen, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 659; 1895. — G. Gouy, *Journ. de Phys.*, 3ᵉ série, t. IV, p. 320; 1895. — Guntz, *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 465; 1896. — Feréé, *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 733; 1896. — W.-J. Humphreys, *Journ. Chem. Soc.*, t. LXIX, p. 243; 1896. *Voir* aussi *Rapports*, t. I, p. 385.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

dont quelques sections isothermes sont représentées par la *fig.* 4. Les droites parallèles aux abscisses représentent les valeurs de $\mathfrak{S}_m$ pour les métaux solides (p. 465); elles paraissent asymptotes aux courbes correspondantes, mais il faudrait pousser les expériences au delà de 3000 C. G. S., afin de trancher cette question

Fig. 4.



définitivement; quoi qu'il en soit, les amalgames s'approchent de la saturation plus tardivement que les métaux massifs. Les courbes présentent une forte diminution de l'aimantation vers les températures élevées ainsi que vers celles au-dessous de — 39° C., où l'amalgame est congelé. M. Nagaoka a démontré que, dans un champ d'intensité moyenne, l'aimantation augmente assez rapidement en chauffant depuis — 93° C. jusqu'à — 39° C.; à cette température, se produit un accroissement brusque de 15 pour 100 environ; à partir de là l'aimantation de l'amalgame fondu diminue de plus en plus; la température exacte de fusion était difficile à estimer (1).

(1) *Amalgames magn.* : Ladenburg, *Handwörtb. d. Chemie.* — Joule, *Repr. pap.*, t. II, p. 331, 491; Londres, 1884. — H. du Bois, *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 155; 1888. — C. Steinmetz, *Elektrotechn. Zeitschr.*, t. XIII, p. 563; 1892. — A. Zamboni, *Nuov. Cim.*, t. II, p. 26; 1895. — H. Nagaoka, *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 66; 1896; *Zeitschr. physik. Chem.*, t. XXII, p. 641; 1897 : ce travail contient, en

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

M. Tammann (*loc. cit.*) a démontré qu'il peut y avoir élévation ou dépression de ce point selon qu'il se forme des hydrargyrates ou non. Il est peu probable qu'on trouverait des résultats interprétables pour la variation ordinaire ou purement magnétothermique du point de fusion, tant que la question de la constitution ne sera pas approfondie. D'après les résultats de M. Ramsay la méthode ébullioscopique paraît préférable dans ce cas; la température d'ébullition d'un liquide chimiquement homogène ayant la courbe d'aimantation trouvée par M. Nagaoka, pour l'amalgame ferrique à 1,78 pour 100, subirait une élévation magnétothermique d'un vingtième de degré environ dans un champ de 50000 C. G. S.

Selon M. Wünsche (1) l'amalgame de nickel électrolytique n'est sensiblement magnétique qu'à partir d'une teneur de 0,002. L'aimantation n'est pas toujours en rapport avec la concentration; pour une teneur de 0,04, $\mathfrak{J}$ fut trouvé $= 0{,}5$ C. G. S. (correspondant à $\mathfrak{H} = 1$ C. G. S. environ) pour un champ de 120 C. G. S.

Alliages ferromagnétiques. — Les propriétés des métaux simples étant aujourd'hui assez connues, on s'est occupé de leurs alliages entre eux ainsi qu'avec une dizaine d'autres éléments métalliques; le nombre de combinaisons possibles, contenant deux ou plusieurs de ces métaux, étant presque illimité, on n'en est qu'à la première étape dans l'évolution de ce sujet. Nous nous bornerons à un exposé très succinct des résultats nettement physiques les plus intéressants; ces recherches sont le plus souvent importantes au point de vue de la métallurgie ou de la connaissance des matériaux de construction.

Notons en passant les métalloïdes, qui accompagnent souvent les aciers et fers industriels, soit dès les minerais d'origine, soit comme ingrédients artificiels : d'abord le *soufre* et le groupe :

---

outre, de nombreux tracés de courbes cycliques; notons que l'hystérèse est considérable : pour un amalgame ferrique de 2,3 pour 100 à la température ambiante le champ coercitif était de 370 C. G. S., l'hystérèse spécifique maxima de 190000 ergs par gramme (tandis que pour les aciers au tungstène ces quantités ne dépassent guère 80 C. G. S. ou 40000 ergs par gramme). D'un autre côté l'hystérèse disparut pour un amalgame cobaltique à — 93° C.

(1) M. H. Wünsche a bien voulu me communiquer ses expériences préliminaires faites au laboratoire de Rostock, et qui d'ailleurs se poursuivent.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

bore, carbone (carburé ou graphitoïde), *silicium;* ensuite le groupe : *phosphore, arsenic, antimoine* (1). Ce dernier représente la transition aux métaux formant avec le fer de vrais alliages.

Ferro-antimoine. — M. P. Weiss a examiné une dizaine d'alliages dont la teneur variait de [26Fe, 74Sb] à [57Fe, 43Sb] sans autres impuretés métalliques; ils furent soumis à des champs jusqu'à 500 C. G. S. Le Tableau II contient leur susceptibilité initiale χ_0 ainsi que l'aimantation dans un champ de 300 C. G. S. pour cinq de ces alliages; comme termes de comparaison, on a ajouté l'antimoine (variété ordinaire, p. 503) et la dissolution méthylalcoolique saturée de chlorure ferrique d'un côté, un acier au tungstène et le fer pur de l'autre. La courbe d'aimantation de l'alliage I ne diffère pas sensiblement d'une droite (jusqu'à $\mathfrak{H} = 500$ C. G. S.); celles des autres restent légèrement concaves vers l'axe des abscisses, comme le sont les courbes stables; la saturation ne saurait s'établir que pour des champs bien plus intenses (2). Le n° III est presque entièrement dépourvu d'hystérèse; il correspond à la formule Fe^4Sb^3 et coïncide avec un accroissement bien plus rapide de la susceptibilité en fonction de la teneur en fer; on voit qu'elle varie dans le rapport de 1 à 10000 et franchit d'une manière continue et presque complète l'énorme intervalle entre une solution paramagnétique et une substance ferromagnétique; on a là toute une gamme artificielle de substances intermédiaires.

---

(1) L'investigation méthodique de l'effet des ingrédients métalloïdes, ainsi que de l'influence non moins importante de la métallurgie au feu, de l'écrouissage, de la trempe et du recuit, devrait comprendre l'examen physico-chimique, magnétique, magnéto-optique, micrographique; la détermination des propriétés élastiques (ténacité, rigidité, dureté) des conductibilités thermiques et électriques. On doit quelques recherches systématiques à M. H.-F. Parshall, *Proc. Inst. Civ. Eng.*, t. CXXVI, p. 50; 1896, et à Mme Sklodowska-Curie, *Bull. Soc. d'Encour. industr.*, 2e série, t. III, p. 36-74; 1897; *Écl. électr.*, t. XV, p. 471, 501; t. XVI, p. 117, 151; 1898, résumées dans l'Ouvrage déjà cité de M. E. Schmidt.

(2) *Ferro-antimoine :* L. Cailletet, *Comptes rendus,* t. XLVIII, p. 1113; 1859. — P. Weiss, *Écl. électr.*, t. VIII, p. 248, 306, 443; 1896. *Thèse* n° 890, 2e Partie, Paris 1896. Pour le n° II, la courbe est convexe vers l'axe des abscisses au début; c'est probablement une complication d'hystérèse; celle-ci est très apparente, les champs coercitifs atteignant jusqu'à 30 C. G. S.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

TABLEAU II.

$\theta = 18°$ C. [Fe, Sb].

SUBSTANCE.	Fe pour 100.	Sb pour 100.	D.	$\varkappa_0$.	$\mathfrak{I}$. (pour $\mathfrak{H} = 300$).
Antimoine.....	0	100	6,71	−0,000001	−0,0003
($FeCl^3$, CH^3OH)...	»	»	1,53	+0,00008	+0,024
I. Mélange	26,0	74,0	»	+0,00009	+0,027
II. Mélange	33,9	66,1	»	0,0005	0,167
III. Fe^4Sb^3.....	38,6	61,4	»	0,0051	1,22
IV. Mélange	51,2	48,8	»	0,33	75
V. Mélange	56,8	43,2	»	1,06	145
Acier au tungstène.	92	8 % de W	»	2,15	410
Fer pur.....	100	0	7,86	30	1600

Ferro-aluminium. — M. Parshall a publié des courbes d'aimantation d'acier contenant quelques millièmes d'aluminium (*fonte mitis*); selon lui, ce métal adoucit le fer comme, du reste, le soufre, le silicium et le phosphore. M. Richardson a récemment fait des expériences sur des tores de trois alliages à des températures variant de −80° C. à +940° C. avec des champs assez faibles (jusqu'à 15 C.G.S.). Lorsqu'on chauffe, la susceptibilité croît lentement jusqu'à un maximum primaire à la température θ_1, puis tombe plus ou moins rapidement pour se relever ensuite à un maximum secondaire à θ_2; enfin, elle diminue jusqu'à la dernière température de transformation θ_3 pour rester ensuite invariable et à peu près indépendante du champ aux valeurs $\varkappa_3$ que contient le Tableau suivant.

TABLEAU III.

N°.	Fe.	Al.	C.		Si.	P.	Mn.	Cu.	θ_1.	θ_2.	θ_3.	$\varkappa_3$.	OBSERV
			carb.	graph.									
I.	89,47	3,64	0,09	2,40	2,89	1,09	0,30	0,11	+380°	+660°	+750°	0,055	Assez do
II.	83,99	9,89	2,80	traces	2,75	0,57	tr.	0	− 90	+340	+460	0,055	Très dur
III.	77,50	18,47	1,56	0,10	1,47	0,65	0,25	tr.	»	− 40	+ 25	0,04	Très dur

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ces alliages paraissent hétérogènes et consistent probablement en deux composés au moins, dont les propriétés se superposent; on n'a pas trouvé d'hystérèse thermomagnétique (1).

Les alliages les plus étudiés sont ceux du fer avec un ou plusieurs métaux de la troisième série paramagnétique (p. 492). On connaît des minerais et des fers bruts contenant du *titane* ou du *vanadium;* il y a quelques applications du *ferrotitane* et du *ferrovanadium,* mais on n'a pas publié d'essais magnétiques. La présence du *manganèse* ne modifie guère les propriétés magnétiques tant que la teneur reste inférieure à 2 pour 100.

Ferromanganèse. — Au dosage de 12 pour 100, il se comporte d'une manière toute différente; à l'état naturel d'extrême dureté, la susceptibilité est indépendante du champ dans de larges limites, tout en variant de 0,001 à 0,3 pour divers échantillons; la structure de cet alliage si variable paraît lamelleuse et hétérogène, comme je l'ai démontré par des essais magnéto-optiques et micrographiques. A l'état ductile moins dur où l'on obtient ce remarquable alliage en le plongeant à chaud dans l'eau froide, il devient plus susceptible à l'aimantation; d'après Mme Curie, le champ coercitif est alors de 135 C.G.S. Des alliages ternaires, contenant plus de manganèse, paraissent redevenir ferromagnétiques à un degré comparable au fer; tels deux alliages [10,8 Fe, 54,5 Mn, 25,3 Al, 2,3 C] et [14,8 Fe, 75,4 Mn, 3,1 Al, 5,6 C] (2).

Ferronickel. — Ces alliages jouent un grand rôle dans l'industrie des cuirasses et sont appelés à d'importantes applications métro-

(1) *Ferro-aluminium :* H.-F. Parshall, *loc. cit.* — S.-W. Richardson, *Phil. Mag.,* 5e série, t. XLIX, p. 121; 1900; depuis, ce physicien a vérifié ses résultats avec un alliage à la teneur de 5,44 pour 100 Al, qui se range entre I et II; pour un pourcentage inférieur à celui de I, l'alliage devient très perméable et se rapproche donc de la *fonte mitis;* ces expériences se poursuivent (*voir* S.-W. Richardson et L. Lownds, *Nature,* t. LXII; 14 juin 1900).

(2) *Ferromanganèse :* J.-T. Bottomley, *Brit. Ass. Report,* t. LV, p. 632; 1885. — J. Hopkinson, *Phil. Trans.,* t. CLXXVI, II, p. 464; 1885. — W.-F. Barrett, *Proc. Roy. Soc. Dubl.,* t. V, p. 360; 1886; t. VI, p. 107; 1888; t. VI, p. 460; 1889. — R.-A. Hadfield, *Proc. Inst. Civ. Eng.,* t. XCIII, p. 72, 1888; *Journ. Iron and Steel Inst.,* 1888. — F. Osmond, *Mém. de l'Artill.de Marine;* 1888. — Börgen, *Ann. der Hydrogr.,* t. XVII, p. 177; 1889; *Wied. Beibl.,* t. XIII, p. 714; 1889. — J.-A. Ewing et W. Low, *Phil. Trans.,* t. CLXXX, p. 221; 1889. — P. Meyer, *Elektrotechn. Zeitschr.,* t. X, p. 582; 1889. — H. du Bois, *Phil. Mag.,* 5e série, t. XXIX, p. 304; 1890. — H. Le Chatelier, *Comptes rendus,* t. CXIX, p. 272; 1894. — Mme S. Curie, *loc. cit.* — G. Wiedemann, *loc. cit.,* p. 616, 864.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

logiques à cause de la curieuse allure de leur dilatation thermique, découverte par M. Guillaume. M. Osmond a opéré sur des alliages homogènes dans toutes les proportions voulues, contenant, outre les deux métaux, 0,1 à 0,5 pour 100 de C et 0,3 à 0,9 pour 100 de Mn; la formule [75 Fe, 25 Ni] les sépare en deux catégories que M. Guillaume distingue comme *irréversible* et *réversible*, selon qu'elles contiennent plus ou moins de fer. Cependant d'après les dernières recherches de M. L. Dumas, ces catégories s'entrecroisent, de sorte qu'entre les formules [78 Fe, 22 Ni] et [72 Fe, 28 Ni] l'alliage peut appartenir à l'une ou à l'autre. La propriété spéciale aux aciers irréversibles est leur forte hystérèse thermomagnétique; celle-ci étant exclue de cet exposé, nous ne résumerons que les propriétés des alliages réversibles, qui ne présentent que de faibles écarts entre les deux températures de transformation, qui n'en forment donc sensiblement qu'une seule. Celle-ci est inférieure à 0°C, pour le premier alliage réversible [75 Fe, 25 Ni] et augmente avec la teneur en nickel; elle franchit la valeur +320°C., correspondant au nickel pur, pour [60 Fe, 40 Ni] environ, atteint un maximum vers +600°C. pour [30 Fe, 70 Ni] et redescend ensuite vers 320°C. Quant aux *solutions solides diluées* de part et d'autre, l'addition d'un peu de fer au nickel relève le point de transformation, tandis que celui du fer pur est abaissé par une faible teneur en nickel. La susceptibilité des alliages réversibles à la température ambiante augmente avec la teneur en nickel entre [72 Fe, 28 Ni] et [56 Fe, 44 Ni]. L'étude de ces substances intéressantes est encore en pleine voie d'évolution (1).

Enfin le *chrome* et le *cuivre* tendent à faire augmenter le champ coercitif, tout en abaissant beaucoup la susceptibilité temporaire;

(1) *Ferronickel :* H. Becquerel (*Comptes rendus,* t. XCIII, p. 794; 1881) trouva que le fer nickelé brésilien (66 Fe, 34 Ni cristallisé à de très basses températures, origine probablement cosmique), existe en deux états distincts. — J. Hopkinson, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, p. 23; 1890; t. XLVIII, p. 1; 1890. — H. Le Chatelier, *Comptes rendus,* t. CX, p. 283, 1890; t. CXI, p. 454; 1890. — H. Tomlinson, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVI, p. 103, 1894. — F. Osmond, *Comptes rendus,* t. CXVIII, p. 532; 1894; t. CXXVIII, p. 304, 1396; 1899. — Ch.-Éd. Guillaume, *Comptes rendus,* t. CXXIV, p. 176, 1515; 1897; t. CXXV, p. 235; 1897; t. CXXVI, p. 738; 1898. *Écl. électr.*, t. XVI, p. 287; 1898. *Les aciers au nickel;* Paris, 1898. — E. Dumont, *Thèse. Genève,* 1898; *Comptes rendus,* t. CXXVI, p. 741; 1898. — L. Dumas, *Comptes rendus,* t. CXXX, p. 357; 1900. — L. Houllevigue, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 89, 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

ils améliorent donc l'acier au point de vue des propriétés désirables pour les aimants permanents; c'est, du reste, aussi le cas pour le *carbone* (à l'état de carbure) et pour les deux métaux à masses atomiques plus élevées, le *molybdène* (4e série, p. 498) et le *tungstène* (6e série) d'un emploi spécifique pour le but indiqué. Selon Daubrée, le fer reste ferromagnétique en s'alliant avec le *platine* (6e série). J'ai trouvé la susceptibilité initiale invariable pour des champs de plusieurs unités C.G.S. et égal à 2,15 pour un acier de Styrie à 8 pour 100 de tungstène non trempé d'une grande dureté; elle était de 2,55 pour un acier français à 4 pour 100 de molybdène trempé.

D'un autre côté, 3 à 4 pour 100 de tungstène paraissent rehausser la susceptibilité du nickel. Ce dernier, ou ses alliages, peuvent aussi se combiner avec le chrome jusqu'à la teneur de 30 pour 100; à partir de 3 pour 100 le nickel commence à perdre ses qualités magnétiques et à 10 pour 100 il en est entièrement dépourvu. Par contre, l'alliage ternaire [Fe, Co, Cr] reste fortement ferromagnétique même quand le pourcentage de chrome atteint 40. M. Werth a préparé une nombreuse série d'aciers spéciaux, de Denain et Anzin) contenant de 5 à 15 pour 100 de Mn, de Ni, de Co, sans insister sur les propriétés magnétiques (1). Des alliages, d'un usage de laboratoire journalier, le rhéotane, le constantane, la nickeline, sont assez magnétiques, l'argentane beaucoup moins.

Il est probable qu'en alliant des métaux ferromagnétiques avec ceux de la cinquième série des terres rares (p. 499) on obtiendrait d'intéressants résultats; le gadolinium, quoique relativement encore rare, entrerait d'abord en ligne de compte; le cérium est à présent d'un usage journalier et l'on peut espérer que l'on trouvera des gisements plus riches des autres terres, intéressantes aussi par leurs qualités spécifiques d'émission lumineuse. On a vu qu'il existe des alliages de métaux ferromagnétiques, qui perdent ce caractère dans certaines conditions. D'un autre côté, il paraît qu'il existe des alliages ferromagnétiques de métaux ne possédant cette propriété qu'à un faible degré à la température ambiante.

---

(1) *Alliages divers :* Daubrée (Fe, Pt), *Comptes rendus,* t. LXXX, p. 526; 1875. — I. Trowbridge et S. Sheldon (Ni, W), *Sill. Am. Journ.,* 3e série, t. XXXVIII, p. 462; 1889. — H. Ostermann et C. Lacroix (Ni, Cr.-Fe, Co, Cr). *Ztschr. für angew. Chemie,* t. II, p. 550; 1889. — J. Werth (Fe, Mn, Co, Ni). *Ann. industr.,* t. XIX, p. 68; 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Composés ferromagnétiques. — On ne connaît que peu de substances composées pures présentant franchement ce caractère ; ce sont celles dites *naturellement* ou *artificiellement attractives* en Minéralogie.

Magnétite. — M. A. Abt a examiné des barreaux d'aimant naturel compact (provenance de Moravicza); en réduisant de peu ses mesures relatives on trouve que, pour un champ de 800 C.G.S. (non corrigé pour l'action démagnétisante) cette substance est près de la saturation et qu'ensuite le champ coercitif est de l'ordre 50 C.G.S. Le minéral compact contient souvent des impuretés et sa structure paraît très hétérogène, comme j'ai pu le démontrer par la méthode magnéto-optique ; ce composé est d'ailleurs le seul où j'aie constaté le phénomène de Kerr, de signe positif contraire à celui des trois métaux. Il vaut donc mieux ne se servir que de magnétite cristallisée (Fe^3O^4, syst. cub. holoédr., $D = 5,1$); j'ai examiné un petit cristal (prov. : île d'Elbe, pureté douteuse) dont une face octaédrique fut polie en miroir; j'ai pu déduire de mes mesures que l'aimantation à saturation perpendiculaire au miroir, donc parallèle à l'axe ternaire, était de 350 C.G.S.

Depuis, cette question a été approfondie par M. P. Weiss, qui s'est servi surtout de grands échantillons purs dodécaédriques (prov. : Traversella, Brozzo). L'étude de prismes parallèles aux trois axes d'un même cristal, soumis à des champs jusqu'à 500 C.G.S., a conduit aux résultats suivants : Sur le plus grand parcours des courbes, qui du reste ont le caractère de courbes stables, l'aimantation suivant l'axe ternaire ($\perp$ face octaédrique) prédomine tout en étant très voisine de celle que l'on observe selon l'axe binaire ($\perp$ face dodécaédrique); tandis que l'aimantation suivant l'axe principal quaternaire ($\perp$ face hexaédrique) est nettement inférieure; le plus grand écartement des courbes a lieu pour un champ de 150 C.G.S. où les ordonnées sont à peu près dans le rapport

Quaternaire : binaire : ternaire = 15 : 18 : 19.

En admettant une loi d'approche hyperbolique, M. Weiss calcule par extrapolation $\mathfrak{J}_m = 437$ ou 432 C. G. S., suivant les axes ternaires ou binaires; il est vraisemblable que l'aimantation selon l'axe quaternaire tend finalement vers la même limite. $\mathfrak{J}_m$ serait donc indépendante de l'orientation et égalerait 435 C.G.S. environ; cela correspond pour $D = 5,1$ à $\mathfrak{S}_m = 85,2$ C. G. S. et à

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

une aimantation moléculaire limite $m\mathfrak{S}_m = 3 \times 6600$ pour Fe^3O^4; ce dernier nombre est exactement la moitié de l'aimantation atomique du fer pur (Tableau I).

M. Weiss a complété ses recherches par des mesures sur des disques taillés perpendiculairement aux axes, c'est-à-dire parallèles respectivement aux faces octaédriques, dodécaédriques et hexaédriques. Pour les deux dernières orientations du disque, l'aimantation varie selon le diamètre; en général, elle présente en outre une composante normale au champ. Si l'on porte sur tous les rayons vecteurs issus d'un centre l'aimantation que prendrait la magnétite dans un champ déterminé, dirigé suivant le rayon considéré, on obtient une surface ayant la symétrie du système cubique. Pour un champ de 350 C. G. S., cette *surface magnéto-cristalline* est un cube à faces creuses et à arêtes arrondies, qui présente quatre sections cycliques parallèles aux faces de l'octaèdre; elle ressemble à certaines surfaces élastiques relevant également du système cubique.

M. Weiss décrit quelques expériences qualitatives très simples, qui mettent en évidence l'anisotropie ferromagnétique de ces cristaux; il obtient d'ailleurs des courbes très semblables à celles des disques hexaédriques avec une plaque de tôle de fer ordinaire et démontre qu'un réseau cubique de lames ferromagnétiques aurait des propriétés analogues dans les trois dimensions. Les champs coercitifs sont bien plus faibles pour les cristaux que pour le minéral compact; ils ne dépassent guère quelques unités. Remarquons que la théorie de Lord Kelvin, citée plus loin (p. 506) n'est pas applicable à des cristaux ferromagnétiques et qu'en particulier la magnétite en est formellement écartée; il reste à voir si la théorie thermodynamique de M. Duhem, appliquée aussi à l'aimantation des cristaux, suffit à donner une image complète, au point de vue quantitatif, des expériences de M. Weiss que nous venons de résumer. Il est facile de voir que l'introduction de coefficients variables doit conduire qualitativement aux résultats exposés page 507 (1).

(1) *Magnétite :* E. Becquerel, *Comptes rendus,* t. XX, p. 1708; 1845. — A. Pacinotti, *Nuov. Cim.,* 3e série, t. XVI, p. 275; 1845. — H. Moissan, *Comptes rendus,* t. LXXXVI, p. 600; 1878. — A. Holz, *Wied. Ann.,* t. V, p. 169; 1878.— H. du Bois, *Wied. Ann.,* t. XXXIX, p. 36; 1890. *Phil. Mag.,* 5e série, t. XXIX,

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pyrrhotine. — On peut déduire des expériences de M. A. Abt sur la substance compacte (prov. : Borèv, Hongrie), analogues à celles sur l'aimant, que le champ coercitif est considérable, de l'ordre 200 C. G. S. Les cristaux individuels sans complications (à peu près Fe^7S^8, quasi hexagonaux, symétrie peut-être inférieure, $D = 4,6$) sont rares. D'après A. Streng, des cristaux (prov.: Bodenmais) à structure feuilletée $\perp$ à l'axe, « refusent la polarité magnétique selon cette direction et se comportent comme l'acier suivant toutes les orientations dans le plan de la base ».

M. Weiss vient de vérifier ce résultat curieux sur un bon échantillon (prov. : Minas Geraës, Brésil) par des méthodes précises. L'aimantation selon l'axe principal ne dépasse pas $\frac{1}{700}$ de celle dans le *plan magnétique;* elle est donc sensiblement nulle. L'aimantation à saturation de la pyrrhotine brésilienne est de $\mathfrak{J}_m = 70$ C.G.S. environ ($\mathfrak{S}_m = 15$, $m\mathfrak{S}_m = 7 \times 1400$ pour Fe^7S^8); les pyrrhotines d'autres provenances (Bavière, New-Jersey, Norvège) n'ont qu'une susceptibilité variant de 0,01 à 0,05, mais limitée de même à un seul plan magnétique. Les expériences sur les phénomènes complexes qu'on observe dans le plan magnétique se poursuivent (1).

Le sulfure ferreux (FeS) amorphe ou cristallin (troïlite, hexagonale) est faiblement ferromagnétique.

Hématite. — M. Abt a examiné cet oxyde compact (prov. : Vaskö, Hongrie) dans des champs jusqu'à 1000 C. G. S.; il n'y paraît pas encore saturé et reste intermédiaire entre la magnétite et la pyrrhotine; le champ coercitif est ensuite de 150 C. G. S. environ. M. Westman a soumis des cristaux d'*oxyde oligiste* spéculaire (prov. : Kragerö, Norvège; 93,4 Fe^2O^3, 3,2 FeO, 3,4 TiO^2, hexag. rhomboébr., $D = 5,2$) à des champs de 0 à

---

p. 262, 301; 1890. — C.-P. Steinmetz, *Trans. Amer. Inst. electr. Eng.*, t. IX, p. 671; 1892. *Elektrotechn. Zeitschr.*, t. XIII, p. 565; 1892. — A. Abt, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 80; 1892; t. LII, p. 749; 1894. — P. Weiss, *Écl. electr.*, t. VII, p. 487; 1896; t. VIII, p. 56, 105; 1896. *Journ. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 435; 1896. *Thèse* n° 890, 1re Partie; Paris, 1896. — P. Curie, *loc. cit.*, p. 103. — W. Voigt, *Pogg. Ann. Ergbd.*, t. VII, p. 1, 177; 1876. *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 642; 1888. — H. Kleng, *Wied. Ann.*, t. XII, p. 332; 1881. — P. Duhem, *Thèse* n° 642, Chap. VIII; Paris, 1888.

(1) *Pyrrhotine :* A. Streng, *Neues Jahrb. für Mineral.*, t. I, p. 197; 1882. *Wied. Beibl.*, t. VI, p. 597; 1882. — A. Abt, *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 135; 1896. — P. Weiss, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 542; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

70 C.G.S. Comme pour la magnétite, le champ coercitif des cristaux est bien inférieur, c'est-à-dire 4 C.G.S. environ. L'aimantation selon l'axe principal ne dépasse pas quelques centièmes de celle dans la base, toutes les orientations dans ce plan principal de symétrie étant équivalentes; l'aimantation à saturation y est de $\mathfrak{J}_m = 2$ C.G.S. environ ($\mathfrak{S}_m = 0{,}4$), la susceptibilité initiale $x_0 = 0{,}05$; malgré ces faibles valeurs l'allure des courbes tracées par M. Westman présente un caractère tout à fait ferromagnétique (1).

Enfin on a constaté cette qualité pour plusieurs composés plus compliqués. Tels l'*ilménite* ($FeTiO^3$, contenant souvent des titanates isomorphes), la *chromite* ($FeCr^2O^4$, substitutions isomorphes), l'*almandine* ($Fe^3Al^2Si^3O^{12}$), ainsi que la *cyanite* et l'*augite*, autres silicates d'aluminium ou de magnésium à substitution ferrique partielle, ayant en outre de curieuses propriétés magnétocristallines, encore peu connues. Par la voie chimique, on obtient un hydroxyde ferromagnétique $Fe^3(OH)^8$, correspondant à la magnétite (2).

II. — Paramagnétisme.

Généralités. — Toute cette série de substances minérales au ferromagnétisme décroissant fait bien ressortir la continuité naturelle dans le domaine qui nous occupe. Or on sait depuis longtemps qu'en outre certains composés de Mn, Fe, Co et Ni exercent une faible action sur des magnétoscopes très sensibles, comme le sidéroscope astatique de Lebaillif. Tels l'haussmanite (Mn^3O^4), la pyrite (FeS^2), la limonite [$Fe(OH)^3$], la sidérite ($FeCO^3$), les oxydes de cobalt et de nickel (3). La métallurgie pratique de ces minerais se sert aujourd'hui couramment de séparateurs électromagnétiques. Quoique nous ne possédions guère de renseignements quantitatifs sur ces substances, il paraît assez improbable que leur

(1) *Hématite :* A. Abt, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, p. 658; 1899. — J. Westmann, *Univers. Årsskrift Upsala*, t. II, p. 1; 1896.

(2) *Minéraux divers :* Delesse, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 1re série, t. XXV, p. 194; 1849. — C.-B. Greiss, *Pogg. Ann.*, t. XCVIII, p. 478; 1856. — J. Plücker, *Pogg. Ann.*, t. LXXIV, p. 343; 1848.

(3) Lebaillif, *Bull. Univ. des Sc.*, t. VIII, p. 87; 1827. — Saigey, *ibid.*, t. IX, p. 89, 167, 239; 1828. — C.-B. Greiss, *loc. cit.* — H.-C. Œrsted, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. XXIV, p. 432; 1848.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

courbe d'aimantation reste droite sur tout son parcours accessible aux expériences; mais elles ne présentent point d'hystérèse, et forment par conséquent la transition au groupe paramagnétique.

L'étude magnétochimique quantitative de la matière en général n'en est encore qu'à ses débuts. Même au point de vue purement descriptif, la classification de beaucoup de substances reste douteuse. On dispose aujourd'hui de méthodes qualitatives et quantitatives suffisamment développées ou tout au moins aisément développables, permettant de soumettre à de puissants électro-aimants la matière solide, liquide ou gazeuse à des températures variant de —200° C. à +1400° C. Il y a lieu d'insister encore sur ce qui a été souvent perdu de vue, c'est-à-dire sur l'ubiquité du fer métallique ou combiné accompagnant les substances solides, surtout les métaux tirés directement des minerais ferrugineux ou réduits de leurs oxydes à l'aide du sodium, du magnésium, de l'aluminium. Supposons qu'une substance para ou diamagnétique, dont la susceptibilité spécifique est de l'ordre d'un millionième ($\chi = \pm 1.10^{-6}$), soit placée dans un champ de 5000 C.G.S.; l'aimantation spécifique atteindra $\pm$ 0,005 C.G.S., tandis que celle des impuretés ferriques, saturées alors, sera constante et égalera 250 C.G.S. en chiffres ronds, c'est-à-dire 50000 fois plus. Par conséquent $\frac{1}{500}$ pour 100 de fer métallique produira un effet suffisant déjà pour masquer les propriétés que l'on veut déterminer, soit d'une manière purement qualitative, soit en fonction du champ (1).

Cet effet a maintes fois faussé les conclusions tirées de l'expérience, mais évidemment l'erreur va en diminuant à mesure que le champ employé est plus intense; un champ de 50000 C.G.S., par exemple, serait dix fois plus avantageux à ce point de vue. Cette considération rend assez difficile et précaire la discussion critique de toutes les déterminations, même qualitatives, publiées

(1) Ce pourcentage minime échappe à la réaction au bleu de Prusse, tandis que celle au sulfocyanure de potassium permet encore de déceler $\frac{1}{5000}$ pour 100 dans une solution acidulée. MM. W. Duane et W. Stewart (*Wied. Ann.*, t. LXI, p. 436, 1897; t. LXII, p. 543; 1897) ont constaté l'entraînement d'un champ rotatoire sur 10^{-8} de fer contenu dans une substance diélectrique, effet constituant une réaction très délicate; *voir* J. Kœnigsberger, *Wied. Ann.*, t. LXVI, p. 717; 1898. — H. du Bois et O. Liebknecht, *Ann. der Physik*, 4e série, t. I, p. 196; 1900. — G. Wiedemann, *loc. cit.*, p. 949. — P. Curie, *loc. cit.*, p. 25.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

depuis les recherches de Faraday. J'ai tâché de soumettre à un examen comparatif assez minutieux les résultats accessibles; mais je ne reproduirai que sous toutes réserves les conclusions qui me semblent les plus probables.

On a fait beaucoup d'expériences sur les sels paramagnétiques anhydres, cristallisés ou dissous. En admettant que, dans un mélange ou une dissolution chimiquement hétérogène, l'aimantation spécifique d'un constituant ne dépend que du champ et de la température et se comporte d'ailleurs d'une manière purement additive envers les autres constituants, on obtient, par simple addition algébrique,

$$\chi = \chi' g' + \chi''(1 - g'), \tag{1}$$

comme équation qui ne fait qu'exprimer cette hypothèse pour une dissolution binaire; les lettres munies d'un ou de deux accents correspondent respectivement au sel dissous et au dissolvant. Lorsque χ' et χ'' sont de signes contraires, on peut, en général, obtenir une dissolution dont le caractère magnétique ne diffère pas de celui du vide; on a alors $\chi = 0$ et par là

$$\chi' = \frac{g' - 1}{g'}\chi''. \tag{2}$$

J'ai étudié χ' à divers points de vue par cette *méthode des dissolutions non magnétiques,* en faisant usage de la relation exprimée par (2). La dépendance de la susceptibilité d'une dissolution paramagnétique de l'intensité du champ a été souvent étudiée; elle n'a jamais été démontrée dans la limite des expériences faites et certainement pas de manière à mettre hors de doute l'inconstance de χ. Toutes les dissolutions non magnétiques examinées jusqu'ici gardent cette propriété pour des champs dont l'intensité croît jusqu'à 40 000 C.G.S.; l'identité magnétique avec le vide peut être facilement et rigoureusement établie et prouve alors la constance de $\frac{\chi'}{\chi''}$ et partant celle de χ' et de χ'' avec une probabilité voisine de la certitude; il est vrai que ces dissolutions sont en général assez diluées.

Les valeurs de χ' déduites, au moyen de l'équation (1), d'expériences faites sur des dissolutions aqueuses de sels paramagné-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

tiques sont en effet indépendantes de la teneur, hormis les complications par hydrolyse graduelle ou autre décomposition chimique. Les premières recherches de G. Wiedemann le démontrèrent déjà et des mesures plus récentes de MM. G. Jäger et St. Meyer et de M. Königsberger viennent à l'appui de cette opinion. On peut donc considérer χ' comme la susceptibilité spécifique vraie du sel anhydre *dissous*. Elle est indépendante d'une ionisation éventuelle plus ou moins prononcée, ainsi que de la nature du dissolvant, au moins en première approximation.

G. Wiedemann a démontré que la susceptibilité spécifique des sels *solides cristallins* plus ou moins hydratés égale en général celle des mêmes sels en dissolution aqueuse; il y a toutefois quelques exceptions. Par contre, pour des sels *solides anhydres* (desséchés au delà de 150°) elle paraît être plus ou moins inférieure; M. Kœnigsberger a trouvé, au moyen d'une méthode différentielle, qu'alors χ' diminue lorsque le champ augmente (jusqu'à 2200 C. G. S. dans ses expériences sur des sels certainement non ferrifères). L'accord entre le sel anhydre sec ou dissous va donc en s'améliorant à mesure que le champ s'affaiblit; peut-être serait-il parfait pour des champs très faibles (1).

G. Wiedemann a aussi découvert, et M. Plessner a confirmé, quoique dans un intervalle de température assez restreint, que le coefficient thermique de la susceptibilité spécifique de beaucoup de sels paramagnétiques dissous a une même valeur. Celle-ci varie entre —0,0033 et —0,0036 par degré et se rapproche donc du coefficient de dilatation des gaz. Or la densité d'un gaz quasi idéal

(1) P. Zilof, *Wied. Ann.*, t. I, p. 481; 1877; t. XI, p. 324; 1880. — J. Schuhmeister, *Wien. Ber.*, t. LXXXIII, 2e Partie, p. 52; 1881. — G. Wiedemann, *Pogg. Ann.*, t. CXXVI, p. 8; 1865. — Eaton, *Wied. Ann.*, t. XV, p. 225; 1882. — A. Tœpler, *Pogg. Ann.*, t. CLIV, p. 600; 1875. — A. Tœpler et A. von Ettingshausen, *Pogg. Ann.*, t. CLX, p. 1; 1877. — A. von Ettingshausen, *Wied. Ann.*, t. XVII, p. 304; 1882. *Wien. Ber.*, t. XCVI, 2e Partie, p. 777; 1887. — G. Quincke, *Wied. Ann.*, t. XXIV, p. 374; 1885. — H. du Bois, *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 154; 1888. — H. du Bois et O. Liebknecht, *loc. cit.* — J. Kœnigsberger, *Wied. Ann.*, t. LXVI, p. 698; 1898. *Ann. der Physik*, 4e série, t. I, p. 175; 1900. — G. Jäger et St. Meyer, *Wien. Ber.*, t. CVI, 2e Partie, p. 594, 623; 1897; t. CVII, 2e Partie, p. 5; 1898. *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 707; 1899. — St. Meyer, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, p. 325; 1899; t. LXIX, p. 236; 1899. *Ann. der Physik*, 4e série, t. I, p. 664; 1900. Cet auteur a trouvé la susceptibilité invariable entre 6000 et 10000 C.G.S. pour un assez grand nombre d'oxydes et de sels hydratés.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

(hydrogène, hélium) à pression constante variant en raison inverse de la température absolue dans de très larges limites, on est amené par analogie à se demander si la variation de la susceptibilité ne serait linéaire que dans d'étroites limites et ne suivrait pas en réalité le type de la loi hyperbolique. M. Curie l'a rendu très probable, au moins en première approximation, pour les sels paramagnétiques dissous ou solides (anhydres par desséchement à 250°), d'abord en soumettant à un nouveau calcul les données relatives de Wiedemann et Plessner. Ensuite M. Curie a entrepris une série de mesures absolues sur une dissolution aqueuse de sulfate ferreux qui donna les résultats suivants :

θ.....	+12°	+46°	+108°	Centigrade.
Θ.....	285°	319°	381°	absolue.
$10^6\chi'$.....	+85,8	+75,6	+63,2	C.G.S.
$C = \Theta\chi'$.....	+0,0245	+0,0241	+0,0241	C.G.S.

On a donc en moyenne $C = \Theta\chi' = +0{,}0242$ et $Cm = +3{,}69$, en bon accord avec le nombre pour $FeSO^4$ dissous au Tableau V (p. 496). Enfin, MM. Fleming et Dewar ont fait quelques déterminations dans l'air liquide relatives au sulfate manganeux cristallin pulvérisé; ils ont trouvé (1)

θ.....	−182°	+25°	Centigrade.
Θ.....	91°	298°	absolue.
χ.....	349	105	unités arbitraires.
$\Theta\chi$.....	31800	31300	» »

Ces mesures sont encore en parfait accord avec la loi hyperbolique, qu'on verra, du reste, surgir partout à propos de substances paramagnétiques. Il n'est que juste de désigner cette généralisation thermomagnétique comme la *loi de Curie*. En introduisant une *constante de Curie* C, on l'exprime par l'équation

$$\chi\Theta = C \qquad \text{ou} \qquad \mathfrak{H} = C\mathfrak{H}\Theta^{-1}. \tag{3}$$

On voit bien qu'ici la relation entre les deux variables indépendantes $\mathfrak{H}$ et Θ est nettement réciproque et que $\mathfrak{H}$ et Θ^{-1} sont

(1) G. Wiedemann, *Pogg. Ann.*, t. CXXVI, p. 1; 1865; t. CXXXV, p. 177; 1868. *Wied. Ann.*, t. V, p. 45; 1878. — P. Plessner, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 336; 1890. — P. Curie, *loc. cit.*, p. 56. — J.-A. Fleming et J. Dewar, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIII, p. 327; 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

donc équivalents et échangeables. Les nappes des surfaces F et Φ, pour autant qu'elles s'étendent entre les limites de validité de la loi, sont des hyperboloïdes; pour Φ, les sections isothermes et isopèdes sont des droites passant par l'origine.

Examinons maintenant quelques cas particuliers; on verra que la loi énoncée a été mise à l'épreuve sur plusieurs d'entre eux. Quant aux éléments, les récentes recherches systématiques de MM. Kœnigsberger et St. Meyer permettent une classification relativement complète (1). Les éléments nouvellement reconnus : hélium, néon, argon (krypton), xénon, n'ont pas encore été déterminés; il n'est guère probable qu'ils soient autres que diamagnétiques.

On peut classer 63 autres éléments, dont 37 diamagnétiques, 22 paramagnétiques, 4 ferromagnétiques à la température ambiante; tandis qu'en 7 cas (Be, Mg, Sc, Nb, La, Ta, Th) la classification nous paraît encore plus ou moins douteuse. Dans le système naturel, à masses atomiques croissantes, on peut distinguer 7 séries d'éléments paramagnétiques consécutifs, qui les comprennent tous, le signe de l'élément ouvrant chaque série étant seul encore incertain; les séries d'ordre pair sont moins prononcées au point de vue paramagnétique que celles d'ordre impair.

1. Oxygène (2). — Selon M. St. Meyer, le *glucinium* (?) (Be = 9,1) est paramagnétique, mais la susceptibilité paraît diminuer fortement entre 6000 et 10000 C.G.S.; c'est pourquoi on

(1) M. Faraday, *loc. cit.* — G. Wiedemann, *loc. cit.*, p. 913 et suiv. — J. Kœnigsberger, *loc. cit.* — St. Meyer, *loc. cit.* — A.-P. Wills, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLVIII, p. 432; 1898.

(2) *Oxygène :* M. Faraday, *loc. cit.*, p. VI (préface), 187, 497. — J. Plücker, *Pogg. Ann.*, t. LXXIII, p. 551; 1848; t. LXXXIII, p. 87, 108; 1851; t. LXXXIV, p. 161; 1851. — E. Becquerel, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. XXVIII, p. 341; 1850; t. XXXII, p. 92; 1851; t. XLIV, p. 209; 1855. — A. Mateucci, *Comptes rendus*, t. XXXVI, p. 917; 1853. — G. Quincke, *Wied. Ann.*, t. XXXIV, p. 401; 1888. — A. Toepler et R. Hennig, *Wied. Ann.*, t. XXXIV, p. 790; 1888. — R. Hennig, *Wied. Ann.*, t. L, p. 485; 1893. — A. Efimoff, *Journ. de Phys.*, 2e série, t. VII, p. 494; 1888; *Wied. Beibl.*, t. XIV, p. 1160; 1890. — D. Goldhammer, *Journ. Soc. phys.-chim. russe*, 2e série, t. XXI, p. 129; 1889; *Wied. Beibl.*, t. XIV, p. 304; 1890. — H. du Bois, *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 150; 1888; *Verh. d. Physik. Ges. Berlin*, t. XVI, p. 148; 1898. — P. Curie, *loc. cit.*, p. 47. — J.-A. Fleming et J. Dewar, *Proc. Roy. Soc.*, t. LX, p. 283; 1896; t. LXIII, p. 311; 1898. — H. Becquerel (*Ozone*), *Comptes rendus*, t. XCII, p. 348; 1881.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

fera bien de classer cet élément comme douteux. Nous ne saurions considérer le bore (B = 11) et l'azote (Az = 14,04) autrement que diamagnétiques, malgré quelques observations contraires. Le carbone (C = 12,00) est diamagnétique dans les états allotropiques du carbone sublimé, du graphite, du diamant. L'*oxygène* (O = 16,00) reste donc le seul représentant certain de cette première série à faibles masses atomiques; les intéressantes propriétés paramagnétiques de ce métalloïde sont aujourd'hui assez bien connues. On ne possède pas encore de données sur l'oxygène solide; MM. Fleming et Dewar ont trouvé $\chi_{gl} = 285.10^{-6}$ et $\varkappa_{gl} = 325.10^{-6}$ (c'est-à-dire $\mu_{gl} = 1,0041$) pour l'oxygène liquide bouillant à l'atmosphère; il fut soumis à des champs variant de 500 à 2500 C.G.S.; selon ces physiciens, la susceptibilité tend à diminuer légèrement quand le champ augmente; mais, comme les résultats numériques obtenus sont encore plus ou moins fluctuants et incertains, il serait important de vérifier cette variabilité en se servant de champs plus intenses.

En adaptant une démonstration bien connue de Lord Kelvin, appliquée depuis par M. Arrhenius, j'ai démontré que la température d'ébullition d'un liquide chimiquement homogène subit dans un champ électromagnétique une élévation (ou une dépression) $\delta\Theta$, selon qu'il est paramagnétique (ou diamagnétique); on calcule $\delta\Theta$ par l'équation

$$(4) \qquad \delta\Theta = \frac{\partial\Theta}{\partial P}\,\frac{D_v}{D_l - D_v}\int_0^{\mathfrak{H}} \mathfrak{J}\, d\mathfrak{H} = \frac{\Theta}{\Lambda}\int_0^{\mathfrak{H}} \mathfrak{S}\, d\mathfrak{H};$$

P désignant la pression de la vapeur saturée; D_v sa densité, sa susceptibilité étant négligeable; Λ la chaleur de vaporisation; D_l la densité du liquide. Si la susceptibilité ne varie point entre les limites de l'intégrale, l'équation se réduit à

$$(5) \qquad \delta\Theta = \frac{\chi\,\Theta\,\mathfrak{H}^2}{2\Lambda}.$$

Pour l'oxygène, on déduit de cette dernière formule une élévation de la température d'ébullition de l'ordre du centième de degré pour un champ de 50 000 C.G.S.; cette valeur ne serait qu'une limite supérieure si la susceptibilité allait en diminuant continuellement pour des champs de plus en plus intenses.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Tableau IV.

OBSERVATEURS.	PRESSION P. — Mégabaryes.	TEMPÉRATURE. θ cent.	TEMPÉRATURE. Θ abs.	SUSCEPTIBILITÉ (en volume) pour une pression d'une mégabarye. $\chi'.10^6$. air.	SUSCEPTIBILITÉ (en volume) pour une pression d'une mégabarye. $\chi.10^6$ vide (3).	SUSCEPTIBILITÉ spécifique. $\chi.10^6$ vide.	SUSCEPTIBILITÉ spécifique. $\chi_{291}.10^6$ vide.	C.	B (5).
H. du Bois, 1888.....	1	+ 15°	288°	»	+0,115	+ 88	+ 87	+0,0253	+0,0096
G. Quincke, 1888.	1-8	+ 16	289	+0,096	+0,121	+ 92	+ 91	+0,0265	+0,0101
G. Quincke (1), 1888.....	40	+ 16	289	+0,123	+0,156	+118	+117	+0,0340	+0,0130
P. Curie, 1892.....	18	+ 20	293	»	+0,151	+115	+116	+0,0337	+0,0129
R. Hennig (2), 1893.....	1-4	+ 25	298	+0,095	+0,119	+ 93	+ 95	+0,0276	+0,0106
J.-A. Fleming et J. Dewar, 1898.	liq.	—182	91	»	+325	+285	»	+0,0259 (4)	»

(1) Les mesures faites par la méthode manométrique à haute pression nous semblent devoir subir une correction due à la densité très appréciable de l'oxygène comprimé relative à celle du liquide manométrique (pétrole), ce qui abaisserait la susceptibilité.

(2) Les mesures absolues de M. Hennig, à l'aide du niveau magnétique de M. Toepler, ont été faites en prenant beaucoup de précautions; il paraît juste de leur attribuer un poids supérieur; la détermination de MM. Toepler et Hennig de 1888 est expressément abrogée dans ce Travail de 1893.

(3) Réduction par la formule $\chi = \chi'(1 - 0{,}2094)$ (*voir* p. 491).

(4) Calculé par extrapolation de la loi de Curie : $C = 91 \times 285.10^{-6}$.

(5) Calculé en admettant que dans l'équation (6, p. 490) P soit exprimée en mégabaryes (1 mégabarye = $\frac{1}{1,0}$ atmosphère).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Quant à l'oxygène gazeux, Faraday avait déjà démontré que sa susceptibilité diminue plus rapidement que la densité en chauffant à pression atmosphérique constante. J'ai constaté, dans ce cas, une diminution d'environ 40 pour 100 entre 9° C. (282° abs.) et 51° C. (324° abs.), tout en trouvant la susceptibilité indépendante du champ jusqu'à 10 000 C.G.S. Tous les observateurs s'accordent en outre à trouver la susceptibilité à température constante proportionnelle à la pression jusqu'à plusieurs dizaines de mégabaryes. La susceptibilité spécifique est donc indépendante de la pression; elle varie en raison inverse de la température absolue, entre 290° abs. et 725° abs., comme l'a prouvé M. Curie par une série de mesures à volume constant entre la température ambiante et le rouge sombre avec une approximation d'environ 2 pour 100 pour χ et de 10 degrés pour la température; d'ailleurs il paraît assez probable que la limite d'approximation de cette relation est à peu près celle des autres lois gazeuses. L'équation (3) s'applique donc à l'oxygène gazeux; or

$$\chi = \frac{BP}{\theta^2} \tag{6}$$

est évidemment la formule qui en découle pour la susceptibilité en volume, P désignant la pression. Les valeurs absolues de la constante de Curie C ainsi que de B sont encore assez incertaines et restent donc sujettes à revision. Le Tableau IV contient les déterminations récentes.

La constante C, déduite des mesures sur l'oxygène liquide en admettant la validité de la loi de Curie au delà de la liquéfaction, est tout à fait du même ordre que celles déterminées pour le gaz aux températures ordinaires; ces valeurs sont même sensiblement égales, si l'on se borne aux trois nombres inférieurs. Malgré la valeur absolue un peu élevée qu'a déterminée M. Curie lui-même, mais que l'on pourrait attribuer à un dosage erroné, sa loi paraît donc bien régir l'oxygène liquide et gazeux dans l'intervalle considérable entre — 182° C. et + 452° C., résultat d'une grande portée.

Air. — La susceptibilité de l'air liquéfié est plus ou moins inférieure à celle de l'oxygène liquide; mais on sait que souvent il en contient plus de 80 pour 100; on ne peut donc tirer aucune conclusion au sujet de ce liquide à composition si variable. Quant à

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'air gazeux, il est surtout nécessaire d'en connaître la susceptibilité en volume pour pouvoir corriger les mesures faites dans l'atmosphère ambiante; pour cet usage, une valeur approximative suffira, qui est certainement (à 18° C. et 1 mégabarye) entre

$$+ 0{,}025 . 10^{-6} \quad \text{et} \quad + 0{,}030 . 10^{-6};$$

on pourra admettre $\varkappa_{291} = + 0{,}027 . 10^{-6}$.

Les nouvelles déterminations de la composition normale de l'air atmosphérique gazeux sec donnent :

	En masse.	En volume.
Oxygène	0,2310	0,2094
Azote	0,7595	0,7840
Hélium, néon, argon (krypton), xénon	0,0090	0,0063
Acide carbonique	0,0005	0,0003

On a souvent admis que l'influence des gaz autres que l'oxygène était négligeable; en effet, il est assez probable que leurs susceptibilités spécifiques sont de l'ordre de fractions de centième de celle de l'oxygène et peu variables avec la température (*voir* p. 505). On pourra donc admettre

$$\chi = \frac{0{,}2310\,C}{\Theta} \qquad \text{et} \qquad \varkappa = \frac{0{,}2094\,BP}{\Theta^2}$$

avec une approximation d'autant plus grande que la température est plus basse; plusieurs mesures directes vérifient suffisamment ce mode de calcul. Par exemple, MM. Fleming et Dewar ont trouvé, pour l'air gazeux refroidi à — 182° C. (1 mégabarye)

$$\varkappa = + 0{,}28 . 10^{-6};$$

cela correspond donc pour l'oxygène à

$$B = + \frac{91^2 \times 0{,}28 . 10^{-6}}{0{,}2094} = + 0{,}011,$$

ce qui est en bon accord avec la valeur du Tableau IV, déduite des mesures de M. Hennig sur l'oxygène.

L'*ozone* liquide bleu, bouillant à — 106° C (167° abs.), est fortement paramagnétique. Selon M. H. Becquerel, la susceptibilité

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

en volume de l'oxygène ozonisé, d'une teneur de 2 à 10 pour 100, est notablement plus grande que celle qui correspondrait au rapport des densités; la susceptibilité spécifique de l'ozone doit donc être supérieure à celle de l'oxygène pur.

L'*oxyde d'azote* (fusion à — 167° C.) (106° abs.), ébullition à — 154° C. (119° abs.) solide ou liquide ne paraît être que faiblement paramagnétique. Les mesures de MM. Quincke, Efimoff, Toepler et Hennig sur ce gaz présentent un accord parfait; la susceptibilité en volume, et partant la susceptibilité moléculaire, est un tiers de celle de l'oxygène gazeux sous les mêmes conditions, la molécule de l'oxyde contenant un seul atome d'oxygène.

Par contre, le *peroxyde d'hydrogène* (eau oxygénée) est diamagnétique; il n'existe donc que peu de composés auxquels l'oxygène puisse communiquer ses propriétés.

2. Série de l'aluminium (1). — Les dernières déterminations rendent assez probable le paramagnétisme, du reste très faible, du *magnésium* (?) cristallin (Mg = 24,4); de l'*aluminium* (Al = 27,1); du *silicium* amorphe ou cristallin (Si = 28,4).

3. Série du fer (2). — *Scandium* (?) (Sc = 44,1); *titane* (Ti = 48,1); *vanadium* (V = 51,2); *chrome* (Cr = 52,1); *manganèse* (Mn = 55,0); *fer* (Fe = 56,0); *cobalt* (Co = 59); *nickel* (Ni = 58,7). Ces quatre derniers ne sont paramagnétiques qu'au delà de leur point de transformation; peut-être les autres ne se transforment-ils qu'à des températures très basses, comme le suggérait Faraday (*loc. cit.*, p. 61, 65, 445).

Dans l'ordre du système naturel cette série est immédiatement

---

(1) *Deuxième série :* A. Lombardi, *Mem. R. Accad., Torino,* 2e série, t. XLVII, p. 18; 1897. — A.-P. Wills, *loc. cit.* — J. Kœnigsberger, *loc. cit.* — St. Meyer, *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 246; 1899. — A. Minet, *Comptes rendus,* t. CXXVIII, p. 1163; 1899.

(2) *Troisième série :* Trève, *Comptes rendus,* t. LXVIII, p. 258; 1869. — R. Wachsmuth, *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 377; 1891. — R. Apt, *Schrift Naturw. Verein Schlesw. Holst.*, t. XI, p. 104; 1898. — D.-K. Morris, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIV, p. 230; 1897. — W. Roberts-Austen, *Rep. Alloys committee* (*Proc. Inst. Mech. Eng.*; 1899). — O. Liebknecht et A.-P. Wills, *Ann. der Physik*, 4e série, t. I, p. 178; 1900. — St. Meyer, *Ann. der Phys.*, 4e série, t. I, p. 664; 1900. — P. Curie, *loc. cit.* — G. Wiedemann, *loc. cit.*

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

suivie du *cuivre* (Cu = 63,6); ce métal pur, électrolytique, est diamagnétique à la température ordinaire, mais il fournit un assez grand nombre de composés paramagnétiques. C'est là un de ces faits certains dont la portée ne saurait être diminuée par la considération que jusqu'ici on n'a guère constaté d'autres cas pareils.

Faraday (*loc. cit.*, p. 55, 444) avait déjà établi : « que le nickel, le fer, le cobalt, perdent assez brusquement la presque totalité de leurs propriétés ferromagnétiques respectivement aux températures de l'huile bouillante, du rouge clair, du cuivre en fusion »; mais il insiste sur le fait qu'au delà ils restent parfaitement sensibles aux champs intenses d'un électro-aimant et qu'alors la transformation est moins abrupte, plutôt progressive. Ce n'est que récemment que M. Curie est revenu sur ces faits et les a précisés en démontrant que les courbes d'aimantation d'un échantillon de *fer doux* se transformaient progressivement en droites passant par l'origine, comme l'a depuis confirmé M. Morris. Elles ne s'en distinguent plus sensiblement à partir de 756°C. jusqu'à 1370°C. et pour des champs de 25 à 1300 C. G. S.; dans cet intervalle la susceptibilité est donc indépendante du champ; il suffira d'en discuter la variation thermique, où il n'entre pas d'hystérèse, d'une manière abrégée, en renvoyant pour plus de détails au Travail de M. Curie (p. 93).

θ.....	756°	780°	790°	840°	860°	920°	930°	1280°	1280°	1336°	1460°C.
Θ.....	1030°	1050°	1060°	1110°	1130°	1190°	1200°	1550°	1550°	1610°	1730°abs
$\chi.10^6$.....	7500	1480	1023	348	238	34	28	24	38	32	?
Intervalle.	*a*		*b*		*c*		*d*		*e*		fusion

La chute est d'abord rapide au début de l'intervalle (*a*), puis plus lente (*b*), pour s'accélérer tant soit peu entre 860°C. et 920°C. (*c*); on se rappellera que le fer *très pur* ne se transforme qu'à 870°C. Dans le long intervalle (*d*), embrassant 350 degrés, le fer doux suit grossièrement la loi de Curie, la constante étant de +0,037, la « constante atomique » C. $a = +2,1$ environ; cependant pour quelques échantillons la loi de variation paraît, en réalité, moins rapide. Enfin, à 1280°C. il y a une augmentation soudaine; la courbe $\chi =$ fonct. (Θ) paraît ensuite reprendre dans l'intervalle (*e*) l'allure suivie auparavant en franchissant (*b*).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Selon Trève, la *fonte grise* ordinaire, coulée dans un moule entouré d'un solénoïde, présente une aimantation assez forte depuis son état liquide répondant à 1300°, jusqu'au refroidissement complet; la fonte, à peine pâteuse, attirait déjà fortement le fer. Il y a quelque difficulté à concilier ce résultat un peu vague avec ceux qu'a constatés M. Curie pour la *fonte blanche* très impure, qui se transforme déjà vers 670°C. Ensuite il n'y a plus aucune anomalie; entre 850°C. et 1270°C. elle suit la loi de Curie, C valant $+0,0385$ (C. $a = +2,16$); la fusion, qui doit avoir lieu entre 1050°C. et 1100°C., n'a aucune influence sur l'allure de la courbe hyperbolique.

Le *nickel* se transforme vers $+320$°C., en même temps le phénomène de Kerr disparaît; entre 370°C. et 800°C. la susceptibilité spécifique est indépendante du champ et décroît rapidement sans irrégularités :

θ.....	373°	384°	410°	445°	531°	626°	724°	806°	1460°
Θ.....	646°	657°	683°	718°	804°	899°	997°	1079°	1730°
$\chi.10^6$...	3650	802	200	97	38	22,5	16,5	13	fusion

L'allure de la courbe nous paraît rendre assez probable qu'au delà de 850°C. la loi de Curie serait valide avec $C = +0,011$ (C. $a = +0,65$) environ.

M. Curie a opéré aussi sur de la *magnétite* octaédrique (prov. : Essex, États-Unis); la transformation commence vers 535°C.; de 550°C. à 1370°C. la susceptibilité est indépendante du champ et décroît régulièrement. A partir de 850°C., elle varie en raison inverse de la température absolue; on a $C = 0,028$, c'est-à-dire C. $m = +6,50 = 3 \times 2,17$ pour Fe^3O^4, nombre qu'on est tenté de rapprocher de la constante atomique du fer; l'oxygène alors n'exercerait aucune influence. La fusion n'a lieu qu'à 1377°C.; son effet ne put être étudié.

En somme il semble donc probable que la proportionnalité à la température absolue réciproque est une loi limite que tend à suivre l'allure de la susceptibilité spécifique de toute substance paramagnétique lorsque la température est suffisamment élevée au-dessus de celle de la transformation. D'ailleurs, le degré d'approximation de cette loi n'est probablement que du même ordre que celui de la plupart des lois physiques, où entrent des effets

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

spécifiques de la matière pondérable. Enfin, on voit bien que les isopèdes réciproques (*fig.* 3) doivent être au début des droites par l'origine, ce qui constitue encore une analogie essentielle avec les isothermes ascendantes ordinaires. On arrive à la même conclusion en interprétant convenablement les anomalies que présente le fer doux; celui-ci se comporte du reste d'une manière irrégulière tout le long de l'échelle des températures, comme l'ont surtout démontré M. Osmond et Sir W. Roberts-Austen; le cadre de cet exposé ne nous permet pas de discuter les intéressants phénomènes qui s'y rattachent.

Les premières expériences systématiques sur la magnétochimie des sels de la série du fer furent celles de G. Wiedemann. Il en déduit d'intéressantes relations stéchiométriques; la susceptibilité moléculaire des sels dissous d'un cation à valence déterminée est à peu près (2 à 3 pour 100) indépendante de la nature de l'anion; on peut dire que la susceptibilité atomique du métal joue un rôle très prépondérant, mais non pas unique, dans celle de la molécule. A mon instigation, de nouvelles mesures précises ont été faites par MM. Liebknecht et Wills, qui se servirent de la méthode de zéro exprimée par l'équation (2); ils opérèrent sur des dissolutions aqueuses non magnétiques de 36 sels très purs non sujets à se décomposer; l'erreur probable fut celle de l'analyse chimique, c'est-à-dire 0,2 à 0,5 pour 100. Leurs résultats sont contenus dans le Tableau V; q désigne la valence effective des cations, rangés d'après leurs masses atomiques croissantes; une détermination récente du chlorure vanadeux en dissolution aqueuse par M. St. Meyer trouve sa place tout indiquée à la tête du Tableau. $\frac{\chi' m}{x}$ désigne la susceptibilité moléculaire relative à x, susceptibilité spécifique de l'eau à 18° C.; en admettant provisoirement $x = -0{,}75.10^{-6}$, on a calculé les valeurs de l'avant-dernière colonne; on pourra facilement corriger ces résultats dès que la valeur absolue de x sera mieux connue. On a enfin calculé la constante moléculaire de Curie C. $m = \chi' m \Theta$.

On voit que la susceptibilité moléculaire augmente à partir du vanadium, atteint un maximum pour le manganèse et le fer, pour diminuer ensuite jusqu'au cuivre. Les quatre sels halogènes ne purent être tous déterminés que pour Mn, Co et Ni biva-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

TABLEAU V.

Sels dissous.

Température : 18° C. (291° abs.) $x = -0,75.10^{-6}$.

q.	FORMULE.	O = 16,00		$-\frac{\chi' m}{x}$.	$+\chi' m$.	$+C m$.
		a.	m			
2	VCl^2	51,2	122,10	1860	»	»
3	$Cr^2(SO^4)^3$	52,1	392,38	2× 7990	0,00599	1,74
3	$CrK(SO^4)^2$	52,1	283,37	8400	0,00629	1,83
3	$CrAzH^4(SO^4)^2$	52,1	262,30	8070	0,00605	1,76
3	$Cr(AzO^3)^3$	52,1	238,22	8400	0,00629	1,83
2	MnF^2	55,0	93,00	20060	0,01504	4,38
2	$MnCl^2$	55,0	125,90	20530	0,01540	4,48
2	$MnBr^2$	55,0	214,92	20340	0,01524	4,44
2	MnI^2	55,0	308,70	20220	0,01516	4,41
2	$MnSO^4$	55,0	151,06	20190	0,01514	4,41
2	$Mn(AzH^4)^2(SO^4)^2$	55,0	283,28	20130	0,01509	4,40
2	$Mn(AzO^3)^2$	55,0	179,08	20480	0,01536	4,47
2	FeI^2	56,0	309,70	17090	0,01282	3,74
2	$FeSO^4$	56,0	152,06	16990	0,01272	3,70
2	$Fe(AzH^4)^2(SO^4)^2$	56,0	284,28	16890	0,01268	3,69
3	$FeCl^3$	56,0	162,35	18040	0,01353	3,95
3	$FeBr^3$	56,0	295,88	19750	0,01482	4,32
3	$Fe^2(SO^4)^3$	56,0	400,18	2×20200	0,01515	4,41
3	$Fe(AzH^4)(SO^4)^2$	56,0	266,20	20140	0,01510	4,40
3	$Fe(AzH^4)(C^2O^4)^3$	56,0	250,08	20450	0,01533	4,46
3	$Fe(AzO^3)^3$	56,0	242,12	18030	0,01352	3,94
2	CoF^2	59,0	97,00	13830	0,01037	3,02
2	$CoCl^2$	59,0	129,90	14060	0,01054	3,06
2	$CoBr^2$	59,0	218,92	13820	0,01036	3,02
2	CoI^2	59,0	312,70	13790	0,01034	3,02
2	$CoSO^4$	59,0	155,06	13590	0,01019	2,97
2	$Co(AzO^3)^2$	59,0	183,08	14030	0,01052	3,06
2	NiF^2	58,7	96,70	5950	0,00446	1,30
2	$NiCl^2$	58,7	129,60	5960	0,00447	1,30
2	$NiBr^2$	58,7	218,62	5900	0,00442	1,29
2	NiI^2	58,7	312,40	5820	0,00436	1,27
2	$NiSO^4$	58,7	154,76	5790	0,00435	1,27
2	$Ni(AzO^3)^2$	58,7	182,78	5910	0,00443	1,29
2	$CuCl^2$	63,6	134,50	2200	0,00165	0,48
2	$CuBr^2$	63,6	223,52	2090	0,00157	0,46
2	$CuSO^4$	63,6	159,66	2190	0,00164	0,48
2	$Cu(AzO^3)^2$	63,6	187,68	2170	0,00163	0,48

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

lents; il y a partout un maximum pour le chlorure, allure bien d'accord avec le caractère général du système périodique. On ne distingue pas de simples relations additives; pour le chlorure et l'azotate, la valeur de $\chi' m$ est partout presque identique, même pour les sels ferriques, qui, du reste, varient le plus entre eux et donnent des valeurs bien supérieures à celles des sels ferreux, fait d'ailleurs reconnu par G. Wiedemann. En général, les valeurs de $\chi' m$ varient de près de 5 pour 100 d'un sel à un autre du même cation; on ne saurait donc préciser la susceptibilité atomique invariable pour chaque métal dans ses sels, bien que l'on puisse admettre qu'elle se rapproche assez des valeurs les plus élevées de $\chi' m$. Ces dernières correspondent, pour l'oxalate ammoniacal ferrique, le chlorure cobalteux, le chlorure nickeleux, aux valeurs de Cm contenues dans le Tableau VI.

TABLEAU VI.

MÉTAL.	Fe'''.	Co''.	Ni''.
$C.m$ (Tableau V).....	4,46	3,06	1,30
$\mathfrak{S}_{291} a$ ($\mathfrak{H} = 10000$ C.G.S.).....	13200	9300	3800
$\mathfrak{S}_{291} a / C.m$	2960	3040	2930

On voit qu'il y a proportionnalité entre la constante atomique de Curie pour les sels dissous et l'aimantation atomique à saturation pour les métaux compacts, tirée du Tableau I; celle-ci correspond à la température ambiante; la proportionnalité serait probablement plus exacte pour les valeurs de $\mathfrak{S}_0 a$ au zéro absolu, qui dépassent probablement $\mathfrak{S}_{291} a$ d'une fraction d'autant plus grande que le métal à la température ambiante est plus rapproché de la transformation, c'est-à-dire dans l'ordre ascendant Co, Fe, Ni. Remarquons d'ailleurs que ces valeurs de $C.m$ sont doubles de celles déduites des résultats de M. Curie pour le fer et le nickel paramagnétiques aux hautes températures (*voir* p. 494); relation qu'il ne faut toutefois apprécier qu'avec une certaine réserve à cause de l'incertitude de ces données.

La susceptibilité moléculaire des sels doubles potassiques et ammoniacaux du Tableau V égale sensiblement celle des sels

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

simples analogues; tel est le cas tant que le métal joue le rôle de cation. Au contraire, lorsqu'il fait partie de l'anion, comme dans les titanates, vanadates, chromates, manganates et ferrates, les propriétés magnétiques sont en général absolument changées, même jusqu'au diamagnétisme du composé. Nous ne saurions résumer toutes les observations de ces cas plus compliqués, qu'on doit surtout à G. Wiedemann. Seuls les hydroxydes, au moins quand ils ne sont pas à l'état colloïdal, donnent les mêmes valeurs que les sels simples, tandis que les oxydes en diffèrent. Nous ne connaissons point d'expériences quantitatives sur des composés de titane autres que le tétrachlorure liquide fumant, analogue aux tétrachlorures de C, Si, Ge et Sn. C'est la seule substance connue diamagnétique à polarisation rotatoire négative; on ne saurait guère la considérer comme un sel, pas plus, par exemple, que le tétracarbonyle de fer ou de nickel; selon MM. Wachsmuth et R. Apt ce dernier liquide est aussi diamagnétique ($\varkappa = -0{,}6.10^{-6}$), mais à très forte rotation positive.

4. Série du palladium (1). — Le *niobium* (?) (Nb = 94), diamagnétique selon Poggendorff, a été classé paramagnétique par M. St. Meyer avec le *molybdène* (Mo = 96,0), le *ruthénium* (Ru = 101,7), le *rhodium* (Rh = 103,0). Enfin le *palladium* pur non ferrifère (Pd = 106) a été soumis par M. Curie à des températures jusqu'à 1370° C.; il suit approximativement la formule $\chi = \frac{0{,}00152}{\theta}$; cela correspond, pour $\theta = 291°$, à $\chi = 5{,}2.10^{-6}$, c'est-à-dire $\chi a = 550.10^{-6}$, valeur vérifiée depuis par M. Kœnigsberger. Les composés de cette série sont diamagnétiques.

5. Série de l'erbium (2). — Le *lanthane* (?) (La = 138) ouvrant la série est incertain; ses composés purs sont diamagnétiques; par contre, ceux du *cérium* et du *didyme* furent reconnus assez

(1) *Quatrième série :* J. Poggendorff, *Pogg. Ann.*, t. LXXIII, p. 619; 1848. — St. Meyer, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, p. 328; 1899. — P. Curie, *loc. cit.*, p. 62. — F. Mylius et R. Dietz, *Chem. Ber.*, t. XXXI, p. 3187; 1898.

(2) *Cinquième série :* M. Faraday, *loc. cit.*, p. 61. — G. Wiedemann, *loc. cit.* — K. Ångström (L.-F. Nilson et O. Pettersson), *Wied. Beibl.*, t. IV, p. 635; 1880. — St. Meyer, *loc. cit.* — H. du Bois et O. Liebknecht, *loc. cit.; Verh. Deutsch. physik. Ges.*, t. I, p. 236; 1899. La polarisation rotatoire magnétique a

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

fortement paramagnétiques, respectivement par Faraday et G. Wiedemann. On a établi, depuis, que ce dernier métal contient deux éléments, le *praséodyme* et le *néodyme*, dont le premier ne paraît être à son tour qu'un mélange. Du reste, au point de vue chimique, tout ce groupe des terres rares doit encore être regardé avec beaucoup de réserve; nous n'avons pas à apprécier la question très discutée de la pureté ou de la multiplicité de ces éléments ou de leurs composés, dont peu de chimistes ont abordé l'étude spéciale, hérissée de difficultés. M. K. Ångström trouva encore paramagnétiques l'*erbine* et l'*ytterbine*. Le Tableau VII, arrangé à la façon du V, contient les résultats obtenus par l'auteur en collaboration avec M. Liebknecht pour des dissolutions aqueuses des chlorures les plus purs préparés jusqu'ici; les quatre derniers sont dus à l'obligeance de M. Clève, le chimiste suédois qui s'est le plus occupé de ces rares éléments. La dernière colonne permet une comparaison avec les valeurs qu'a trouvées M. St. Meyer pour des sels solides desséchés (*) ou cristallisés (**).

TABLEAU VII.

Température : 18° C. (291° abs.). $x = -0{,}75.10^{-6}$.

SELS DISSOUS (dissolution aqueuse).	q.	FORMULE.	$o = 16{,}00$ a.	m.	$-\frac{\chi' m}{x}$.	$+\chi' m$.		SELS SOLIDES $+\chi m$ (St. Meyer).
Chlorure de cérium.....	3	$Ce\,Cl^3$	140,0	246,35	3250	0,00243	0,00119	$Ce\,Cl^{3*}$
Bromure de cérium.....		$Ce\,Br^3$	140,0	379,88	3210	0,00240		
Chlorure de praséodyme.	3	$Pr\,Cl^3$	140,4	246,75	4370	0,00328	0,00336	$Pr\,Cl^3$
Chlorure de néodyme....	3	$Nd\,Cl^3$	143,6	249,95	7000	0,00525	0,00427	$Nd(AzO^3)^{3*}$
Azotate de néodyme.....		$Nd(AzO^3)^3$	143,6	329,72	6920	0,00519		$+2(AzH^4)AzO^3$
Chlorure de samarium..	3	$Sa\,Cl^3$	150	256,35	15510	0,01164	0,0121	$Sa(AzO^3)^{3**}$
Chlorure de gadolinium.	3	$Gd\,Cl^3$	156	262,35	34170	0,02563	0,0198	$Gd(AzO^3)^{3**}$
Chlorure d'erbium.....	3	$Er\,Cl^3$	166	272,35	48910	0,03668	0,0445	$Er(AzO^3)^{3**}$
Chlorure d'ytterbium....	3	$Yb\,Cl^3$	173	279,35	9480	0,00711	0,0054	$Yb(AzO^3)^{3**}$

le signe positif ou négatif pour les composés des différents métaux de cette série, comme d'ailleurs pour ceux de la série du fer. Je n'ai pas pu constater jusqu'ici un effet particulier de l'aimantation sur le spectre d'absorption très caractéristique d'une solution de chlorure d'erbium fortement magnétique; d'ailleurs M. Zeeman lui-même l'avait déjà cherché en vain pour le spectre d'émission de l'erbine chauffée. Des expériences sont en préparation pour déterminer la rotation dans les raies d'absorption mêmes et dans leur voisinage immédiat.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Cette série présente un maximum pour le gadolinium et l'erbium; la susceptibilité spécifique de ces chlorures est comparable à celle des chlorures manganeux et ferriques, tandis que la susceptibilité moléculaire est beaucoup plus considérable à cause des masses atomiques trois fois plus élevées environ.

6. Série du platine (1). — Le *tantale* (?) (Ta = 183), diamagnétique selon Poggendorff, a été trouvé paramagnétique par M. St. Meyer avec le *tungstène* (W = 184), l'*osmium* (Os = 191), l'*iridium* (Ir = 193) et le *platine* (Pt = 194,8), qui sont probablement faiblement paramagnétiques, sans toutefois communiquer cette propriété à leurs composés. L'iridium et le platine, comme du reste le rhodium et le palladium de la quatrième série, sont aujourd'hui préparés à un état de parfaite pureté, excluant des impuretés ferrugineuses appréciables, par M. Heraeus. De même on réussit assez facilement à éliminer le fer des oxydes volatils de l'osmium et du ruthénium.

7. Série de l'uranium (2). — Le *thorium* (?) (Th = 232) et l'*uranium* (U = 239,5) sont paramagnétiques selon M. St. Meyer; les sels du premier métal ne paraissent point partager cette propriété, tandis que l'on connaît plusieurs composés uraniques à faible susceptibilité positive et à polarisation rotatoire négative; ces deux éléments aux masses atomiques les plus élevées terminent le système naturel.

Remarquons enfin que deux sels radioactifs, le carbonate de baryum *radifère* et l'azotate de bismuth *polonifère,* préparés par M. et Mme Curie, furent trouvés paramagnétiques par M. St. Meyer, tandis que les sels purs de baryum et de bismuth ne le sont pas; d'après les dernières recherches de M. et Mme Curie, le radium aurait probablement une masse atomique très élevée, dépassant en tous cas 200.

---

(1) *Sixième série :* M. Faraday, *loc. cit.*, p. 62-64. — J. Poggendorff, *loc. cit.* — H.-C. Œrsted, *loc. cit.* — C. Graham, *Comptes rendus,* t. LXVIII, p. 101; 1869. — J. Kœnigsberger, *loc. cit.* — St. Meyer, *loc. cit.* — E. Seckelson, *Wied. Ann.,* t. LXVII, p. 37; 1899. — F. Mylius et F. Foerster, *Chem. Ber.,* t. XXV, p. 665, 1892; *Zeitschr. für Instrkde,* t. XII, p. 93; 1892. — F. Mylius et R. Dietz, *loc. cit.*

(2) *Septième série :* St. Meyer, *loc. cit.* — H. du Bois, *Wied. Ann.,* t. XXXV, p. 161; 1888.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

III. — Diamagnétisme.

Généralités. — Une détermination diamagnétique d'une substance méritera, en général, plus de confiance qu'un résultat contraire, et sera souvent décisive. Remarquons cependant qu'un corps trouvé diamagnétique dans l'air ambiant peut être faiblement paramagnétique dans le vide; enfin, des complications de structure lamelleuse ou cristalline peuvent fausser la détermination et masquer en apparence les propriétés de la matière comme telle. Jusqu'ici on n'a jamais constaté d'une manière certaine un changement de signe d'une substance chimiquement homogène par la seule variation du champ, de la température ou de la densité. Par contre, le classement d'un élément ne permet aucune conclusion touchant celui des composés, ni inversement. L'équation (1) est applicable aux dissolutions ou mélanges diamagnétiques; on n'a pas trouvé de divergences entre la susceptibilité spécifique des substances diamagnétiques dissoutes ou solides; dans les deux cas, on a toujours constaté l'entière indépendance du champ et l'absence complète d'hystérèse (1).

La susceptibilité des substances diamagnétiques, solides et liquides, diminue en chauffant, mais à un degré bien moindre que pour les substances paramagnétiques; quelquefois d'une manière insensible, comme l'a déjà démontré Faraday (*loc. cit.*, p. 65, 474). Dans l'intervalle de 18° C. à 460° C., M. Curie n'a pas pu constater de variations thermomagnétiques appréciables pour Te, $NaCl$, KCl, K^2SO^4, SiO^2 (quartz $\perp$ ou $\parallel$ à l'axe) solides, ni pour P, I, S, $KAzO^3$ solides et liquides; aucun effet sensible ne fut exercé par la fusion (à 44°, 104°, 110°, 350° C. respectivement), ni par les transformations allotropiques diverses qu'éprouve le soufre lorsqu'on le chauffe, telle que celle du soufre prismatique et du soufre en fleur se transformant en soufre rhombique. Cela paraît être la règle; quelques cas particuliers seront discutés plus loin.

---

(1) G. Wiedemann, *loc. cit.*, p. 937-948. — J. Kœnigsberger, *loc. cit.* — A.-P. Wills, *loc. cit.* — Quelques observations contradictoires de J. Schuhmeister (*Wien. Ber.*, t. LXXXIII, 2e Partie, p. 46; 1881), et de O. Tumlirz (*Wied. Ann.*, t. XXVII, p. 133; 1886) ne purent être confirmées.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

D'une manière générale, on peut dire qu'il y a sept séries d'éléments diamagnétiques consécutifs, dont chacune précède une des séries paramagnétiques et comprendra, le cas échéant, le premier élément encore incertain de ces dernières. L'incertitude règne encore, même qualitativement, au sujet de ces sept éléments et des nouveaux gaz atmosphériques, en admettant même que le bore, l'yttrium et l'étain soient probablement diamagnétiques; enfin il n'y a point d'élément diamagnétique à classer entre les cinquième et sixième séries citées plus haut, si ce n'est le tantale (?). Nonobstant ces lacunes, on aperçoit, dans la série naturelle complète des éléments, une certaine fluctuation quasi périodique des qualités magnétiques comme de tant d'autres propriétés chimiques et physiques, et qui peut donner lieu à des analogies plus ou moins précises. Considérons en particulier la courbe de Lothar Meyer, qui représente le volume atomique à l'état solide $\left(= \frac{a}{D}\right)$ en *fonction à pics* très prononcée de la masse atomique : les séries d'éléments paramagnétiques, en général assez réfractaires, se trouvent sur les branches descendantes ou dans les minima; les éléments diamagnétiques, plus facilement fusibles, occupent les parties ascendantes et les sommets de la courbe; il reste quelques exceptions ou contradictions à expliquer : tels l'oxygène, l'erbium, l'ytterbium, dont on ne connaît pas encore bien les densités à l'état solide (1).

Cas particuliers. — Notons d'abord plusieurs résultats obtenus par M. Curie, que l'on ne peut encore rattacher entre eux.

Phosphore blanc : $\chi = -0,92.10^{-6}$. — Il se transforme par un long chauffage en phosphore rouge, ne donnant plus qu'une susceptibilité spécifique $\chi = -0,73.10^{-6}$.

Sélénium vitreux. — Il semble y avoir une légère baisse d'environ 4 pour 100 de la susceptibilité spécifique $\chi = -0,32.10^{-6}$ correspondant à la fusion vers 240°C.

Remarquons en passant que la variation magnétothermique des températures de transformation peut être considérée comme négligeable pour les substances diamagnétiques.

---

(1) Carnelly, *Chem. Ber.*, t. XII, p. 1958; 1879. — Lothar Meyer, *Mod. Theor. der Chemie*, p. 144; Leipzig, 1883. — W. Nernst, *Theor. Chemie*, p. 190; Stuttgart, 1898. — St. Meyer, *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 261 et *Pl. II*; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Antimoine. — Pour la variété ordinaire, χ est de l'ordre -1.10^{-6} et diminue fortement quand la température s'élève, à peu près de moitié entre 18°C. et 540°C.; pour la variété allotropique obtenue par électrolyse, χ a une valeur inférieure.

Bismuth. — Le Tableau VIII contient les valeurs trouvées pour la susceptibilité spécifique du bismuth pur électrolytique à diverses températures :

TABLEAU VIII.

θ CENT.	θ ABS.	$\chi.10^6$.	OBSERVATEURS.	$\frac{R'}{R}$ $\mathfrak{H}=37500$.
— 182°	91°	— 1,59	Fleming et Dewar	230
+ 15	288	— 1,37		»
+ 18	291	»		3,2
+ 20	293	— 1,36		»
+ 83	356	— 1,26		1,9
+ 137	410	— 1,17	P. Curie	»
+ 256	529	— 0,99		»
+ 267	540	— 0,96	Point de fusion	»
267° à 408°	540° à 681°	— 0,038	Bismuth liquide	1,0?

Les mesures de M. Curie entre + 20°C. et le point de fusion établissent une variation linéaire dont le coefficient est −0,00115 par degré; en extrapolant, on trouverait pour −182° C. : $\chi.10^6 = -1,68$, mais la valeur déterminée par MM. Fleming et Dewar est nettement inférieure. La variation linéaire ne continue donc pas jusqu'à la température de l'oxygène liquide; la susceptibilité négative atteindrait-elle un maximum lorsqu'on refroidit au delà? Par la fusion du bismuth la susceptibilité spécifique devient brusquement vingt-cinq fois plus faible et reste ensuite invariable jusqu'à 408°C.; cette chute se complète dans un intervalle inférieur à 2 degrés sans hystérésis thermomagnétique sensible.

On est tenté de rapprocher ces propriétés anormales des variations thermomagnétiques de la résistance électrique du bismuth. De quelques mesures cryomagnétiques à l'air liquide, faites en collaboration avec M. Wills, j'ai pu conclure qu'alors la résistance augmente deux cent trente fois dans un champ de 37 500 C. G. S. Les expériences de MM. Fleming et Dewar dans des champs plus

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

faibles établissent une rapide diminution de l'effet jusqu'à la température ambiante, qui continue d'ailleurs jusqu'au point de fusion, ainsi que l'ont démontré MM. Drude et Nernst; selon ces physiciens, l'effet est probablement insensible pour le bismuth liquide. La dernière colonne du Tableau VIII contient en outre quelques valeurs, mesurées par M. Henderson, du rapport des résistances dans un champ de 37500 C. G. S. (R′) et en dehors de tout champ (R) (1).

Eau. — La susceptibilité est invariable pour des champs jusqu'à 40000 C. G. S. Selon M. Curie, χ varie au plus de 1,5 pour 100 entre + 20° C. et + 189° C.; d'autres observateurs ont trouvé des coefficients thermomagnétiques de — 1 à — 2 millièmes par degré pour $\varkappa$; comme on a $\varkappa = \chi D$, il faut tenir compte de la dilatation thermique en comparant les résultats obtenus par diverses méthodes. La susceptibilité de l'eau forme la base de toute détermination magnétochimique absolue; il serait important d'en connaître l'exacte valeur, ainsi que de celle de quelques autres dissolvants (alcools, éther, sulfure de carbone, etc.).

TABLEAU IX.

	TEMPÉRATURE 18° C. (291° abs.).	RÉDUIT AU VIDE.
1885	G. Quincke	$\varkappa = -0{,}793.10^{-6}$
1888	H. du Bois	$-0{,}831$ »
1892	S. Henrichsen	$-0{,}723$ »
1895	P. Curie	$-0{,}787$ »
1896	J. Townsend	$-0{,}731$ »
1898	J.-A. Fleming et J. Dewar	$-0{,}740$ »
1898	J. Kœnigsberger	$-0{,}785$ »
1899	G. Jäger et St. Meyer	$-0{,}641$ »
		Moy... $\varkappa = -0{,}753$ »

$D_{291} = 0{,}9987$, donc $\chi_{291} = 0{,}754$.

Malheureusement, nous n'en sommes pas encore là; le Ta-

(1) P. CURIE, *loc. cit.*, p. 45. — J.-A. FLEMING et J. DEWAR, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIII, p. 328; 1898. — P. DRUDE et W. NERNST, *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 575; 1891. — J.-B. HENDERSON, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 912; 1894. — H. DU BOIS et A.-P. WILLS, *Verh. Deutsch. physik. Ges.*, t. I, p. 169; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

bleau IX contient huit déterminations absolues, réduites autant que possible à 18° C. et au vide; la susceptibilité en volume de l'air à 1 mégabarye et 18° C. a été comptée comme $+0{,}027.10^{-6}$.

La moyenne de ces nombres conduit à admettre provisoirement

$$\chi = -0{,}75.10^{-6}$$

en chiffres ronds (1).

Composés organiques. — MM. Wleügel et Henrichsen ont déterminé près d'une centaine de liquides organiques de constitutions très diverses; la susceptibilité moléculaire est identique pour toutes les substances isomères ou métamères; dans les séries homologues, elle augmente d'une fraction constante pour chaque CH^2 de plus; quant à d'autres conclusions d'intérêt plutôt chimique, nous renvoyons aux travaux cités (2).

Gaz et vapeurs. — Malgré les expériences de Faraday, Plücker, E. Becquerel, et récemment de MM. Quincke, Efimoff, Toepler et Hennig, la susceptibilité en volume, très faible, des gaz rapportés au vide reste encore assez indéterminée. On peut toutefois les classer dans l'ordre approximatif de perméabilité décroissante, comme il est fait ci-dessous :

Éléments : Hydrogène, azote, chlore, brome, iode.

Composés : CO, CO^2, N^2O, SO^2, NH^3, ClH, IH, SiF^4, CH^4, C^2H^4, SH^2, C^2N^2.

Quelques expériences qualitatives de Faraday (*loc. cit.*, p. 485) avec des gaz chauffés ne paraissent guère interprétables ou concluantes. On a généralement admis que la susceptibilité spécifique serait indépendante de la pression; son signe est indépendant de l'état physique comme le prouvent les vapeurs diamagnétiques de l'iode solide et du brome liquide à la température ambiante. D'après MM. Moissan et Dewar, le fluor liquide est diamagnétique aussi; M. Dewar a bien voulu me communiquer le résultat de

(1) G. Quincke, *Wied. Ann.*, t. XXIV, p. 404; 1885. — H. du Bois, *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 167; 1888. — S. Henrichsen, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 53; 1892. — P. Curie, *loc. cit.*, p. 31. — J.-S. Townsend, *Proc. Roy. Soc.*, t. LX, p. 186, 1896. — J.-A. Fleming et J. Dewar, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIII, p. 321; 1858. — J. Kœnigsberger, *loc. cit.*, p. 703; 1898. — G. Jæger et St. Meyer, *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 427, 707; 1899.

(2) A. Wleügel et P. Henrichsen, *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 121; 1884; t. XXXIV; p. 180; 1888; t. XLV, p. 38; 1892. — *Voir* aussi G. Heinrich et H. Freitag, *Sitzungsberichte der Acad.*, Munich, 3 février 1900.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

ses dernières expériences sur l'hydrogène liquide, qu'il classe de même comme faiblement diamagnétique, pourvu qu'il ne contienne pas de parcelles suspendues d'air solide, qui le rendent opalin. Du reste, M. Blondlot avait démontré, par un « experimentum crucis », que le paramagnétisme du palladium diminue notablement lorsqu'on l'hydrogénise; on sait que, dans cet hydrure, le gaz métallique a une densité de 0,6 environ. On peut déduire par analogie que l'hydrogène gazeux (et, *a fortiori,* les autres gaz) est diamagnétique aussi, la susceptibilité en volume étant extrêmement faible à cause du volume spécifique élevé. Ce gaz se prête donc à remplacer le vide comme milieu ambiant à pression variable à volonté, ne différant que fort peu du zéro; pour beaucoup d'expériences, il suffit d'ailleurs de se servir du gaz d'éclairage, qui vaut en tous cas mieux que l'air. Au point de vue théorique, il serait important d'avoir des données plus précises sur les propriétés thermomagnétiques des gaz et des vapeurs où la matière présente une constitution relativement simple (1).

Substances anisotropes. — Les phénomènes d'orientation, dits *magnétocristallins,* qu'on observe en général dans un champ uniforme sur des substances à directions privilégiées (structure cristalline, étirée, fibreuse, lamelleuse, feuilletée, réticulaire) furent pressentis par Poisson dès 1823. Faraday, Plücker, Tyndall, Knoblauch, Grailich et von Lang élucidèrent la question par de laborieuses recherches. On sait qu'en 1851 Lord Kelvin corrigea la théorie de Poisson en écartant tout élément hypothétique. En n'admettant que des coefficients positifs ou négatifs *indépendants du champ,* le principe général de la superposition des composantes de l'aimantation devient applicable; on en déduit pour une sphère des expressions linéaires et homogènes à 9 coefficients dont on élimine 6; on ne retient que 3 coefficients, qui représentent les trois susceptibilités principales, pourvu que celles-ci soient faibles. Elles se réduisent à deux pour les structures uniaxiales, à une seule pour les structures relevant du système

(1) R. Blondlot, *Comptes rendus,* t. LXXXV, p. 68; 1877. — H. Moissan et J. Dewar, *Proc. Chem. Soc.,* t. CLXXXIII, p. 181; 1897. — *Voir* du reste la Note relative à l'oxygène, p. 487.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

cubique; ces dernières ont donc le caractère isotrope, la surface magnétocristalline étant une sphère. Comme on devait s'y attendre, cette théorie a été absolument vérifiée, surtout par les mesures très exactes de Stenger et de M. W. Kœnig sur des sphères de quartz et de spath d'Islande, diamagnétiques tant qu'ils ne contiennent point d'impuretés ferrifères isomorphes. On ne connaît aucune substance dont les susceptibilités principales aient des signes différents entre eux. La théorie est sans doute applicable à des cristaux paramagnétiques à susceptibilités constantes; selon Plücker, la théorie expliquait assez bien ses expériences sur des sphères de formiate cuprique et de sulfate ferreux cristallisés. Pour les champs où la susceptibilité de cette dernière substance solide devient variable d'après M. Kœnigsberger, la théorie n'est plus applicable, pas plus qu'elle ne l'est aux cristaux ferromagnétiques (p. 480), bref à tous les cas où la condition fondamentale des coefficients constants n'est pas strictement satisfaite. Les différences entre les susceptibilités principales diminuent en général quand la température s'élève (1).

D'après M. Spring (2) l'état solide de la matière n'est pas un état réellement particulier; on peut se demander quels phénomènes magnétocristallins présenteront les cristaux mous ou même liquides, dont M. O. Lehmann a étudié les propriétés. Ce physicien a soumis des gouttes cristallines sphériques à des champs uniformes de 3000 à 8000 C.G.S. Non seulement la goutte entière tend à s'orienter comme le ferait une sphère solide, mais encore tous les cristallicules individuels dont elle se compose ont cette même tendance. Cette conclusion est fondée sur les apparences optiques que présente la goutte entre des nicols croisés, les lignes d'extinction tendant à s'orienter $\parallel$ ou $\perp$ au champ; pour l'azoxyphénétol, par exemple, la direction d'absorption

---

(1) Poisson, *Mém. Acad. Roy. d. Sc.*, t. VI, p. 441; 1823. — Sir W. Thomson, *Phil. Mag.* (4), t. I, p. 177; 1851; *Reprint pap. Electr. and Magn.*, p. 471, Londres, 1884. — H.-A. Rowland et W. Jacques, *Sill. Journ.* (3), t. XVIII, p. 360; 1879. — F. Stenger, *Wied. Ann.*, t. XX, p. 304; 1883; t. XXXV, p. 331; 1888. — W. Kœnig, *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 273; 1887. — G. Wiedemann, *loc. cit.*, p. 989-1015. — Th. Liebisch, *Physik. Krystallographie*, Chap. V, Leipzig, 1891.

(2) *Voir* le Rapport de M. Spring, t. I, p. 402.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

maxima des vibrations électriques de la lumière transmise est celle qui tend à s'orienter selon les lignes de force du champ; la détermination est basée sur les propriétés dichroïques de cette substance. M. O. Lehmann conclut son travail en insistant sur l'hypothèse qu'une orientation magnétique de cristallicules anisotropes pourrait bien aussi avoir lieu dans les cellules organisées, en amenant une perturbation des fonctions vitales chez des organismes inférieurs. J'ai pu construire une chambre humide micromagnétique, permettant d'observer dans un champ de 50 000 C.G.S. des animalcules de l'ordre du centième de millimètre sous un grossissement de 200 environ. Je n'ai constaté aucun effet magnétique perceptible sur le mode de mouvement de protozoaires appartenant entre autres aux *Rotatoria, Difflugia, Acella, Infusoria,* ni d'ailleurs sur des diatomées. Quoique cela n'établisse pas définitivement que ces organismes primitifs n'éprouvent aucune sensation magnétique, immédiate ou tardive, cela le rend certes aussi peu probable que pour les êtres occupant le sommet de l'échelle de la matière organisée; comme l'a exprimé Lord Kelvin, l'absence d'un sens magnétique perceptible est une merveille (1).

---

(1) O. Lehmann, *Zeitschr. physik. Chemie,* t. IV, p. 462; 1889; t. XVIII, p. 91; 1895. — *Wied. Ann.,* t. XL, p. 401; 1890; t. XLI, p. 525; 1890. — *Verh. Deutsch. phys. Ges.,* t. II, p. 72; 1900. — *Verh. des Naturwiss. Vereins,* Karlsruhe, t. XIII; 1900. — M. O. Lehmann a bien voulu me fournir un aperçu de ses intéressantes recherches. — Sir W. Thomson, *The six gateways of Knowledge,* Birmingham, 1883.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

L'HYSTÉRÉSIS [1],

PAR E. WARBURG,

PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE BERLIN,

SUIVI D'UN APPENDICE SUR LES TRANSFORMATIONS DU FER CARBURÉ,

PAR J.-H. VAN'T HOFF.

1. *Historique.* — En 1879, sir W. Thomson (2) fit une série de recherches concernant l'effet de la torsion sur l'aimantation induite dans un fil de fer doux par la composante verticale du champ magnétique terrestre. Il résulta de ses expériences qu'en général la torsion diminue l'aimantation. Mais en donnant à la torsion une suite de valeurs formant un cycle fermé, on trouve que, pour la même valeur de la torsion, l'aimantation est plus grande quand celle-ci va en croissant que quand elle va en décroissant. Ainsi, de la diminution d'aimantation due à un accroissement de torsion il demeure un résidu si cet accroissement est supprimé.

En 1880 (3) faisant varier non pas la torsion, mais le champ agissant sur un fil de fer, j'observai un effet semblable que je décrivis comme il suit :

Si l'on soumet un fil de fer à un champ magnétique longitudinal croissant de o à $\mathfrak{H}'$, puis décroissant de $\mathfrak{H}'$ à o, pour le même

(1) *Notations :* $\mathfrak{H}$, champ magnétique; $\mathfrak{B}$, induction; R, rémanence; $\mathfrak{C}$, force coercitive; $\mathfrak{J}$, intensité d'aimantation en unités électromagnétiques C. G. S., μ, perméabilité; E, perte d'énergie par hystérésis en erg par cycle.

(2) Sir W. THOMSON, *Phil. Trans.*, t. CLXX, p. 68; 1879.

(3) E. WARBURG, *Freib. Ber.*, t. VIII; 8 déc. 1880. *Wied. Ann.*, t. XIII, p. 141.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

champ le moment magnétique du fil est plus grand lorsque le champ décroît que lorsqu'il croît. Lorsqu'on a répété cette opération plusieurs fois, le fil se trouve dans un état stationnaire, duquel il résulte toujours pour $\mathfrak{H} = 0$ le même moment permanent m_0, pour $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}'$ le même moment m'. Or, dans cet état du fil, la représentation graphique du moment en fonction du champ donne une courbe fermée; excepté pour les valeurs maxima et minima de $\mathfrak{H}$, deux valeurs de m correspondent donc à une valeur de $\mathfrak{H}$.

Je démontrai ensuite que le travail dépensé dans la variation cyclique du champ équivaut à l'aire comprise par ladite courbe fermée, que le travail transmis au fil est transformé en chaleur; et que de ces faits découle l'explication d'une classe de phénomènes autrefois expliqués par une théorie due à Poisson (1). Je donnai aussi quelques mesures du phénomène fondamental.

En 1882, M. J.-A. Ewing (2), à qui mon Mémoire avait échappé, parvint aux mêmes résultats. Il donna le nom d'*hystérésis* (3) au retard de l'effet sur la cause paraissant dans les phénomènes décrits, nom généralement accepté. Par ses longs et importants travaux, continués jusqu'à ce jour, M. Ewing a contribué pour la plus grande part à fixer nos connaissances sur ce sujet. Nous appellerons *hystérésis de déformation* le phénomène décrit par Sir W. Thomson, *hystérésis de champ* le phénomène observé par moi.

En 1889, J. Hopkinson (4) découvrit qu'un acier au nickel contenant 25 pour 100 de nickel porté à 580° perd sa susceptibilité ferromagnétique sans la regagner après refroidissement à la température ambiante. Si l'on refroidit davantage, le ferromagnétisme commence à reparaître un peu au-dessous de 0°, croît jusqu'à —57°, croît davantage si l'on réchauffe et redisparaît assez rapidement vers 580°. Ainsi dans les cycles de température entre —57° et +580°, deux valeurs de l'induction correspondent à une

(1) Poisson, *Mém. de l'Acad.*, p. 467; 1823.

(2) J.-A. Ewing, *Proc. Roy. Soc.*, vol. XXXIV, p. 39. May 1882. *Phil. Trans.*, t. CLXXVI, 2e partie, p. 523; 1885.

(3) J.-A. Ewing, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXIII, p. 21; 1881.

(4) J. Hopkinson, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, p. 23 et 138; 1889. *Ib.*, t. XLVIII, p. 1; 1890. *Voir* aussi : H. Becquerel, *Comptes rendus*, t. XCIII, p. 794; 1881.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

seule valeur de la température. On peut nommer ce phénomène *hystérésis de température*. On le constate aussi dans les aciers dont la teneur en nickel est plus faible que 25 pour 100, mais pour les aciers dont la teneur en nickel est plus grande l'induction est sensiblement une fonction univalente de la température. M. Guillaume (1) appelle les premiers *réversibles* et les seconds *irréversibles* (2).

L'objet de ce Rapport est l'hystérésis de champ.

En 1887, Lord Rayleigh (3) constata ce fait important que, dans les champs très faibles, il n'y a pas d'hystérésis.

Dès 1887, le rôle important que joue la perte d'énergie due à l'hystérésis dans les transformateurs frappa vivement les ingénieurs, qui s'emparèrent du sujet. La méthode du joug, introduite en 1885 par J. Hopkinson (4), donna le moyen de prendre rapidement des courbes d'induction indépendantes de la forme des pièces de fer, en faisant usage de barreaux de fer courts et épais. En examinant les différentes espèces de fer, on trouva que la quantité d'énergie dissipée par l'hystérésis dépendait de la composition chimique du fer et du traitement physique qu'il avait subi, et l'on chercha, non sans succès, des espèces de fer qui, donnant une perte par hystérésis très faible, s'approprient le mieux aux transformateurs. Pour les aimants permanents, ce sont précisément les qualités opposées que l'on recherche, et les différents aciers furent examinés à ce point de vue par Mme Sklodowska Curie.

Une théorie remarquable de l'hystérésis fut proposée par M. Ewing en 1890.

L'explication du changement profond produit par la trempe sur les qualités hystérétiques de l'acier fut abordée avec succès surtout par M. Osmond. Le phénomène de recalescence découvert par M. Barrett (5), alors qu'il poursuivait l'expérience de M. Gore (6), fut le point de départ de ces recherches.

---

(1) Ch.-Éd. Guillaume, *Arch. Sc. phys. de Genève*, t. LV, p. 255; 1898.

(2) Il semble exister des alliages entre les réversibles et les irréversibles pour lesquels l'induction dépend du temps, la température restant constante.

(3) Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIII, p. 225; 1887.

(4) J. Hopkinson, *Phil. Trans.*, t. CLXXVI, 2e partie, p. 455; 1886.

(5) W.-F. Barrett, *Phil. Mag.*, t. XLVI, p. 472; 1873.

(6) G. Gore, *Phil. Mag.*, t. XXXVIII, p. 59; 1869.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

2. *Définition de l'hystérésis.* — Si l'on remplace le noyau d'un électro-aimant par un noyau de cuivre, et si alors on lance un courant alternatif dans la bobine, la représentation graphique de l'induction en fonction du champ donne une boucle semblable à une boucle hystérétique. Mais, dans ce cas, la boucle se réduit à une seule ligne si la période du courant alternatif devient infiniment longue, c'est-à-dire si la variation du champ se ralentit infiniment. On exclut ce cas de la notion d'hystérésis, quoique la relation entre l'aire de la courbe et la perte d'énergie reste vraie. Un fait caractéristique de l'hystérésis est que, si le champ varie en cycle simple entre deux valeurs $\mathfrak{H}_1$ et $\mathfrak{H}_2$, c'est-à-dire de telle sorte qu'il croisse de $\mathfrak{H}_1$ à $\mathfrak{H}_2$ et décroisse de $\mathfrak{H}_2$ à $\mathfrak{H}_1$, après quelques répétitions du cycle deux valeurs déterminées de l'induction correspondent à une seule valeur du champ. Or, on peut dire qu'il y a hystérésis si, une variable x changeant infiniment lentement par cycle simple et stationnaire, une qualité y du corps change de telle sorte que deux valeurs de y correspondent à une seule valeur de x.

Conformément à cette définition, on n'a observé l'hystérésis que dans les corps ferromagnétiques, le fer, le nickel, le cobalt. On a cru avoir observé des effets hystérétiques dans la polarisation des diélectriques; mais il semble que ces effets soient produits par une faible conductivité. Dans ce cas, ils disparaissent pour des cycles infiniment lents. M. E. Cohn (1) ne put constater d'hystérésis dans les qualités thermo-électriques de fils tendus que pour des fils de fer; les traces d'un tel effet pour le palladium ne surpassent pas les erreurs d'observation.

Les boucles hystérétiques, correspondant à des changements consécutifs d'amplitude décroissante, sont pour la plupart emboîtées l'une dans l'autre. Il s'ensuit qu'une série infinie de valeurs de l'induction correspond à une valeur du champ. Or, il faut une convention arbitraire pour la notion de perméabilité, le quotient $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$ n'ayant pas une valeur déterminée.

3. *Il n'y a pas d'hystérésis pour les valeurs du champ com-*

(1) E. Cohn, *Wied. Ann.*, t. VI, p. 385; 1879.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

prises entre 0,00004 et 0,04 C.G.S. — Lord Rayleigh (1), soumettant des fils de fer et d'acier non recuits à l'action de petites forces magnétisantes dans une bobine dont il compensait l'action sur un magnétomètre par des bobines reliées en série à la bobine magnétisante, trouva que la compensation satisfaisant à $\mathfrak{H} = 0{,}04$ restait la même jusqu'à $\mathfrak{H} = 0{,}00004$. Il en infère qu'entre ces limites de $\mathfrak{H}$ le fer est doué d'une perméabilité constante, qu'il trouvait à peu près égale à 81. Aussi conclut-il que, dans ces limites, il n'y a pas d'hystérésis (2). Pour les champs plus forts la proportionnalité entre le champ et l'induction cesse, en même temps que l'hystérésis paraît. « As soon as the line ceases to be straight it ceases also to be single » (*loc. cit.*, p. 232).

Les résultats de Lord Rayleigh, contestés par M. Rössler (3), furent confirmés par M. W. Schmidt (4), qui trouve la perméabilité initiale pour l'acier = 156 à 170, pour le fer = 102 à 123. Kummer (5) a contesté récemment de nouveau la constance de μ pour les champs très faibles; mais l'accroissement qu'il trouve est extrêmement faible (par exemple 1 pour 100 entre $\mathfrak{H} = 0{,}0002$ et 0,002) et ses observations semblent confirmer ce fait capital que, pour une valeur infiniment petite de $\mathfrak{H}$, il y a une valeur finie et déterminée de μ.

On peut rapprocher l'induction produite dans le fer par une force magnétisante de la déformation d'un corps élastique par une force extérieure. La *limite de l'élasticité magnétique* serait, d'après Lord Rayleigh, près de $\mathfrak{H} = 0{,}04$ C.G.S. Dans les applications, la force agissante est généralement plus grande que la limite lorsqu'il s'agit de l'aimantation, plus petite que la limite lorsqu'il s'agit de l'élasticité.

4. *L'hystérésis dans les champs faibles.* — De $\mathfrak{H} = 0{,}04$ jusqu'à une valeur de $\mathfrak{H}$ dépendant de l'espèce de fer (6), on

(1) Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIII, p. 225; 1887.
(2) Tout cela reste valable pour des conditions initiales quelconques du champ et de l'aimantation tant qu'on est assez éloigné de la saturation.
(3) G. Rössler, *Electrotechn. Zeitschrift*, t. XIV, p. 97; 1893.
(4) W. Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 655; 1895.
(5) H. Kummer, *Dissertation*. Zurich; 1898.
(6) L. Holborn, *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 283; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

peut poser, d'après Lord Rayleigh (1),

$$\mathfrak{J}' = \alpha \mathfrak{H}' + \beta \mathfrak{H}'^2,$$

en désignant par $\mathfrak{H}'$ la valeur maxima du champ, par $\mathfrak{J}'$ l'aimantation maxima atteinte dans le cycle. Pour la branche ascendante, le même auteur donne la formule

$$\mathfrak{J}_1 = \alpha \mathfrak{H} + \beta \mathfrak{H}'^2 \left[1 - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\mathfrak{H}}{\mathfrak{H}'} \right)^2 \right],$$

et pour la branche descendante

$$\mathfrak{J}_2 = \alpha \mathfrak{H} + \beta \mathfrak{H}'^2 \left[-1 + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\mathfrak{H}}{\mathfrak{H}'} \right)^2 \right].$$

D'où la perte par hystérésis par cycle

$$E = \int_{-\mathfrak{H}'}^{+\mathfrak{H}'} \mathfrak{J} \, d\mathfrak{H} = \frac{4}{3} \beta \mathfrak{H}'^3.$$

5. *Pour les champs plus forts* on n'a pas d'expression analytique pour la boucle hystérétique. Dans les représentations graphiques, on dessine généralement les courbes $\mathfrak{B} - \mathfrak{H}$. Souvent la boucle est suffisamment caractérisée par les données suivantes : champ maximum $\mathfrak{H}'$, induction maxima $\mathfrak{B}'$, rémanence R : c'est l'induction rémanente pour $\mathfrak{H} = 0$; force coercitive (2) $\mathfrak{C}$: c'est le champ négatif réduisant à zéro l'induction rémanente positive, perte par hystérésis

$$E = \frac{1}{4\pi} \int \mathfrak{B} \, d\mathfrak{H}.$$

On peut poser la relation très grossièrement approchée (3)

$$\int \mathfrak{B} \, d\mathfrak{H} = 4 \mathfrak{C} \mathfrak{B}'.$$

Si, pour le champ maximum $\mathfrak{H}'$, la limite de l'aimantation est pratiquement atteinte, on dit que le cycle est *complet*. Cela exige

---

(1) Lord Rayleigh, *loc. cit.*

(2) J. Hopkinson, *Phil. Trans.*, t. CLXXVI, 2e partie, p. 460; 1885.
L'auteur réserve ce nom pour le cas d'une très grande valeur de $\mathfrak{H}'$ (cycle complet).

(3) Hopkinson, *loc. cit.*, p. 460.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

pour le fer doux que la valeur de $\mathfrak{H}'$ soit égale à 150, pour l'acier dur qu'elle soit égale à 300. Pour caractériser une espèce de fer, on donne $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{C}$, R, E pour le cycle complet.

6. *Méthodes expérimentales* (1). — Les méthodes bien connues de premier ordre sont : la méthode de l'électro-aimant annulaire (méthode balistique, Rowland, Ewing, Hopkinson, etc.) et la méthode de l'ellipsoïde (méthode magnétométrique). Dans les applications, ces méthodes étant trop difficiles, on se sert de la méthode du joug d'Hopkinson (appareil Kœpsel, balance magnétique de du Bois, etc.). Dans le *curve tracer* d'Ewing (2) la boucle hystérétique se dessine automatiquement. Le même but est atteint par Ångström (3) au moyen des rayons cathodiques (tube de Braun). Un appareil d'Ewing donne directement la perte par hystérésis.

7. *Conditions physiques influant sur les expériences.* — En général, on n'arrive à des résultats constants qu'après avoir parcouru le cycle plusieurs fois. Dans les champs faibles (jusqu'à $\pm$ 0,3 C.G.S.), Tomlinson (4) trouva la perte hystérétique plus grande dans les premiers cycles que dans les cycles suivants (accommodation moléculaire) et diminuée encore davantage après huit heures de repos. Dans les champs faibles, la viscosité magnétique (*magnetische Nachwirkung*) peut affecter les résultats. Ces sources d'erreur étant évitées, les circonstances suivantes peuvent modifier la boucle hystérétique.

1° Des secousses appliquées pendant le cycle diminuent l'hystérésis. Pour un lingot de fer de $0^{cm},428$ de diamètre, $74^{cm},4$ de longueur, je trouvai les différences d'aimantation pour un même champ dans la branche descendante et ascendante réduites par les secousses à la moitié et même au tiers de leur valeur (5).

---

(1) *Voir* E. Schmidt, *Magnetische Untersuchungen; Zeitschrift für Elektrochemie;* 1898 et 1899.

(2) J.-A. Ewing, *Phil. Trans.*, vol. CLXXXIV, 2e partie, A, p. 1025; 1893.

(3) K. Ångström, *Öfvers. af K. Vetensk.-Akad. Förhandl.*, Stockholm, 1899, Arg. 56.

(4) H. Tomlinson, *Phil. Trans.*, t. CLXXXII, A, p. 352; 1891

(5) E. Warburg, *loc. cit.*,

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ewing (1), en approfondissant la question, trouva que l'effet des secousses est plus grand pour le fer doux que pour le fer dur.

Il résulte de ce fait que la perte par hystérésis est beaucoup diminuée si, comme dans les armatures des dynamos, des secousses agissent pendant le cycle (2). Dans les expériences, on évite les secousses.

2° D'après les recherches de M. Tomlinson (3) et surtout d'après MM. Gumlich et Schmidt (4), il n'est pas indifférent que la variation du champ soit graduelle et continue ou qu'au contraire le champ passe brusquement d'une valeur à une autre.

Les variations brusques du champ agissent, suivant ces derniers, comme les secousses, et d'autant plus qu'elles sont plus grandes. L'effet est surtout marqué pour le fer doux, dans les champs faibles et dans la branche ascendante. Exemple : acier fondu de Suède recuit,

$$\mathfrak{H}' = \pm 152{,}7; \qquad \frac{\Delta E}{E} = \frac{\text{diminution de perte}}{\text{perte pour variation continue du champ}}.$$

		Nombre de variations brusques entre $\pm \mathfrak{H}'$:			
	Var. continue.	108.	32.	9.	0.
$\mathfrak{B}$.....	1,07	0,97	0,84	0,77	0,65
$\frac{\Delta E}{E}$.....		0,03	0,05	0,07	

Ces différences ne sont pas négligeables dans les mesures précises. Pour l'acier dur (acier au tungstène de Remscheid) les différences ne dépassent pas les erreurs d'observations.

3° Si, pendant le cycle, un courant traverse le fil en produisant une aimantation circulaire, ce courant, d'après MM. Gerosa et Finzi (5), a un effet semblable à l'effet des secousses.

L'effet croît suivant que l'on applique un courant constant,

---

(1) J.-A. Ewing, *Phil. Trans.*, t. CLXXVI, 2e partie; 1885.

(2) M. Parshall (*Proc. of the Institution of civil engineers*, vol. CXXVI, p. 233; 1896) exprime à ce sujet une autre opinion.

(3) H. Tomlinson, *loc. cit.*, p. 351.

(4) E. Gumlich et E. Schmidt. *Elektrotechn. Zeitschr.*, t. XXI, p. 233; 1900. Communication de la Phys. techn. Reichsanstalt, Charlottenburg.

(5) G.-G. Gerosa et G. Finzi, *Rendiconti Lombard.*, 2e série, vol. XXIV, p. 677; 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

interrompu ou alternatif; il est très fort dans ce dernier cas. Les fils ayant servi aux expériences avaient une longueur de 40^{cm}; on appliquait la méthode magnétométrique. Exemple :

$$\mathfrak{H}' = \pm 42 \text{ C.G.S.}$$

Courant traversant le fil, 3 ampères.

	Rayon du fil.	E sans courant.	E cour. const.	Interr.	Altern.	E cour. alt. / E sans cour.
Acier recuit.	0^{cm},0442	48320	31650	22880	11630	0,241
Fer recuit..	0^{cm},0421	33320	18140	2380	520	0,016

8. *Données hystérétiques.* — La forme de la boucle hystérétique est différente pour le fer doux et pour le fer dur. Le fer doux a une grande perméabilité dans les champs faibles, un maximum de perméabilité élevé (souvent plus de 4000), une force coercitive faible. Exemple : fer doux bien recuit d'une teneur en carbone de quelques millièmes.

Le fer dur a un maximum de perméabilité faible (100 à 300) qu'on n'atteint que par des champs forts, et une grande force coercitive. Exemple : acier trempé (0,6 à 1,6 pour 100 de carbone). Pour le fer doux les boucles sont raides et resserrées; pour le fer dur, obliques et larges.

D'après Ewing, le fer doux est durci par le martelage, l'écrouissage, le laminage, bref par toute déformation permanente.

Exemple (1) : Fil de fer recuit, 0^{cm},158 de diamètre, 60^{cm} de longueur. $\mathfrak{H}' = \pm 46$. Perméabilité maxima, 3080 pour $\mathfrak{H} = 2,6$. $\mathfrak{C} = 1,7$. Même fil allongé de 10 pour 100 de sa longueur : perméabilité maxima 670 pour $\mathfrak{H} = 11$. $\mathfrak{C} = 4,5$.

De ces faits il résulte que, pour caractériser au point de vue magnétique une espèce de fer, il faut donner non seulement l'analyse chimique, mais aussi le traitement physique, qui n'est guère définissable exactement.

Différents échantillons pris dans une grande masse de fer montrent aussi des inégalités décelées le plus promptement par

(1) J.-A. Ewing, *Magnetic induction*, traduction allemande, p. 82.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

des inégalités de conductivité électrique (1), laquelle varie avec la qualité magnétique. D'après Ebeling et Schmidt (2), les inégalités sont assez petites pour les fers et les aciers fondus, plus petites que pour le fer forgé.

De plus, d'après Mordey (3), dans les transformateurs, la perte par hystérésis croît par l'usage, comme si le fer devenait plus dur, effet dû, d'après ses expériences, non pas aux oscillations magnétiques, mais à une chauffe modérée de 60° à 75° et de longue durée. Par le recuit, le fer reprend ses qualités initiales. D'après M. Parshall (4), l'accroissement de la perte par hystérésis peut atteindre 29 pour 100 par un chauffage ayant duré six mois. L'effet dépend de la qualité du fer de telle sorte qu'une qualité supérieure avant l'usage peut devenir inférieure par l'usage, fait important pour les fabricants.

En conséquence, les données hystérétiques d'une *espèce de fer* n'ayant qu'une valeur bien relative, nous nous bornons à quelques indications.

Fer doux.

L'effet important du recuit ne permet guère de reconnaître distinctement l'influence de la composition chimique sur la perte par hystérésis. M. Parshall (5) a examiné douze espèces de fer contenant 99,2 à 99,8 pour 100 de fer pur. On pouvait former deux groupes, l'un contenant les fers inférieurs, l'autre les fers supérieurs. La table suivante donne la perte moyenne E pour $\mathfrak{H}' = \pm 8000$ avec la teneur moyenne en corps étrangers.

	C.	P.	Si.	Mn.	S.	E.
Supér...	0,082	0,064	0,005	0,246	0,033	3070
Infér...	0,113	0,088	0,008	0,375	0,045	8310

D'après M. Parshall, l'influence de petites différences de composition chimique n'est pas reconnaissable dans les différences de

(1) A. Ebeling, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 342; 1896.
(2) A. Ebeling et E. Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 330; 1896 (Communic. de la Phys. techn. Reichsanstalt).
(3) W.-M. Mordey, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVII, p. 224; 1894.
(4) H.-F. Parshall, *loc. cit.*, p. 244.
(5) H.-F. Parshall, *loc. cit.*, p. 236.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

perte. Ainsi, les six supérieures contiennent une espèce avec 0,085, les inférieures une espèce avec 0,063 pour 100 de carbone. Il semble qu'une petite quantité de phosphore a une influence plus nuisible qu'une petite quantité de carbone.

On trouve des données hystérétiques, entre autres, dans les travaux de J. Hopkinson (1), qui examina trente-cinq espèces de fer d'une composition chimique donnée; dans ceux de Ewing et Klaassen (2), Ewing (3), du Bois et Jones (4).

Les données suivantes de H. Kamps (5) se rapportent à une espèce de fer doux destinée aux transformateurs (*Flusseisenblech*) et à des cycles complets (*voir* n° 5). Elles montrent aussi l'effet du recuit.

	$\mathfrak{H}'$.	$\mathfrak{B}'$.	R.	$\mathfrak{C}$.	E.
Avant recuit.....	150	17500	11000	2,30	16820
Après recuit (35 heures).	»	17430	10400	0,40	5770

Les recuits continués avaient un effet nuisible.

Voici quelques données trouvées récemment à la Reichsanstalt à Charlottenburg et que je dois à l'obligeance de M. E. Schmidt :

	$\mathfrak{H}'$.	$\mathfrak{B}'$.	R.	$\mathfrak{C}$.	E.
Fer de Suède laminé...	129	18190	10300	0,6	4900
Acier fondu.....	129	17950	7990	0,8	10100
Tôle de fer.....	128	18680	10200	1,25	10100

Une valeur de E = 5000 à 6000 pour le cycle complet semble être le meilleur résultat obtenu jusqu'à ce jour.

Dans les transformateurs, il s'agit de la valeur de E pour des inductions maxima $\mathfrak{B}' = 2000$ à 8000. La relation entre E et $\mathfrak{B}'$ a été examinée par Ewing (6) et Ewing et Klaassen (7). Steinmetz (8)

(1) J. Hopkinson, *Phil. Trans.*, t. CLXXVI, 2e partie, p. 455; 1885.
(2) J.-A. Ewing et Miss Helen G. Klaassen, *Phil. Trans.*, t. CLXXXIV, A, p. 985; 1893.
(3) J.-A. Ewing, *Proc. of the Institution of civil engineers*, t. CXXVI, p. 185; 1896.
(4) H. Du Bois et E. Taylor Jones, *Elektrotechn. Zeit.*, t. XVII, p. 543; 1896.
(5) H. Kamps, *Stahl und Eisen*, t. XIX, 2, p. 1121; 1899.
(6) J.-A. Ewing, *Phil. Trans.*, t. CLXXVI, 2e partie, p. 556; 1885.
(7) J.-A. Ewing et H.-G. Klaassen, *loc. cit.*, p. 1017.
(8) Ch.-P. Steinmetz, *Elektrotechn. Zeitschrift*, t. XII, p. 62; 1891; t. XIII, p. 43; 1892.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

a proposé la formule empirique $E = \eta \mathfrak{B}'^{1,6}$, où η dépend de l'espèce de fer. La formule ne rend pas compte d'une façon exacte des observations, car elle donne des différences allant jusqu'à 40 pour 100 (1); mais on s'en sert dans la technique pour les approximations.

Acier dur.

Les données suivantes sont dues à Mme Sklodowska-Curie (2) :

$$\mathfrak{H}' = \pm 500.$$

Acier au carbone de Firminy, trempé à 800°.

Carbone pour 100.	$\mathfrak{H}'$.	R.	C.	E.
0,20	1590	770	7,4	68000
0,49	1525	835	19,3	108000
0,84	1230	605	52	170000
1,21	1200	645	53	182000

Acier Allevard, 5,5 pour 100 tungstène.

Non trempé.....	0,59	1515	900	26	115000
Trempé.....	0,59	1230	850	70	265000

Pour les aciers au carbone, la teneur en carbone augmentant, la force coercitive croît jusqu'à une teneur de 1,2 pour 100 où elle atteint une valeur maxima; R croît jusqu'à 0,5 pour 100 où il atteint un maximum; $\mathfrak{B}'$ décroît, E augmente.

Les données relatives à l'acier d'Allevard montrent l'effet de la trempe.

Nickel.

Données de Ewing et Cowan (3) : fil de nickel, 0cm, 068 de diamètre, 1m, 254 de longueur. Le cycle n'était pas tout à fait complet :

	$\mathfrak{H}'$.	$\mathfrak{B}'$.	J'.	R.	C.	E ($\mathfrak{H}' = \pm 100$).
Dur, étiré.....	104	5400	420	3870	18,5	25400
Doux, recuit....	100	5120	400	3670	7,5	11200

(1) A. Ebeling et E. Schmidt, *Elektrotechn. Zeitschrift*, t. XVIII, p. 276; 1897. Comm. de la Phys. techn. Reichsanstalt.

(2) Mme Sklodowska Curie, *Éclairage électrique*, t. XVI, p. 151; 1898.

(3) J.-A. Ewing et G.-C. Cowan, *Phil. Trans.*, t. CLXXIX, A, p. 325; 1888.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

9. *Effet de la chauffe sur l'hystérésis.* — Il faut distinguer : 1° l'effet permanent (recuit, *voir* n° 7); 2° l'effet temporaire, qui disparaît après refroidissement. Dans les expériences de Kunz (1), les deux effets ne sont pas bien séparés.

Voici quelques données de Kunz se rapportant à un fil de fer doux, dans lesquelles l'effet permanent est relativement faible. $\mathfrak{B}' = 3590$. On chauffe de 20° à 836°, puis on ramène à 20°.

Température..	20°	290°	470°	658°	728°	836°	20°
E.....	2350	1600	1204	710	550	316	2107

A 836°, la perte par hystérésis E est réduite au septième de sa valeur à 20°.

Dans les expériences de Morris (2), l'effet permanent fut éliminé par un recuit préalable à 1150°. Les mesures furent faites pendant le refroidissement; fer de Suède pour transformateurs : $\mathfrak{B}' = \pm 4550$.

Temp.	764°,5	748°	730°	695°	634°	554°	457°	352°	249°	137°,5	18°
E.....	81	109	128	178	264	335	379	475	508	555	613

Entre 0° et 200°, E diminue, d'après Morris, de 0,08 par degré.

MM. Fleming et Dewar (3) trouvèrent la perte hystérétique dans le fer doux de Suède entre + 15° et — 185° indépendante de la température, résultat frappant mis en regard des expériences de Kunz et Morris.

Pour les aciers, l'effet du chauffage est plus compliqué que pour le fer doux. Pour un acier contenant 0,97 pour 100 de carbone, 0,535 pour 100 de manganèse, Laws et Warren (4) trouvent la perte par hystérésis indépendante de la température entre + 20° et + 160°.

Kunz (5) trouva la même chose pour du *Patenttiegelgusstahl* (6). C'est pourquoi les expériences de Laws et Warren, in-

---

(1) W. Kunz, *Dissertation*, Tübingen, 1893.
(2) D.-K. Morris, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIV, p. 213; 1897.
(3) J.-A. Fleming et J. Dewar, *Proc. Roy. Soc.*, t. LX, p. 88; 1896.
(4) F.-A. Laws et H.-E. Warren, *Proc. American Academy*, whole series, vol. XXX, p. 490; 1894.
(5) W. Kunz, *loc. cit.*
(6) Acier au creuset breveté.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

voquées par Dewar et Fleming, ne sont pas comparables avec les expériences faites par ces auteurs avec le fer doux.

10. *La perte par hystérésis dans le noyau d'un électro-aimant à courant alternatif dépend-elle du nombre des alternances, ou bien équivaut-elle, par cycle, à l'aire de la boucle déterminée entre les mêmes limites du champ par des expériences magnétostatiques?* — Cette question fut abordée pour la première fois par L. Hœnig et moi (1). Les expériences ont été répétées récemment dans mon laboratoire par Weihe (2) par une méthode semblable mais perfectionnée. Le courant dérivait d'un alternateur à 56 alternances par seconde. Le noyau contenait 5500 fils de fer doux; le diamètre des fils était de $0^{cm},0186$, la longueur de $13^{cm},3$. L'induction maxima $\mathfrak{B}'$ était 3300. La chaleur hystérétique, déterminée au moyen du calorimètre à glace de Bunsen, fut trouvée à 80 pour 100 de la valeur déterminée par les expériences magnétostatiques. Hœnig et moi nous avions trouvé 68 pour 100; Tanakadaté (3), 80 pour 100.

Le résultat de M. Weihe n'est pas d'accord avec une expérience de M. Williams faite avec le noyau de M. Weihe, dans laquelle la boucle hystérétique du courant alternatif fut déterminée directement et trouvée presque coïncidante avec la boucle déterminée par les expériences magnétostatiques entre les mêmes limites du champ (différence des aires : 1 à 2 pour 100). La méthode imaginée par M. W. Kaufmann (4) était la suivante : Pendant chaque période de l'alternateur, dans une phase déterminée du courant alternatif, on lançait, à l'aide d'un contact actionné par l'arbre de la machine, un courant dans une bobine suspendue sans noyau. On réalisait ainsi un magnétoscope qui ne fonctionnait que dans cette phase, et l'on pouvait déterminer le moment magnétique du noyau dans cette phase par une méthode de compensation.

Avant M. Williams, MM. J. et B. Hopkinson et J. Hopkin-

---

(1) E. Warburg et L. Hœnig, *Wied. Ann.*, t. XX, p. 814; 1883.

(2) F.-A. Weihe, *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 578; 1897.

(3) Tanakadaté, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXVIII, p. 207; 1889. — *Voir* une critique de ces expériences dans Max Wien, *Wied. Ann.*, t. LXVI, p. 862; 1898.

(4) W. Kaufmann, *Verhandlungen d. Deutschen physikal. Gesellsch.*, t. I, p. 42; 1899.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

son, MM. E. Wilson et F. Lydall (1) avaient déjà trouvé, par une méthode élégante, une coïncidence des boucles, comme M. Williams, pour les inductions faibles (3000 à 4000), mais des différences pour les inductions plus fortes aux environs de la saturation, différences plus grandes pour l'acier que pour le fer doux et faisant paraître le fer d'autant plus dur que les alternances étaient plus rapides (nombre des alternances : 5 à 125 par seconde).

Klemenčič (2), en lançant la décharge oscillante d'un condensateur dans la bobine et déterminant l'amortissement des oscillations, trouve la perte par hystérésis dans le fer, pour les oscillations, plus grande que la perte magnétostatique pour les mêmes limites du champ. Par exemple, pour 2100 oscillations par seconde, perte par oscillation 32800, perte magnétostatique 17000 à 18000; $\mathfrak{H}' = \pm 130$. L'acier et le nickel ne donnaient pas ces différences.

C'est à M. Max Wien (3) qu'on doit les recherches les plus étendues sur le sujet. Un électro-aimant annulaire est actionné par un courant alternatif sensiblement sinusoïdal. De l'hystérésis et des courants de Foucault il résulte un retard de phase entre le courant et la différence de potentiel entre les bornes de la bobine, retard comportant une augmentation apparente de résistance et de self-induction. Ces valeurs apparentes sont déterminées d'après la méthode de Maxwell dans le pont de Wheatstone par le téléphone optique imaginé par M. Wien. Connaissant la valeur maxima du champ $\mathfrak{H}'$, on calcule la perte totale, qui, pour les fils très minces, est peu différente de la perte par hystérésis. On trouve aussi la perméabilité pour le champ maximum $\mathfrak{H}'$. Les alternances étaient de 128, 256, 520 par seconde.

Pour le même champ on trouve la perméabilité et l'induction plus petites, la perte par hystérésis plus grande par les oscillations que par les mesures magnétostatiques. Les différences croissent avec le nombre d'alternances et sont d'autant plus grandes que le fer est plus doux. Tous les résultats sont d'accord avec l'hypothèse émise par Lord Rayleigh que, dans les alternances rapides, les dif-

(1) J. Hopkinson, E. Wilson et F. Lydall, *Proc. Roy. Soc.*, t. LIII, p. 352; 1893.
(2) J. Klemenčič, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 267; 1896.
(3) M. Wien, *Wied. Ann.*, t. LXVI, 859; 1898.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

férences entre le fer doux et le fer dur tendent à s'effacer. M. Wien m'écrit qu'il continue ses recherches. Le sujet traité dans ce paragraphe ne semble pas encore être épuisé.

11. *Fer tournant, champ tournant.* — Si l'on fait tourner une masse de fer dans un champ magnétique, la direction et l'intensité de la force magnétisante changent cycliquement dans chaque point. Le cas du champ homogène terrestre est le plus simple. L'hystérésis a pour effet que la direction de l'aimantation ne coïncide pas avec la direction du champ, mais qu'elle est déviée dans le sens de la rotation (1). Des observations ont été faites par Christie (2) et Barlow (3) et récemment par Martens (4) dont les expériences avec des disques horizontaux tournant dans le champ terrestre sont indépendantes des courants de Foucault. Le déplacement de la direction d'aimantation fut trouvé indépendant de la vitesse de rotation entre 2,5 et 200 rotations par seconde, d'où il résulte que, dans ce cas, la boucle hystérétique est indépendante de la vitesse avec laquelle le cycle est parcouru.

Dans un tel cas il doit être indifférent que le fer tourne dans le champ ou que le champ tourne dans le fer en repos.

Si un aimant permanent oscille au-dessus d'un disque de fer en repos, l'hystérésis provoque un amortissement des oscillations (5). Cet amortissement hystérétique est observé dans presque tous les corps solides oscillant entre les pôles d'un fort électro-aimant, à cause de la faible teneur en fer de ces corps (6).

La réaction est beaucoup plus sensible que les réactions chimiques. Dans les expériences de MM. Duane et Stewart avec le soufre, l'effet ne devenait presque insensible qu'après une distillation répétée cinq fois. Dans le champ tournant, les corps sont entraînés par l'hystérésis, réaction encore plus sensible que la précédente, comme l'a montré M. Duane (7).

---

(1) E. Warburg, *loc. cit.*
(2) Christie, *Phil. Trans.*, t. I, p. 347; 1825.
(3) Barlow, *Ibid.*,
(4) F. Martens, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 61; 1897.
(5) E. Warburg, *loc. cit.*, 1880. — F. Himstedt, *Wied. Ann*, t. XIV, p. 483; 1881.
(6) W. Duane et W. Stewart, *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 436; 1897.
(7) W. Duane, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 543; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

M. Baily (1) disposait une armature de fer doux (plaques de $0^{mm},081$ de diamètre) entre les pôles d'un électro-aimant tournant. L'armature est déviée par l'hystérésis, la perte par hystérésis équivaut par rotation à 2π fois le moment tournant mesuré par un ressort. On trouva ce fait remarquable que, la perte ayant atteint un maximum de 16000 ergs par cycle pour $\mathfrak{B}' = 17000$, elle décroissait rapidement si l'induction était augmentée, et atteignait à peine 2000 pour $\mathfrak{B}' = 20000$. Le phénomène fut également observé dans l'acier. Ces résultats sont rapprochés par l'auteur de la théorie moléculaire de M. Ewing.

12. *Théorie de l'hystérésis de M. Ewing* (2). — Le point de départ est la théorie de W. Weber des aimants permanents moléculaires déviables, théorie appuyée fortement par le maximum magnétique prouvé par les expériences de Joule, Müller, Rowland, Ewing et Low. On peut admettre que ces aimants permanents subsistent après la perte de ferromagnétisme par la chauffe, en supposant, par exemple, qu'ils forment des chaînes fermées non influencées par un champ. Le fait de savoir s'ils subsistent dans chaque état du fer est une question intéressante, mais difficile à aborder. A l'état non magnétique, il n'y a pas de direction privilégiée pour l'orientation des axes des aimants moléculaires. Or, s'il n'y avait pas une force directrice tendant à conserver cette orientation, la moindre force magnétisante produirait la saturation magnétique, ce qui est contredit par l'expérience. Weber supposait l'existence d'une force directrice indépendante du magnétisme. Mais, d'après Maxwell, la force directrice peut être donnée par les actions magnétiques mutuelles s'exerçant entre les aimants moléculaires. Acceptant cette idée heureuse, Ewing a émis une théorie qui expliquait les phénomènes observés dans les corps ferromagnétiques dans leurs traits généraux et dans beaucoup de leurs détails.

Ici, il s'agit de l'explication de l'hystérésis. On a longtemps supposé que la force coercitive de Poisson était analogue au frottement des corps solides, hypothèse inconciliable avec le fait, observé

(1) F.-G. Baily, *Phil. Trans.*, t. CLXXXVII, A, p. 715; 1896.
(2) J.-A. Ewing, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVIII, p. 342; 1890.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

par Lord Rayleigh (p. 513) que le champ le plus faible engendre une aimantation proportionnelle au champ.

Mais on peut expliquer, d'après Ewing, le magnétisme permanent, indépendamment d'un frottement quelconque, par la considération qu'il y a, pour un groupe d'aimants, plusieurs positions d'équilibre stable dont les unes M appartiennent à l'état magnétique, les autres N à l'état non magnétique. Nécessairement le système passe d'une position d'équilibre stable à une autre par une position d'équilibre instable. Or si, sous l'action d'un champ, le groupe passe d'une position N à une position voisine d'une position M, et si l'on vient alors à supprimer le champ, le groupe prenant la position M a acquis un magnétisme permanent.

A défaut d'un développement mathématique suffisant de la théorie, il est intéressant de constater que M. Ewing et Miss Klaassen, déterminant les courbes d'aimantation d'un modèle de 130 petits aimants, ont trouvé des boucles hystérétiques que l'on ne peut guère distinguer des boucles d'un fil de fer. On a aussi imité avec le même modèle quelques détails hystérétiques.

13. *Le changement profond des qualités hystérétiques produit dans le fer par le traitement physique qu'on lui fait subir, surtout par la trempe, peut-il être rapproché d'autres faits connus?* — Il faut considérer dans cet ordre d'idées les faits suivants :

1° Dans un intervalle de température assez restreint, que l'on peut nommer *intervalle critique,* différent pour les diverses espèces de fer, et trouvé par J. Hopkinson (1) entre 700° et 870°, le fer perd ses qualités ferromagnétiques, la perméabilité tombant à une valeur peu différente de l'unité.

2° Le passage de l'état magnétique à l'état non magnétique pendant la chauffe dans l'intervalle critique se fait avec absorption de chaleur (2); la transformation inverse pendant le refroidissement, avec dégagement de chaleur latente. On observe en effet, dans l'intervalle critique, un retard soit du chauffage, soit

(1) J. Hopkinson, *Phil. Trans.,* t. CLXXX, A, p. 443; 1890.
(2) J. Hopkinson, *loc. cit.;* aussi *Proc. Roy. Soc.,* t. XLVIII, p. 442; 1891.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

du refroidissement, dont le dernier, dans le cas de l'acier, est renforcé et s'y traduit par la recalescence de Barrett (p. 511).

3° Le passage du fer à l'état non magnétique est aussi signalé par le changement d'autres qualités.

D'après M. Pionchon (1), la chaleur spécifique du fer presque pur, qui est de 0,110 à 0°, va en croissant avec la température jusqu'à 660°, où elle prend la valeur 0,215, puis, après absorption de chaleur, elle reste constante entre 723° et 1000° et est égale à 0,218.

Il résulte des expériences de M. W. Kohlrausch (2) que le coefficient de température de la résistivité électrique est brusquement diminué dans l'intervalle critique. J. Hopkinson (3) le trouva pour le fer doux égal à 0,0056 à 0° augmentant avec la température jusqu'à 853°, où il prend la valeur 0,019, puis diminuant brusquement à 0,007.

D'après Tait (4), Le Chatelier (5), Osmond (6), les qualités thermo-électriques sont modifiées dans l'intervalle critique.

Bref, dans l'intervalle critique le fer chauffé absorbant de la chaleur passe de l'état magnétique à l'état non magnétique, transformation signalée aussi par le changement d'autres qualités physiques.

Or, si l'on refroidit le fer doux bien recuit après l'avoir chauffé au-dessus de l'intervalle critique, le changement d'état disparaît de nouveau. De même dans le cas de l'acier, si l'on refroidit *lentement,* le changement d'état conserve le caractère de réversibilité. Mais l'acier au carbone avec une teneur en carbone de plus de 0,1 pour 100, après avoir été chauffé au-dessus de la température critique puis refroidi brusquement (trempe), subit un changement permanent de ses qualités physiques, en particulier de ses qualités magnétiques.

---

(1) Pionchon, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XI, p. 72; 1887.
(2) W. Kohlrausch, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, p. 42; 1888.
(3) J. Hopkinson, *Phil. Trans.*, t. CLXXXIX, A, p. 462; 1889.
(4) P.-G. Tait, *Pogg. Ann.*, t. CLII, p. 443; 1874.
(5) Le Chatelier, *Comptes rendus,* t. CII, p. 819; 1886.
(6) F. Osmond, *Transformations du fer et du carbone;* 1888. *Voir* aussi *Comptes rendus,* t. CIII, p. 743; 1886.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

On est donc conduit à admettre, avec M. Osmond, que, dans la trempe, les changements d'état subis par le fer dans l'intervalle critique pendant la chauffe ne disparaissent qu'*en partie* pendant le refroidissement, de telle sorte que l'acier trempé serait un mélange de fer magnétique et de fer non magnétique.

Cette théorie est fortement appuyée par les faits observés dans les aciers au nickel irréversibles, qui restent tout à fait non magnétiques après refroidissement, même lent, à la température ambiante (aimants quasi trempés, *self hardening*).

M. Osmond (1) émet l'hypothèse que le magnétisme permanent ou l'hystérésis ne dépendent que de la présence du fer non magnétique et disparaîtraient si la masse totale du fer venait à être transformée en fer magnétique.

D'après cette supposition on doit admettre non seulement que chaque espèce de fer douée d'hystérésis contient du fer non magnétique, mais aussi que toute cause qui change les qualités hystérétiques, comme le recuit, le durcissement mécanique (n° 7), entraîne une transformation partielle du fer magnétique en fer non magnétique ou *vice versa*.

En effet, M. Osmond (2), chauffant l'acier dur trempé, observait une accélération de la vitesse de chauffage, c'est-à-dire un dégagement de chaleur latente très accentué à 350°, indiquant une transformation de fer non magnétique en fer magnétique.

A l'appui de la supposition que les déformations permanentes entraînent une transformation, on peut invoquer les expériences de M. Spring sur l'effet de la pression sur les réactions chimiques dans les solides (3). Dans ce même ordre d'idées, il convient aussi de rappeler la théorie que Maxwell (4) donne des résidus élastiques (*elastische Nachwirkung*) découverts par W. Weber, en supposant que les déformations élastiques peuvent défaire des

---

(1) F. Osmond. *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIX, p. 511; 1890.

(2) F. Osmond, *Critical points of iron and steel*, p. 17; 1890 (Reprinted from *Journ. of the iron and steel Institute;* 1890).

(3) *Voir* le Rapport de M. Spring *Sur les propriétés des solides sous pression*, où la *Trempe par compression* de M. Clémandot est aussi mentionnée.

(4) Cl. Maxwell, *Encycl. Brit.*, 9e édit., t. VI, p. 313; 1877. *Voir* aussi J.-G. Butcher, *Beibl.*, t. II, p. 625; 1878.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

groupes de molécules; de même la théorie que donne M. Guillaume (1) des résidus dans le verre, où il suppose que les variations de la pression modifient l'équilibre chimique des solides.

14. *Quelle différence y a-t-il dans la constitution moléculaire du fer magnétique et du fer non magnétique?* — On peut aborder cette question sous deux points de vue, l'un physique, l'autre chimique. Pour le premier, en acceptant la théorie de Weber, il faut supposer que dans le fer non magnétique les aimants moléculaires ont pris un arrangement sur lequel les champs magnétiques restent sans influence.

Pour le second, il faut considérer en premier lieu les qualités magnétiques du fer pur. Si l'on admet, ce qui ne paraît guère douteux, que le fer pur, lui aussi, perd ses qualités ferromagnétiques par chauffage au-dessus d'une certaine température, il faut conclure que l'état non magnétique correspond à une modification moléculaire du fer.

D'un autre côté, on sait que le fer n'est susceptible d'être trempé que s'il contient une quantité suffisante de corps étrangers. Ordinairement l'effet est dû au carbone, mais d'autres corps, par exemple le tungstène, le manganèse, agissent dans le même sens et peuvent même remplacer le carbone. Or, l'état non magnétique correspondant à une modification moléculaire du fer pur, l'influence des corps étrangers sur la trempe ne peut consister qu'en ce qu'ils tendent à empêcher la transformation du fer non magnétique (fer β d'Osmond) en fer magnétique (fer α).

La théorie que je viens d'esquisser est due à M. Osmond, dont les belles recherches sur les retards de la chauffe et du refroidissement du fer dans les intervalles critiques (p. 528), c'est-à-dire sur la chaleur de transformation, ont beaucoup contribué à élucider ces questions (2).

On trouve les températures de ces intervalles plus élevées pendant la chauffe que pendant le refroidissement, ce qui s'explique

(1) Ch.-Éd. Guillaume, *Procès-verbaux du Comité international des Poids et Mesures*, session de 1899, p. 171. *Voir* aussi le Rapport de M. Guillaume, t. I, p. 432.

(2) F. Osmond, *Transformations du fer et du carbone.* Paris; 1888. *On the critical points of iron and steel* (*Journ. Iron and Steel Inst.*, 1890).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

par le fait que les transformations exigent du temps pour s'accomplir (point encore insuffisamment étudié). C'est pourquoi M. Osmond distingue un retard a_c observé pendant le chauffage et un retard a_r observé pendant le refroidissement.

Pour le fer le plus pur (fer électrolytique contenant 0,08 pour 100 de carbone) il trouve trois intervalles critiques : le premier, a_{r3}, vers 855°, restreint et bien marqué, indiquant un dégagement considérable de chaleur; le second, a_{r2}, plus étendu et plus faible, de 750° à 690°; le troisième, a_{r1}, très faible vers 660°. La teneur en carbone augmentant, a_{r1} se déplace vers les températures plus élevées (674° pour l'acier dur contenant 1,25 pour 100, 695° pour la fonte blanche de Suède contenant 4,1 pour 100 de carbone). En même temps le dégagement de chaleur en a_{r1} est augmenté pour atteindre sa valeur maxima pour l'acier dur (1,25 pour 100 de carbone). a_{r1} correspond à la recalescence de Barrett et indique, d'après M. Osmond, la transformation du carbone de trempe en carbone de cémentation. Au contraire, la teneur en carbone augmentant, les intervalles a_{r2} et a_{r3} sont déplacés vers les températures plus basses pour se confondre avec a_{r1} pour l'acier dur.

D'après M. Osmond la transformation partielle du fer pur non magnétique β s'accomplit dans l'intervalle a_{r2}, dont la limite inférieure, comme l'indiquent les expériences magnétiques, peut atteindre des températures assez basses (420°).

15. *La présence des corps étrangers dans le fer est-elle indispensable pour les qualités hystérétiques?* — Cette question est identique avec celle-ci : Le fer pur est-il doué d'hystérésis?

D'après M. E. Wilson (1) le fer *presque* pur contenant des traces de carbone et de silicium et 0,1 pour 100 de manganèse est doué d'hystérésis, la perte E par hystérésis étant presque la même que dans un bon fer doux. Mais ici il faut se rappeler l'effet énorme que peuvent exercer des quantités minimes d'impuretés sur certaines qualités des corps solides. Ainsi Fleming et Dewar (2)

(1) E. Wilson, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXII, p. 369; 1898.
(2) J.-A. Fleming et J. Dewar, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XL, p. 303; 1895. *Proc. Roy. Soc.*, t. LX, p. 72; 1896.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

trouvent la conductivité électrique pour le bismuth pur électrolytique, à — 202°, six fois plus grande que pour du bismuth contenant des traces d'impuretés. En présence de tels faits on ne peut guère considérer la question comme tranchée par les résultats de M. Wilson.

Les limites de ce Rapport ne permettent pas d'approfondir les questions traitées aux n^os 13, 14 et 15, sur lesquelles M. Osmond a bien voulu attirer mon attention (1). Partageant son opinion qu'il importe de susciter la collaboration des métallurgistes, des chimistes et des physiciens sur ces sujets, j'en ai parlé à mon collègue M. Van't Hoff, et je suis heureux de pouvoir offrir comme Appendice à ce rapport ses idées sur la transformation du fer carburé qu'il a eu la grande obligeance de me communiquer.

---

(1) La bibliographie, jusqu'à 1890, se trouve dans le Mémoire de M. Osmond (*On the critical points of iron and steel*). J'ajoute les titres de quelques travaux récents :

G. CHARPY, *Untersuchungen über das Härten des Stahls* (*Stahl und Eisen*, t. XV, 2, p. 745; 1895).

A. MARTENS, *F. Osmond's Methode für die mikrographische Analyse des gekohlten Eisens* (*Ibid.*, p. 954).

HOWE et SAUVEUR, *The Hardening of steel* (*Journal of the Iron and Steel Institute;* 1895 et 1896).

Baron H.-V. JUPTNER, *Beiträge zur Lösungstheorie von Eisen und Stahl* (*Ibid.*, t. XVIII, 1, p. 506; 1898).

Baron H.-V. JUPTNER, *Zusammenhang der chemischen Zusammensetzung und des mikroskopischen Gefüges mit den physikalischen Eigenschaften von Eisen und Stahl* (*Ibid.*, t. XIX, 1, p. 237).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

APPENDICE.

LES TRANSFORMATIONS DU FER CARBURÉ,

PAR J.-H. VAN'T HOFF.

A. — ABSENCE DES PHÉNOMÈNES DE RETARD.

(La fonte de fer et le fer laminé)

1. Le fer présente deux modifications :

FER — α (*Ferrite*) stable au-dessous de 850°.
» — β stable au-dessus de 850°.

Le point de transformation (850°) a été déterminé comme température où l'accroissement de la résistivité électrique subit une diminution soudaine (Matthiessen), accompagnée d'une absorption de chaleur notable (Osmond).

2. Le fer β est capable de retenir des quantités variables de carbone, solution homogène (solution solide) signalée comme *martensite;* cette propriété ne se trouve pas dans la modification α.

3. L'absorption du carbone abaisse la température de transformation indiquée ci-dessus, ce qui correspond aux lois des solutions solides, contenues dans l'expression (1)

$$\delta\Theta = \frac{0{,}02\,\Theta^2}{W},$$

Θ étant la température absolue de transformation ($273° + 850°$),

(1) Voir *Rapports*, t. I, p. 385.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

W la chaleur absorbée dans ces circonstances par 1^{kg} de fer, $\delta\Theta$ l'abaissement moléculaire de la température en question, c'est-à-dire celui que cause la présence de 1 pour 100 de carbone multiplié par la masse moléculaire de cet élément ($C = 12$). Il y a lieu d'observer que cet abaissement moléculaire a une valeur considérable, en vertu de la grandeur de Θ et de la petitesse de W, chaleur de transformation qui, pour le soufre, ne surpasse guère 2,5, ce qui correspondrait à une valeur de 10000 pour $\delta\Theta$.

4. En refroidissant, la martensite montre, à côté d'un ralentissement causé par la séparation de la ferrite, un point de température fixe, dû à la séparation d'un carbure distinct, correspondant à la formule Fe^3C et connu sous le nom de *cémentite*. Ce phénomène se produit vers 670°, la martensite contenant alors 0,8 pour 100 de carbone. Par conséquent, une martensite de cette composition ne subira que cette transformation seule, sans séparation préalable de ferrite, tandis qu'un excès de carbone donnera lieu à une séparation préalable de cémentite, suivie, comme dans tous les cas, de la transformation finale à 670°.

5. La séparation simultanée de la cémentite et de la ferrite vers 670° produit un complexe intime et constant de ces deux substances, qui a été désigné comme *perlite*.

6. L'expression simple de ce qui se passe vers 670° est donc donnée par la formule

$$\text{Martensite} \rightleftarrows \text{Perlite},$$

ou par la formule plus détaillée,

$$\text{Martensite} \rightleftarrows \text{Cémentite} + \text{Ferrite},$$

et sous forme quantitative :

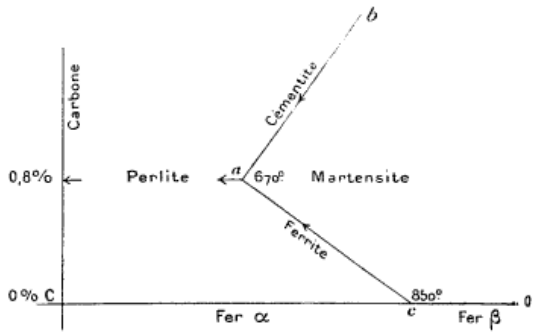
$$(Fe\,C^{0,037}) \rightleftarrows 0,037\,Fe^3C + 0,889\,Fe.$$

Il s'agit par conséquent, d'un point quadruple où quatre formes (la vapeur saturée du complexe, la martensite, la cémentite et la ferrite) sont en équilibre, quatre phases de deux substances primitives (fer et carbone). Le phénomène de transformation rappelle

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

donc la transformation d'une solution d'un sel hydraté au point cryohydratique, avec cette différence, toutefois, qu'il s'agit ici d'une solution solide.

7. Une représentation graphique permet un aperçu général, en portant la température (θ) et la quantité de carbone (C) sur deux axes rectangulaires. A droite de *bac* se trouve la région de



la martensite, limitée par la formation de la cémentite en *ab*, de la ferrite en *ac*, de la perlite enfin en *a*. Les flèches indiquent la transformation à température descendante.

8. Observons enfin, que les termes *ferrite* et *cémentite* correspondent en gros aux notions *fer laminé* et *fonte de fer*.

B. — Les phénomènes de retard.

(L'acier.)

1. Les phénomènes de retard donnent lieu à des états pour ainsi dire de faux équilibre.

2. En premier lieu ce phénomène se traduit en ce que les températures, indiquées ci-dessous comme fixes, ne se montrent telles que si la transformation peut disposer du temps nécessaire pour se réaliser. Un échauffement rapide donne lieu à une élévation, un refroidissement brusque à un abaissement des températures en question, situées sans cela vers 850° et 670°.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

3. En second lieu, le ralentissement du refroidissement que produit la séparation de la ferrite peut, en vertu de la séparation retardée, produire, au contraire, même une élévation de température.

4. Troisièmement, des particularités observées pendant le refroidissement du fer légèrement carburé, qui ont donné lieu à l'admission par certains auteurs d'une troisième température stationnaire, pourraient être de même origine, sinon il y aurait lieu de supposer des modifications dont l'existence n'a pas été établie avec certitude, abstraction faite des impuretés.

5. Le phénomène capital se présente dans la trempe de l'acier, qui n'est autre chose que l'élimination totale ou partielle de la transformation de la martensite. Celle-ci se produit au-dessous de 670° par un refroidissement accéléré et fait même défaut à la température ordinaire par un refroidissement soudain. L'acier dur est par conséquent une solution solide surfondue qui, par réchauffement et refroidissement lent, se transforme en perlite, avec excès possible de ferrite et de cémentite, selon la teneur en carbone.

6. Il paraît que, comme phénomène secondaire, le refroidissement peut produire dans l'acier des altérations comme en présente le verre trempé, et qui sont dues à ce qu'un refroidissement soudain conduit à une diminution de volume moindre, causant ainsi des tensions qui se traduisent comme dureté, par un refroidissement superficiel et brusque.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LA MAGNÉTOSTRICTION,

PAR H. NAGAOKA,

PROFESSEUR DE MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES A L'UNIVERSITÉ DE TÔKYÔ.

INTRODUCTION.

Les déformations que l'on observe dans divers corps ferromagnétiques sont très compliquées, et, à première vue, on n'aperçoit entre elles aucune relation. Les grandeurs que l'on mesure habituellement sont si petites qu'elles se rapprochent parfois des dimensions moléculaires. Les résultats obtenus par différents observateurs sont discordants en apparence, cependant on ne les trouve pas aussi contradictoires si l'on prend le soin de les interpréter.

Aucune des théories proposées ne semble suffisante pour expliquer tous les phénomènes que comprend la magnétostriction; cependant la déformation produite par l'aimantation semble avoir sa contre-partie dans le changement d'aimantation produit par les efforts mécaniques, de telle sorte que la réciprocité entre la déformation et l'effort rend relativement aisée l'étude du phénomène. La théorie de la magnétostriction a, d'ailleurs, une analogie étroite avec celle de l'électrostriction; elle apparaît pour la première fois dans un travail de Maxwell sur les forces mécaniques mises en jeu dans un corps placé dans un champ magnétique.

L'étude de la magnétostriction d'un solide peut être divisée en trois Chapitres : changement de longueur, changement de volume et torsion produite par l'action simultanée de l'aimantation longitudinale et circulaire. Je décrirai dans ce qui suit les principaux faits actuellement connus, et j'établirai leur relation avec les va-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

riations d'aimantation produites par l'application de forces mécaniques. On verra plus loin que la correspondance des deux phénomènes n'est pas uniquement basée sur l'expérience, et que l'on arrive à retrouver leurs relations réciproques par des considérations théoriques.

La bibliographie du sujet est placée à la fin de chaque Chapitre dans l'ordre alphabétique.

Variation de longueur par aimantation.

L'influence de l'aimantation sur les dimensions des corps ferromagnétiques a été étudiée pour la première fois par Joule (1842), qui observa pour le fer un petit allongement approximativement proportionnel au carré de l'intensité d'aimantation. Mayer (1873) trouva que cet allongement ne disparaît pas instantanément quand on supprime le champ magnétisant, mais qu'il y a là, pour ainsi dire, de l'hystérésis. Barrett découvrit (1874) que le changement de longueur du nickel est de signe contraire à celui qui se produit pour le fer. Bidwell remarqua (1888) qu'il se produit pour le fer un allongement maximum auquel succède une contraction progressive, tandis que, pour le cobalt, c'est exactement le contraire qui arrive. En 1894, on a construit des courbes d'hystérésis montrant la variation de longueur pendant un cycle d'aimantation complet.

Les méthodes de mesure sont généralement de deux espèces : le petit déplacement que l'on observe est amplifié au moyen d'un levier, ou bien il est mesuré au moyen de franges d'interférence qui peuvent servir de micromètre très sensible. Dans toutes mes expériences, j'ai utilisé un simple levier optique avec un dispositif spécial pour multiplier la déviation; on peut arriver ainsi à mettre en évidence une variation inférieure à $0^{\mu},01$. La déformation étant très faible, il est toujours nécessaire de se prémunir contre les variations de température; il faut, si possible, munir l'instrument de mesure d'un dispositif destiné à compenser l'influence de la température, ce qui peut être facilement obtenu en utilisant le principe du pendule à gril. De plus, l'observation doit être faite très rapidement; généralement on fait la lecture quelques

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

secondes après l'établissement du courant, surtout quand le champ est intense.

Une autre précaution qui a quelquefois été négligée consiste à placer les corps ferromagnétiques dans un champ pratiquement uniforme. Certaines expériences, par exemple, étaient faites avec des fils qui avaient la même longueur que la bobine, et d'autres avec des fils qui la dépassaient. Les dimensions des corps doivent être telles que le facteur démagnétisant ne puisse pratiquement influencer les résultats. L'expérience de Cantone sur un ovoïde en fer, et celle de Berget auraient pu donner des résultats satisfaisants si le rapport des dimensions avait été suffisamment grand.

Le caractère général de la variation de longueur subie par un ovoïde de fer doux aimanté suivant son axe de révolution est bien connu (Fe, *fig.* 1). L'ovoïde s'allonge dans les champs magnétisants faibles; l'allongement atteint, pour $\mathfrak{H} = 40$, un maximum qui est égal à 3 ou 4 millionièmes de la longueur; ensuite la longueur diminue et finit par devenir moindre qu'à l'état non aimanté ($\mathfrak{H} = 200$). La contraction va en augmentant et ne semble pas tendre vers une valeur asymptotique, même pour un champ de 2200 unités C. G. S., pour lequel la contraction est de $\frac{1}{100\,000}$ environ. L'acier au carbone ordinaire (Ac) se comporte absolument comme le fer; il ne s'en distingue que par l'amplitude moindre de l'allongement et de la contraction; de plus, le champ pour lequel l'allongement s'annule est plus fort. Le champ correspondant à l'allongement maximum et à l'allongement nul est plus fort pour l'acier au tungstène (Ac 1 recuit, Ac 2 non recuit) que pour l'acier ordinaire.

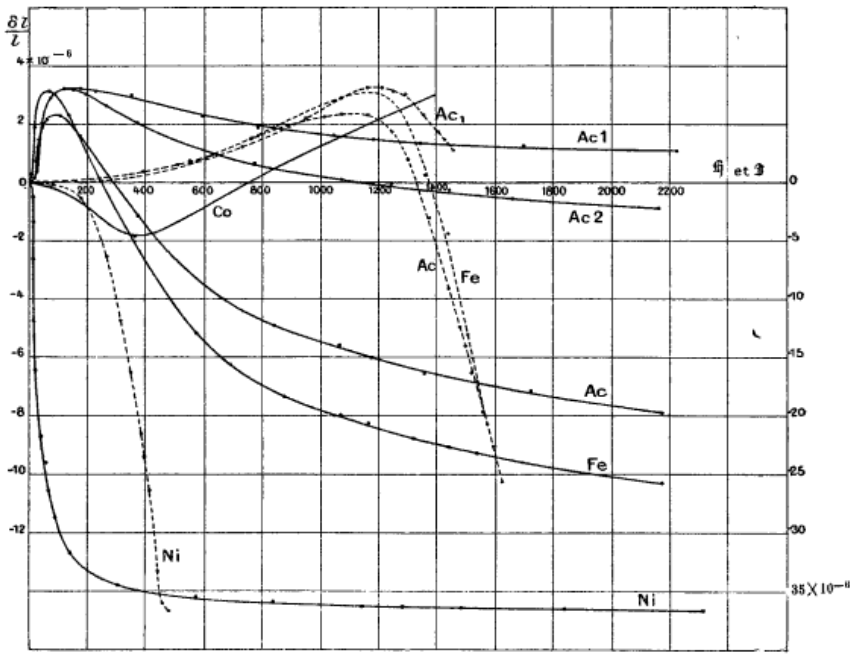
Pour un ovoïde en nickel (Ni), la contraction se produit rapidement dans les champs faibles, elle augmente avec l'intensité du champ et tend vers une valeur asymptotique sans passer par un maximum. La contraction dans le nickel est plus forte que celle que l'on observe pour le fer ou l'acier; elle atteint $\frac{1}{30\,000}$ de la longueur initiale pour un champ de 2000 C.G.S.

Le cobalt (Co) se comporte en sens inverse du fer à l'égard du changement de longueur par aimantation. Une tige de cobalt se contracte dans les champs faibles. La contraction va en croissant jusqu'à $\mathfrak{H} = 300$; puis elle diminue et, d'après les expériences de Bidwell, la longueur reprend sa valeur initiale pour $\mathfrak{H} = 750$.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ensuite, quand le champ augmente, la tige s'allonge d'une manière continue.

Fig. 1.



——— Variation de longueur en fonction de 1.

..... » » » 3.

Fe = fer; Ni = nickel; C = cobalt; Ac = acier au carbone; Ac 1 = acier au tungstène recuit; Ac 2 = acier au tungstène non recuit.

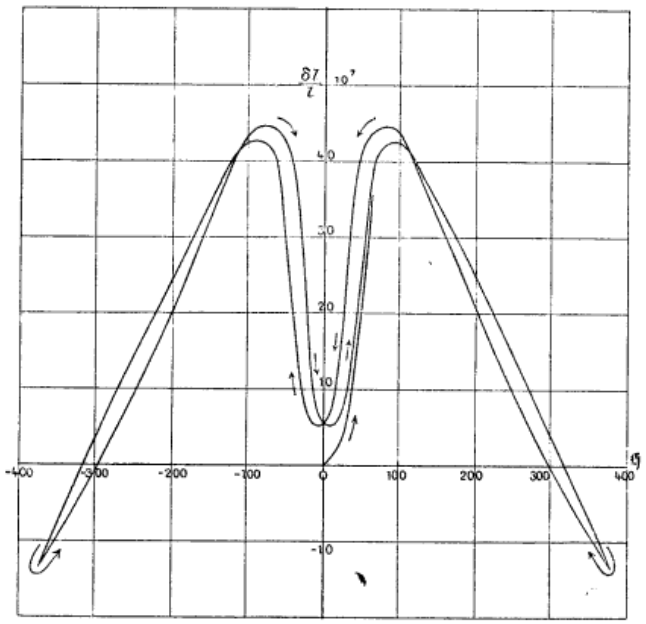
(Les résultats trouvés pour le fer et le cobalt sont rapportés aux ordonnées de gauche, ceux relatifs au nickel à celles de droite.)

Le changement de longueur d'un ovoïde de fer pendant un cycle d'aimantation est très complexe. Si l'on aimante l'ovoïde jusqu'à contraction et si, ensuite, on diminue le champ magnétisant, l'ovoïde s'allonge, mais en indiquant de l'hystérésis; c'est-à-dire que la longueur de l'ovoïde est moindre pour la même intensité du champ dans la branche de retour jusqu'au moment où les deux branches de la courbe se coupent. Les phénomènes sont bien représentés par la courbe de la *fig.* 2.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pour les champs faibles l'allongement est plus grand dans la branche descendante que dans la branche ascendante. L'ovoïde commence à se contracter avant que le champ soit devenu nul; il est toutefois plus long au champ zéro que lors du premier maximum. Quand le champ est renversé, la longueur continue à décroître, mais seulement faiblement; elle passe par un minimum, puis l'ovoïde recommence à s'allonger.

Fig. 2.



La marche de l'accroissement est relativement lente et l'allongement atteint un maximum; ce point est symétrique du premier maximum dans le champ positif. Au delà, l'ovoïde se raccourcit très rapidement et presque de la même manière que dans les champs positifs croissants. Quand ensuite le champ négatif diminue d'intensité, tout se passe de la même manière que pour les champs positifs décroissants.

Quelque complexe que soit la courbe d'hystérésis pour un cycle d'aimantation, elle est symétrique par rapport à la ligne de champ magnétique nul.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

La courbe de l'hystérésis pour le cobalt est analogue à celle du fer, tandis que, pour le nickel, elle est plus simple et ne se compose que de deux boucles, attendu que le métal ne présente pas de maximum de contraction.

En construisant la courbe de l'allongement en fonction de l'intensité d'aimantation (*voir* la courbe pointillée de la *fig.* 1), nous remarquons que la variation de longueur se fait très lentement, mais à mesure que la saturation approche, la vitesse de variation devient très grande et sensiblement constante. Dans des champs très intenses on observe une légère courbure dans la courbe du nickel.

Les variations de longueur observées pour le fer, l'acier et le nickel sont indiquées dans la colonne $\frac{\delta l}{l}$ du Tableau, p. 556.

La forme de l'aimant ne paraît pas avoir une influence marquée sur la grandeur de l'allongement, comme il résulte de la comparaison des mesures de Bidwell avec les miennes.

Les expériences de Bidwell, de Brackett et de Klingenberg montrent qu'en chargeant le fil de fer avec des poids, les champs d'allongement maximum et d'allongement nul deviennent plus faibles, de telle sorte que, par l'accroissement de la charge, l'allongement disparaît entièrement. Pour le nickel l'effet de la charge est de diminuer la contraction.

L'histoire préalable de l'échantillon joue généralement un rôle important dans les changements de longueur. D'après Rhoads, l'allongement du fer laminé varie avec la direction, la structure étant fibreuse.

Quand la température augmente, le point du maximum de l'allongement du fer se trouve déplacé vers les champs intenses et la contraction du nickel est diminuée. On n'a pas de résultats expérimentaux définis concernant l'effet de la température sur le changement de longueur du cobalt.

Les expériences sur les changements de longueur du bismuth par aimantation n'ont conduit à aucun résultat positif (1).

---

(1) *Voir* Bachmetief, *Wien. Sitzb.*, CIV, 2 A, p. 71; 1895. — Barrett, *Phil. Mag.* (4), XLVII, p. 51; 1874. — *Nature*, XXVI, p. 515, 586; 1882. — Berget, *Compt. rend.*, CXV, p. 722; 1892. — *Journ. de Phys.* (3), II, p. 172; 1893. — Bidwell, *Proc. Roy. Soc.*, XXXVIII, p. 265; 1885. — XL, p. 109, 257; 1887. —

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Variation de volume par aimantation.

Dans des expériences sur le fer faites avec soin, Joule n'avait pas trouvé de variation de volume par l'aimantation; dès lors on admettait généralement que la contraction transversale accompagnait l'allongement de telle façon qu'il n'y avait pas changement de densité. Cantone (1890) est arrivé à la même conclusion dans un travail sur un ovoïde de fer; nous devons à ce même physicien la découverte qu'il y a contraction de volume par aimantation pour le nickel. Un an plus tard, Knott trouva que le volume intérieur d'un tube de fer change par aimantation; des observations semblables furent faites sur les tubes de nickel et de cobalt. Bidwell (1894), en mesurant le changement de section d'un anneau de fer, montra qu'il devait y avoir un changement de densité par l'effet de l'aimantation.

Pour déterminer les changements de volume par aimantation, les mêmes précautions sont nécessaires que pour mesurer les changements de longueur. Il faut ajouter à cela que des erreurs sérieuses peuvent naître du contact de l'aimant avec les parois du dilatomètre.

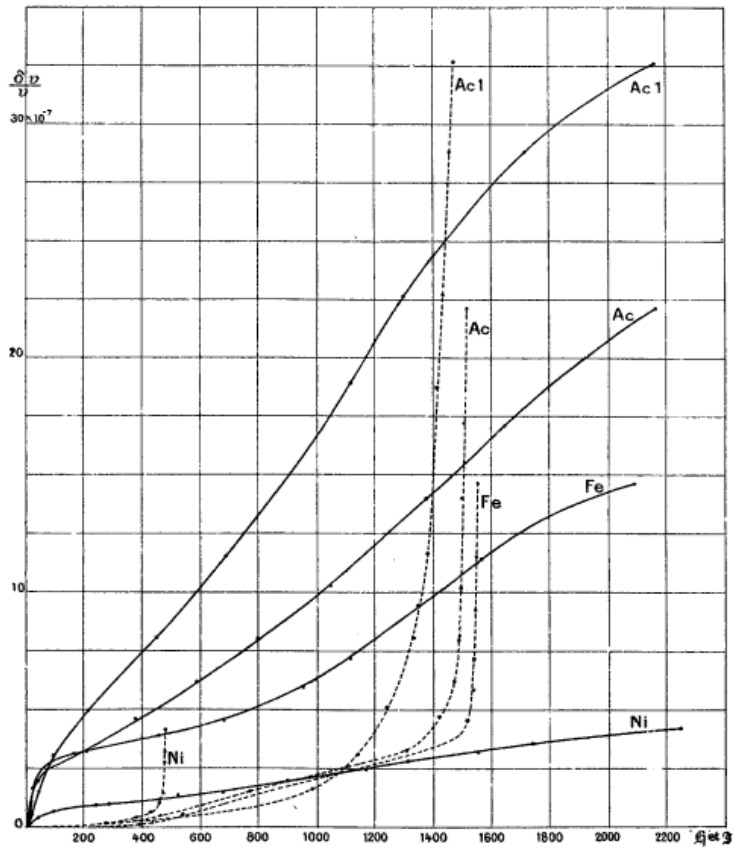
La dilatation de volume des ovoïdes de fer et de nickel aimantés dans la direction de l'axe est très petite dans les champs faibles.

XLIII, p. 407; 1888. — *Phil. Trans.*, CLXXIX, p. 205; 1888. — *Proc. Roy. Soc.*, LI, p. 495; 1892. — LV, p. 228; 1894. — LVI, p. 94; 1894. — Bock, *Wied. Ann.*, LIV, p. 442; 1895. — Brackett, *Phys. Rev.*, V, p. 257; 1897. — Cantone, *Mem. del. Acad. d. Lincei*, VI, p. 257 et p. 487; 1891. — Gallandet, *Thèse, Johns Hopkins Univ.*, 1896. — Honda, *Journ. Sc. Coll. Tôkyô*, XIII, p. 77; 1900. — E.-M. Jones, *Proc. Roy. Soc.*, LXIII, p. 44; 1897. — *Phil. Trans.*, CLXXXIX, A, p. 189; 1897. — Joule, *Sturgeon's Annals of Electricity*, VIII, p. 219; 1842. — *Phil. Mag.* (3), XXX, p. 76, 225; 1847. — Klingenberg, *Thèse, Rostock Univ.*, 1897. — Knott, *Trans. Roy. Soc. Edimb.*, XXXIX, p. 457; 1898. — Lochner, *Phil. Mag.* (5), XXXVI, p. 498; 1893. — *Electrician*, XXXII, p. 143; 1893. — Mayer, *Phil. Mag.* (4), XLV, p. 350; 1873. — (4), XLVI, p. 177; 1873. — More (5), XL, p. 345; 1895. — *Phys. Rev.*, III, p. 210; 1895. — Nagaoka (5), XXXVII, p. 131; 1894. — *Wied. Ann.*, LIII, p. 487; 1894. — Nagaoka and Honda, *Journ Sc. Coll. Tôkyô*, IX, p. 253; 1898. — *Phil. Mag.* (5), XLVI, p. 262; 1898. — *Journ. Sc. Coll. Tôkyô*, XIII, p. 57; 1900. — Righi, *Mem. d. Bologna* (1), IV, 1879. — Rhoads, *Phys. Rev.*, VII, p. 65; 1898. — Rosing, *Journ. Soc. phys.-chim. russe*, XXVI, p. 253; 1894. — *Journ. d. Phys.* (3), IV, p. 582; 1895.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pour $\mathfrak{H} = 2000$, elle est au-dessous d'un millionième pour le nickel, tandis qu'elle atteint un millionième environ pour le fer, deux millionièmes pour l'acier et trois millionièmes pour l'acier au tungstène. Considéré comme fonction du champ magnétisant, le changement de volume va régulièrement en croissant avec le champ; considéré comme fonction de l'intensité de l'aimantation, l'accroissement de volume a lieu lentement avant la saturation, mais aussitôt que l'aimantation atteint cet état, l'accroissement devient très rapide.

Fig. 3.



Ces résultats sont représentés dans la *fig.* 3, où l'on a conservé les notations de la *fig.* 1.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Knott a trouvé que le changement du volume intérieur des tubes ferromagnétiques obéit la plupart du temps à des règles capricieuses, et cela simplement pour la raison suivante : si l'on examine spécialement les allongements (λ) longitudinaux et les allongements (μ) transversaux, ils ont des valeurs analogues dans tous les tubes d'un même métal.

L'allongement longitudinal est généralement accompagné d'une contraction transversale, de telle manière que la quantité $\lambda + 2\mu$ est la différence de deux nombres peu différents entre eux (1).

Torsion produite par aimantation.

En 1837, G. Wiedemann découvrit qu'un fil de fer ayant subi une torsion permanente se détord par aimantation, et que le fil de fer se tord sous l'action combinée de champs magnétisants longitudinal et circulaire. Knott (1883) trouva que le sens de la torsion d'un fil de nickel est l'opposé de celui du fer. Quelques-unes de ces expériences toutefois avaient été faites avec des fils plus longs que la bobine magnétisante, de sorte que le fil n'était pas aimanté uniformément. Reprenant la même expérience avec M. Honda, j'ai trouvé des résultats qui ne diffèrent des précédents qu'au point de vue quantitatif.

Si le pôle nord du fil métallique, suspendu verticalement, est à l'extrémité libre et la direction du courant descendante, la torsion du fer, vue d'en dessus, est dans le sens des aiguilles d'une montre.

Le sens de la torsion du fer est l'opposé de celui que l'on constate dans le nickel tant que le champ magnétisant longitudinal est modéré. Quand le champ augmente, la torsion pour les deux métaux passe par un maximum dont la valeur augmente avec l'in-

---

(1) *Voir :* Barrett, *Nature,* XXVI, p. 585; 1882. — Bidwell, *Proc. Roy. Soc.,* XXXVI, p. 94; 1894. — Buff, *Ann. de Chim. et de Pharm.,* III, p. 143; 1864. — Joule, *Phil. Mag.* (3), XXX, p. 76; 1847. — Knott, *Proc. Roy. Soc. Edimb.,* XVIII, p. 315, 1891; *Trans. Roy. Soc. Edimb.,* XXXVIII, p. 527, 1896; XXXIX, p. 457, 1898. — Knott and Shand, *Proc. Roy. Soc.,* XIX, p. 85, 249, 1892; XX, p. 295, 334, 1893-1894; XXII, p. 216, 1898. — Nagaoka and Honda, *Journ. Sc. Coll. Tôkyô,* IX, p. 253, 1898; XIII, p. 57, 1900. — Wertheim, *Ann. de Chim. et de Phys.* (3), XXIII, 306; 1848; *Pogg. Ann.,* LXXVII, p. 47; 1848.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

tensité de l'aimantation circulaire. La torsion diminue ensuite graduellement et finit par changer de sens, mais ce point n'a pas été observé pour le nickel. Le champ pour lequel la torsion d'un fil de fer change de sens augmente avec l'aimantation circulaire. On trouve (*fig.* 4, p. 550) les courbes qui représentent la torsion en fonction du champ magnétisant.

Si l'on diminue le champ magnétisant après que la torsion a dépassé sa valeur maxima, il y a une augmentation graduelle de la torsion, mais avec du retard. Finalement, elle atteint un maximum dans un champ plus faible que celui du premier maximum, et, quand le champ nul est atteint, le fil métallique reste encore tordu à un faible degré. La courbe d'hystérésis pour un cycle magnétique ressemble quelque peu à celle de l'intensité de l'aimantation, avec cette différence qu'elle se compose de trois boucles tandis que l'autre n'en a qu'une.

Les effets de l'aimantation longitudinale sur la torsion permanente des fils de fer ou de nickel ont des relations réciproques importantes avec l'influence de la torsion sur l'aimantation, comme l'a indiqué d'abord G. Wiedemann (1).

Théorie et relations réciproques.

Maxwell a donné le premier des formules mathématiques pour les tensions mécaniques produites par le champ magnétique; Helmholtz (1881) discuta le même sujet et trouva, pour les tensions, des formules qui ont un caractère plus général que celles de Maxwell, en ce qu'elles renferment des termes provenant du changement de densité du milieu. Kirchhoff, en 1884, exposa une théorie encore plus générale, comprenant dans ses équations des

(1) Bidwell, *Phil. Mag.* (5), XXII, p. 253; 1886. — Chrystal, *Encycl. Brit.*, XV, p. 270. — Drude, *Wied. Ann.*, LXIII, p. 9; 1897. — Knott, *Trans. Roy. Soc. Edinb.*, XXXII (1), p. 193; 1883; XXXV (2), p. 377; 1899; XXXVI (2), p. 485; 1891. — Maxwell, *Electricity and Magnetism*, Art. 447. — Moreau, *Comptes rendus*, CXXII, p. 1192; 1896; CXXVI, p. 463, 1264; 1898; *Journ. de Phys.* (3), VII, p. 125; 1898. — Nagaoka, *Proc. Roy. Soc. Edimb.*, XXV, p. 586; 1899. — *Journ. Sc. Coll. Tôkyô*, IV, p. 323; 1891. — F.-J. Smith, *Phil. Mag.* (5), XXXII, p. 383; 1890. — Tomlinson, *Proc. Roy. Soc.*, XL, p. 447; 1886. — G. Wiedemann, *Pogg. Ann.*, CIII, p. 571; 1858; CVI, p. 161; 1859; *Elektricität*, III.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

termes dépendant de l'allongement aussi bien que des termes dépendant des changements de densité. Au point de vue physique, la théorie de Kirchhoff est, jusqu'à un certain point, une corroboration mathématique de la susceptibilité anisotrope considérée par Lord Kelvin (1877) pour expliquer les effets de la torsion sur l'aimantation. Les relations entre l'intensité de l'aimantation (composantes $\mathfrak{J}_x$, $\mathfrak{J}_y$, $\mathfrak{J}_z$) et le champ magnétisant (composantes $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_y$, $\mathfrak{H}_z$) sont exprimées par

$$\begin{aligned}\mathfrak{J}_x &= [k - k'(\lambda_x + \lambda_y + \lambda_z) - k''\lambda_x]\mathfrak{H}_x,\\ \mathfrak{J}_y &= [k - k'(\lambda_x + \lambda_y + \lambda_z) - k''\lambda_y]\mathfrak{H}_y,\\ \mathfrak{J}_z &= [k - k'(\lambda_x + \lambda_y + \lambda_z) - k''\lambda_z]\mathfrak{H}_z,\end{aligned}$$

où λ_x, λ_y, λ_z sont les dilatations linéaires dans la direction des axes et k, k', k'' des constantes dépendant de la nature du milieu. L'effort, dans l'intérieur de l'aimant, équivaut à une *pression hydrostatique* $\frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{8\pi} - \frac{k'\mathfrak{H}^2}{2}$ combinée à une tension $\frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi} + \frac{k''\mathfrak{H}^2}{2}$ dans la direction des lignes de force, ce qui se réduit aux pressions et tensions de Maxwell quand $k' = k'' = 0$. Kirchhoff a calculé la déformation d'une sphère placée dans un champ magnétique uniforme. Cantone a étendu ce calcul au cas d'un ovoïde aimanté dans la direction de son axe de révolution ; il a trouvé les formules suivantes pour l'allongement $\frac{\delta l}{l}$ dans la direction de l'axe et pour le changement de volume $\frac{\delta v}{v}$, en négligeant les termes de l'ordre $\left(\frac{\text{petit axe}}{\text{grand axe}}\right)^2$:

$$\begin{aligned}\frac{\delta l}{l} &= \left[\frac{4\pi k^2}{3}\,\frac{1+\theta}{1+2\theta} + \frac{k-k'}{2(1+2\theta)} - \frac{k''}{2}\right]\frac{\mathfrak{H}^2}{\mathrm{E}},\\ \frac{\delta v}{v} &= \left[\pi k^2 + 3\,\frac{(k-k')}{4} - \frac{k''}{4}\right]\frac{\mathfrak{H}^2}{\mathrm{K}(1+3\theta)},\end{aligned}$$

où E est le module de Young, K le module de rigidité, θ une constante définie par l'équation

$$\frac{\mathrm{E}}{2}\,\frac{1+2\theta}{1+3\theta} = \mathrm{K}.$$

Vers la même époque, Lorberg et J.-J. Thomson traitèrent le problème de la même manière que Kirchhoff. Hertz donna des

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

formules générales applicables aux milieux anisotropes, qui prennent, dans des cas particuliers, la même forme que celles données par Helmholtz ou par Maxwell; la théorie proposée par Hertz fut, par la suite, critiquée par Heaviside. Le problème fut traité par Duhem en connexion avec la théorie de l'électrostriction, mais sa méthode fut critiquée par Pockels, qui a aussi étudié la striction magnétique dans les milieux cristallins.

La plupart des théories émises jusqu'à présent ont bien des points communs; dans les cas particuliers, elles reviennent au système de Maxwell et donnent l'expression $\frac{\mathfrak{B}^2}{8\pi}$ pour la traction magnétique et $\frac{1}{2}k\mathfrak{H}^2$ pour la pression exercée sur les fluides magnétiques dans un champ $\mathfrak{H}$.

Jones vérifia, entre de larges limites de champ magnétique, que la tension dans une étroite coupure de l'aimant perpendiculaire aux lignes de force est égale à $\frac{\mathfrak{B}^2}{8\pi}$; et Quincke, Töpler et Hennig, du Bois et d'autres se servirent de la pression $\frac{1}{2}k\mathfrak{H}^2$ pour déterminer la susceptibilité de divers fluides faiblement magnétiques.

C'est principalement pour l'intérieur de l'aimant que diverses théories ne s'accordent pas. Dans mon opinion, la recherche d'une théorie satisfaisante est prématurée, la nature du phénomène n'étant pas encore parfaitement connue. Un plan meilleur serait de rechercher les relations réciproques entre les effets de l'effort mécanique sur l'aimantation et les déformations amenées par l'aimantation. En considérant le corps aimanté comme un système dynamique, nous pouvons interpréter les relations remarquables qui ont déjà été découvertes, par le procédé de Helmholtz et J.-J. Thomson. L'examen de la réciprocité des phénomènes associés permettra de mettre à l'épreuve les diverses théories émises jusqu'à ce jour et d'établir une théorie réellement satisfaisante. Ce qui nous manque, c'est une théorie dynamique générale qui coordonnerait tous les phénomènes de la magnétostriction et les ferait dépendre d'un petit nombre de faits d'expérience fondamentaux.

Je vais considérer ici particulièrement la théorie de Kirchhoff. Cette théorie a été injustement critiquée; on lui a reproché de ne pas donner même un aperçu des phénomènes de magnétostric-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

tion, tels qu'ils ont été établis par l'expérience pour des champs magnétiques très variés. Ainsi qu'on l'a déjà mentionné, cette théorie fait dépendre la magnétostriction d'un solide isotrope de deux coefficients de déformation k' et k'' qu'on détermine par l'allongement dans la direction du champ magnétique et la dilatation en volume de l'aimant. Ces coefficients de déformation sont facilement déterminés par l'expérience; on peut les connaître, d'une part, par la mesure du changement d'aimantation d'un fil métallique par une traction longitudinale et par pression hydrostatique ou par torsion et, d'autre part, par l'examen du changement de longueur et de volume par suite de l'aimantation.

En supposant qu'un fil ferromagnétique soit uniformément aimanté, ce qu'on peut réaliser approximativement, dans le sens de sa longueur, on trouve facilement les relations suivantes entre les coefficients k' et k''. Le changement de susceptibilité dû à une traction longitudinale du fil est

$$(I_a) \qquad \delta k = \left[k' \frac{E}{K} - 3\left(k' + \frac{1}{3}k''\right)\right]\lambda,$$

et le changement d'aimantation dû à l'altération du volume σ par pression hydrostatique est

$$(I_b) \qquad \delta \mathfrak{J} = -\mathfrak{H}\left(k' + \frac{1}{3}k''\right)\sigma.$$

On peut facilement établir les formules qui donnent l'allongement et l'accroissement de volume par l'aimantation

$$(II_a) \qquad \lambda = \frac{\delta l}{l} = \frac{\mathfrak{J}^2}{E}\left(2\pi + \frac{k - k'}{4k^2} - \frac{k''}{4k^2}\right),$$

$$(II_b) \qquad \sigma = \frac{\delta v}{v} = \frac{\mathfrak{J}^2}{E}\left(\pi + \frac{3(k - k')}{4k^2} - \frac{k''}{4k^2}\right).$$

L'une ou l'autre de ces séries d'équations conviennent pour le calcul des coefficients.

Les expériences sur les effets de la torsion sur les fils métalliques aimantés longitudinalement ou circulairement nous conduisent à une autre manière de déterminer le coefficient k''. La déformation amenée par la torsion d'un fil métallique cylindrique peut se résoudre en allongement et contraction dans des directions perpendiculaires entre elles et inclinées à 45° sur l'axe

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

du fil. Prenant ces deux principaux axes de déformation pour axes des x et des y, nous aurons, pour la déformation à une distance r de l'axe : $\lambda_x = \frac{1}{2}\omega r$, $\lambda_y = -\frac{1}{2}\omega r$, $\lambda_z = 0$, où ω désigne l'angle de torsion. En décomposant le champ magnétisant longitudinal suivant les axes principaux, la valeur moyenne de l'*aimantation circulaire* produite par la torsion d'un fil de rayon R aimanté longitudinalement est égale à

$$(\mathrm{III}_a) \qquad -\frac{1}{3}\omega k'' \mathfrak{H} \mathrm{R}.$$

Cette quantité peut facilement être déterminée en mesurant le courant induit.

Si le fil est aimanté circulairement par un courant électrique d'intensité I, l'*aimantation longitudinale moyenne* produite par la torsion est égale à

$$(\mathrm{III}_b) \qquad -\frac{1}{2}\omega k'' \mathrm{I}.$$

Si le fil traversé par un courant électrique est aimanté longitudinalement, l'effort de cisaillement entre en jeu. La valeur moyenne du *couple de torsion* par unité de surface agissant à l'extrémité du fil dans un plan perpendiculaire à l'axe est la suivante

$$(\mathrm{III}_c) \qquad k'' \mathrm{I} \mathfrak{H}.$$

L'influence de la torsion sur l'aimantation, et la torsion produite par l'aimantation rentrent dans les trois formules données plus haut. La théorie de Kirchhoff rend compte de l'existence de trois phénomènes différents relatifs à la torsion, à savoir :

1° Courant induit produit en tordant un fil aimanté longitudinalement.

2° Aimantation longitudinale produite en tordant un fil aimanté circulairement.

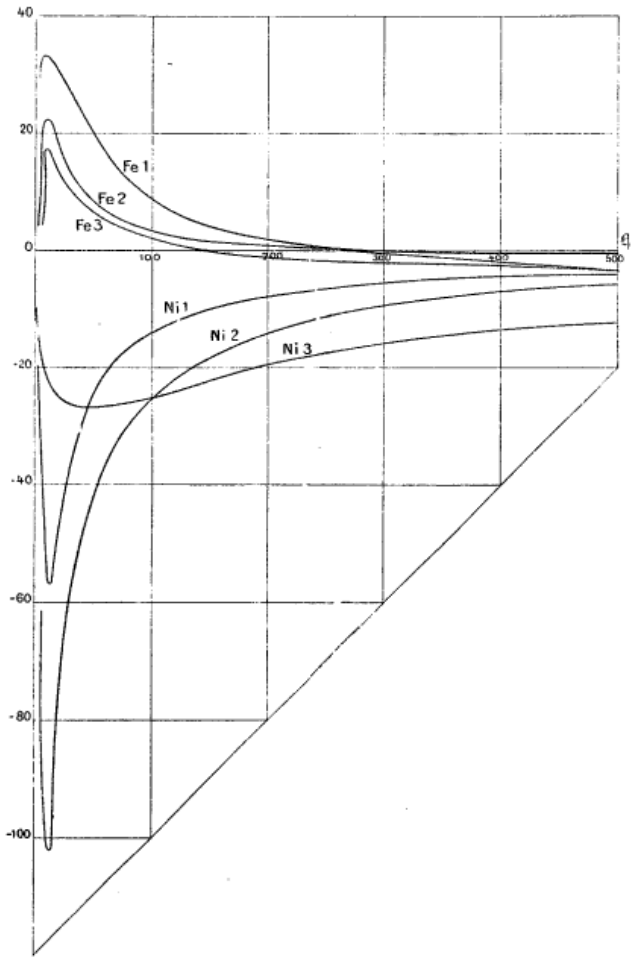
3° Torsion produite par l'action simultanée d'aimantations longitudinale et circulaire, ou effet de Wiedemann.

Il résulte des formules précédentes que le caractère de la torsion due à l'aimantation longitudinale ($\mathfrak{H}$ variable) d'un fil aimanté circulairement (I constant) est analogue à celui du courant transitoire produit par la torsion du fil aimanté longitudinalement; et le caractère du courant produit par l'aimantation circulaire (I va-

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

riable) d'un fil aimanté longitudinalement ($\mathfrak{H}$ constant) est analogue à celui de l'aimantation longitudinale produite par la torsion d'un fil aimanté circulairement (*fig.* 4).

Fig. 4.



Fe 1, Fe 2, Fe 3, courant transitoire observé, torsion observée et calculée dans le fer.
Ni 1, Ni 2, Ni 3, torsion observée et calculée, courant transitoire observé dans le nickel.

Les coefficients de déformation k' et k'' calculés par le changement de dimensions d'ovoïdes sont donnés dans le Tableau,

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

page 556. Nous voyons de là que, pour le fer et le nickel, k' croît avec le champ pour les champs faibles, passe par un maximum et décroît rapidement au-dessous de o, passe par un minimum et ensuite augmente progressivement. La position exacte du minimum est très vague; la courbe de k' finit par se confondre avec l'axe des $\mathfrak{H}$. Le coefficient k'' commence par être négatif, passe par un minimum, puis croît progressivement, devient positif et passe par un maximum. Quand le champ continue à croître, k'' diminue très lentement. La position du maximum pour k' et celle du minimum pour k'' correspondent à peu près au même champ, lequel est plus grand pour l'acier que pour le fer doux. Les valeurs absolues de k' et de k'' sont plus grandes pour le fer que pour l'acier. Pour le nickel les valeurs de k' et k'' sont plus fortes que celles pour le fer et l'acier et, de plus, elles sont *de signe contraire*. Le maximum de k'' ou le minimum de k' correspondent à un champ faible; la vitesse d'accroissement ou de décroissement est grande, et les courbes de k' et de k'' se rapprochent aussitôt de l'axe des $\mathfrak{H}$. La considération de ces coefficients permet de se rendre compte de l'effet produit sur l'aimantation par l'effort mécanique.

Les relations réciproques entre la déformation par aimantation et l'effet de l'effort mécanique sur l'aimantation, telles qu'elles ont été trouvées par l'expérience et la théorie, sont indiquées dans le classement qui suit. Pour arriver aux conclusions théoriques relatives aux déformations a, b, c, les coefficients de déformation ont été calculés d'après les effets des efforts mécaniques; au contraire, pour prévoir les effets des efforts mécaniques, on s'est servi de coefficients déterminés par les déformations observées sur les ovoïdes.

Déformations produites par l'aimantation.	Influence de l'effort mécanique sur l'aimantation.
Expérience et théorie.	
a. L'aimantation produit dans le fer un allongement qui passe par un maximum pour un certain champ critique, puis diminue progressivement quand le champ croît.	a'. Par l'effet d'une traction faible et constante, l'aimantation du fer croît jusqu'à un maximum qu'elle atteint pour un certain champ critique; ensuite elle diminue et devient plus faible que quand la traction n'existe pas.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

b. L'aimantation produit une diminution de longueur dans le nickel; cette diminution se poursuit quand le champ croît.

c. L'aimantation produit un petit accroissement de volume du fer et du nickel.

d. Un fil aimanté longitudinalement est tordu par une aimantation circulaire.

e. Un fil aimanté circulairement se tord quand on l'aimante longitudinalement.

f. Pour les champs magnétiques faibles et modérés, la torsion produite par l'aimantation longitudinale et circulaire est de sens contraire pour le fer et le nickel.

g. La torsion produite en aimantant longitudinalement un fil de fer ou de nickel aimanté circulairement atteint un maximum dans les champs faibles (*fig*. 4).

h. Dans les champs forts, la torsion due à l'aimantation longitudinale d'un fil de fer aimanté circulairement change de sens et se fait dans le même sens que pour le nickel (1).

b'. Une traction longitudinale a pour effet de faire décroître l'aimantation du nickel.

c'. La pression hydrostatique fait varier légèrement l'aimantation du fer et du nickel. L'*expérience* indique une diminution, la *théorie* ferait prévoir une augmentation.

d'. Quand on tord un fil aimanté longitudinalement, on lui communique une aimantation circulaire.

e'. En tordant un fil aimanté circulairement on l'aimante longitudinalement.

f'. Pour les champs faibles et modérés, le courant transitoire ou l'aimantation longitudinale produits par la torsion d'un fil aimanté longitudinalement ou circulairement sont de sens contraire pour le fer et le nickel (*fig*. 4).

g'. Le courant transitoire dû à la torsion d'un fil de fer ou de nickel aimanté longitudinalement passe par un maximum dans les champs faibles (*fig*. 4).

h'. Dans les champs intenses, le sens du courant transitoire dû à la torsion d'un fil de fer aimanté longitudinalement est renversé et devient le même que dans le cas du nickel.

---

(1) *a'*. *Voir* Villari, *Pogg. Ann.*, CXXVI, p. 67; 1868. — Lord Kelvin, *Phil. Trans.*, CLXVI, p. 693; 1877. — *Collected Papers*, II. — Ewing, *Phil. Trans.*, CLXXVI; 1885. — Meyer, *Wied. Ann.*, LIX, p. 134; 1896. — Nagaoka and Honda, *Journ. Sc. Coll. Tôkyô*, IX, p. 253; 1898. — *Phil. Mag.* (5), XLVI, p. 262; 1898.

b' Lord Kelvin, *loc. cit.* — Ewing and Cowan, *Phil. Trans.*, CLXXIX, p. 325, 333; 1888. — Tomlinson, *Proc. Roy. Soc.*, LVI, p. 103; 1894. — Heydweiller, *Wied. Ann.*, LII, p. 462; 1894. — Nagaoka and Honda, *loc. cit.*

c'. Nagaoka and Honda, *loc. cit.*

d', *e'*, *f'*, *g'*, *h'*. Matteucci, *Ann. de Chim. et de Phys.*, LIII, p. 385;

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ces résultats sont reproduits dans la *fig.* 4, où les courbes représentent la torsion observée, la torsion calculée et le courant transitoire observé dans le fer et dans le nickel, comme l'indique la légende.

Les relations établies plus haut entre les différents phénomènes qui accompagnent l'aimantation semblent avoir, tout au moins dans le cas du fer et du nickel, une importance prépondérante pour la création d'une théorie correcte de la magnétostriction. La théorie de Kirchhoff, qui est celle citée dans l'énumération qui précède, rend compte des phénomènes dans leurs traits principaux. Le désaccord entre l'expérience et la théorie, en ce qui concerne l'effet de la pression hydrostatique sur l'aimantation, n'a pas grande importance; en effet, l'action est exprimée par $-\left(k' + \frac{k''}{3}\right)\mathfrak{H}\sigma$ où k' et $\frac{k''}{3}$ sont de signes contraires et sensiblement égaux en valeur absolue, de sorte qu'une faible erreur sur ces coefficients peut changer le signe de cette expression. De fait, une expérience avec une tige de nickel a donné une diminution de volume, tandis qu'avec un autre échantillon en forme d'ovoïde on a obtenu une augmentation. La petitesse de l'effet a plus d'importance que le fait de la diminution ou de l'augmentation de volume par aimantation.

Je n'ai pas encore pu étudier la magnétostriction pour le cobalt d'après la méthode que je viens d'indiquer pour le fer et le nickel. Les expériences de Bidwell et Chree, quoique conduites d'une façon différente, montrent que la réciprocité entre les divers phénomènes peut être établie d'une manière analogue.

Dans les relations établies plus haut, les phénomènes de la magnétostriction sont exposés en se plaçant au point de vue de Kirchhoff. Il y a cependant là une hypothèse faite d'abord par Helmholtz, et d'après laquelle il y a une couche de passage entre

---

1858. — G. Wiedemann, *Pogg. Ann.*, CIII, p. 571; 1858; CVI, p. 161; 1859. — *Wied. Ann.*, XXVII, p. 383; 1886. — *Elektricität*, III. — Knott, *Trans. Roy. Soc. Edinb.*, XXXII, p. 193; 1883; XXXV, p. 377; 1889. — Zehnder, *Wied. Ann.*, XXXVIII, p. 68, 496; 1889. — *Wied. Ann.*, XLI, p. 210; 1890. — Nagaoka, *Phil. Mag.*, XXIX, p. 123; 1890. — *Journ. Sc. Coll. Tôkyô*, III, p. 335; 1890.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'aimant et l'air de telle façon que les coefficients k, k', k'', au lieu de se modifier brusquement, prennent des valeurs qui varient d'une façon continue à travers une mince couche à la surface de l'aimant. C'est l'effort mécanique dans l'air qui demande à être examiné le plus soigneusement.

La torsion due à l'aimantation correspond à l'effet de Wiedemann ou effet de la torsion sur l'aimantation. Wiedemann a émis l'hypothèse de molécules rotatoires qui ne sont qu'une modification des aimants moléculaires de Weber. Quoique l'interprétation des phénomènes soit très ingénieuse, les hypothèses adoptées ne sont pas toujours légitimes.

On ne s'est pas beaucoup occupé de la variation de température qui accompagne le changement de dimensions des métaux ferromagnétiques lors de l'aimantation. Si la déformation est considérée comme entièrement mécanique, la chute de température due à l'aimantation de $\mathfrak{H} = 0$ à $\mathfrak{H} = 1000$ est de 0,00025 degré pour le fer, 0,00050 pour l'acier, 0,00080 pour l'acier au tungstène et 0,00013 pour le nickel. Il est intéressant de remarquer que ces variations de température sont du même ordre de grandeur que l'échauffement par hystérésis, et, de plus, l'acier qui possède plus d'hytérésis que le fer doux éprouve aussi une variation de température plus grande par la déformation.

L'application de la Thermodynamique à l'étude de la magnétostriction peut servir de point de départ pour le développement de la théorie.

Celle-ci étant encore dans l'enfance, nous rencontrons des problèmes difficiles à résoudre tels que l'effet de l'aimantation sur la torsion permanente, ou l'action de l'effort sur le magnétisme rémanent. De plus, l'hystérésis relative aux phénomènes de déformation par l'effort vient augmenter les difficultés qu'il y a à créer une théorie expliquant les phénomènes dans toutes leurs phases variées. Aux difficultés de l'interprétation théorique du sujet s'ajoutent les difficultés de la vérification expérimentale. Les constantes d'élasticité, l'aimantation, les déformations et les efforts sont quelquefois très différents suivant la nature de l'échantillon; il est donc nécessaire de déterminer toutes ces données sur un même échantillon étudié. A cette condition, on peut espérer une

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

vérification qualitative et quantitative ; mais jusqu'à présent aucune étude approfondie du sujet n'a encore été faite ; un accord qualitatif entre la théorie et l'expérience semble être tout ce que nous avons pu établir jusqu'ici (1).

---

(1) *Voir* ADLER, *Wien. Ber.*, C (2), p. 447; 1892. — CI (2), p. 1537; 1892. — BELTRAMI, *Rend. d. Instit. Lombardo* (2), XVI; 1884. — *Mem. d. R. Accad. d. Instit. d. Bologna,* 1886. — CANTONE, *Mem. d. Acc. d. Lincei,* VI, p. 487; 1890. — CHREE, *Phil. Trans.*, CLXXXI, A, p. 329; 1890. — *Proc. Mathem. Soc. Edinb.*, XI, p. 107; 1892/3. — *Nature,* LIII, p. 269, 365, 553; 1896. — CHRYSTAL, *Encycl. Brit.*, XV, p. 270. — DRUDE, *Wied. Ann.*, LXIII, p. 9; 1897. — DUHEM, *Comptes rendus,* CXII, p. 157; 1891. — *American Journ. of Mathem.*, XVII, p. 117; 1895. — *Leçons sur l'Électricité,* p. 453; 1892. — HEAVISIDE, *Proc. Roy. Soc.*, L; 1891. — *Phil. Trans.*, A; 1892. — *Collected Papers,* II, p. 521; 1892. — HELMHOLTZ, *Berlin. mon. Ber.*, 1881. — *Wied. Ann.*, XIII, p. 3; 1885. — *Wiss. Abh.*, I, p. 810. — HERTZ, *Wied. Ann.*, XIII, p. 369; 1890. — *Ausbreitung d. electrischen Kraft,* p. 275; 1892. — KIRCHHOFF, *Berlin. mon. Ber.*, p. 137; 1884. — *Wied. Ann.*, XXIV, p. 52; 1885. — XXV, p. 601; 1885. — *Wiss. Abh., Nachtrag,* p. 91; 1891. — LORBERG, *Wied. Ann.*, XXI, p. 300; 1884. — MAXWELL, *Electricity a. Magnetism,* III, Art. 644. — NAGAOKA and JONES, *Phil. Mag.* (5), XLI, p. 454; 1896. — NAGAOKA and HONDA, *Phil. Mag.* (5), XLVI, p. 262; 1898. — POCKELS, *Arch. d. Math. u. Phys.* (2), XII, p. 57; 1892. — J.-J. THOMSON, *Applications of Dynamics,* p. 47; 1888. — VOIGT, *Compendium d. theoret. Phys.*, II, p. 202; 1896. — WASSMUTH, *Wien. Ber.*, LXXXVI, p. 539; 1882. — G. WIEDEMANN, *Elektricität.* III

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Valeurs de $\mathfrak{H}$, $\frac{\delta l}{l}$, $\frac{\delta v}{v}$, k', k'' *en unités C.G.S.*

(Nagaoka et Honda).

	Fer doux.					Acier.					Nickel.				
$\mathfrak{H}$.	$\mathfrak{B}$.	$\frac{\delta l}{l}10^6$.	$\frac{\delta v}{v}10^6$.	k'.	k''.	$\mathfrak{B}$.	$\frac{\delta l}{l}10^6$.	$\frac{\delta v}{v}10^6$.	k'.	k''.	$\mathfrak{B}$.	$\frac{\delta l}{l}10^6$.	$\frac{\delta v}{v}10^6$.	k'.	k''.
5....	325	0,23	0,02	21900	—22610	117	0,03	0,02	1017	—1865	224	— 3,8	0,00	—229100	712800
10....	623	1,00	0,06	23520	—28450	286	0,16	0,03	3840	—3322	326	—12,4	0,01	—188900	578900
20....	950	2,33	0,18	13280	—16420	575	0,75	0,13	4248	—4615	374	—18,6	0,02	— 71000	216700
30....	1063	2,82	0,21	7302	— 8650	781	1,60	0,19	4048	—5080	388	—21,4	0,03	— 36370	111200
60....	1187	3,16	0,25	2139	— 2220	1038	2,52	0,23	1738	—1864	412	—26,6	0,06	— 8163	34540
80....	1226	3,06	0,27	1207	— 1100	1113	2,63	0,24	1069	—1004	423	—28,8	0,06	— 6906	20960
100....	1254	2,81	0,28	750	— 550	1166	2,57	0,26	701	— 546	428	—30,3	0,07	— 4653	14120
120....	1281	2,50	0,29	500	— 255	1200	2,36	0,27	477	— 279	433	—31,6	0,08	— 3373	10260
160....	1313	1,73	0,31	239	18	1248	1,78	0,30	240	— 16	438	—33,2	0,08	— 1297	3968
200....	1347	0,82	0,33	122	131	1283	1,19	0,32	134	76	440	—33,4	0,09	— 1283	3888
250....	1386	—0,25	0,34	55	175	1321	0,45	0,36	69	117	441	—34,9	0,09	— 843	2553
300....	1417	—1,17	0,35	25	175	1353	—0,22	0,39	38	124	442	—34,6	0,10	— 591	1790
500....	1500	—4,40	0,40	— 9	130	1433	—2,63	0,55	— 1	99	443	—35,2	0,11	— 216	655
800....	1547	—6,86	0,51	— 9	70	1482	—4,70	0,80	— 6	57	445	—35,6	0,18	— 86	259
1200....	1578	—8,31	0,80	— 6	37	1516	—6,02	1,17	— 4	31	447	—36,0	0,26	— 39	117
1600....	1608	—9,28	1,18	— 4	23	1537	—6,84	1,67	— 3	19	448	—36,1	0,34	— 22	66
2000....	1624	—9,95	1,43	— 3	16	1553	—7,56	2,08	— 2	13	450	—36,3	0,39	— 14	42

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

LES

MODIFICATIONS PHYSIQUES

DUES

A L'AIMANTATION,

PAR DR. HURMUZESCU,

PROFESSEUR A L'UNIVERSITÉ DE JASSY.

Sous sa forme primitive, la tentative d'expliquer le magnétisme par les courants particulaires d'Ampère est restée infructueuse; cependant, combinée avec l'hypothèse de la polarisation de Poisson et aidée par les considérations très suggestives de Faraday et les vues de Maxwell, cette théorie nous donne un semblant d'explication, tout en restant très vague.

Les études de Lord Kelvin, l'introduction des définitions qui caractérisent les états magnétiques, comme la susceptibilité et la perméabilité, ont facilité la réalisation d'expériences très intéressantes, parmi lesquelles nous pouvons citer celles de Ewing et de Weber, pour leurs conséquences théoriques.

D'autre part, une meilleure connaissance de la perméabilité a permis d'obtenir des champs magnétiques très intenses; alors seulement on a pu étudier parfaitement les différentes modifications qu'éprouvent les corps par l'aimantation.

Joule, le premier, a trouvé qu'un fil de fer s'allonge par l'aimantation s'il n'est soumis à aucune traction; au contraire, il se raccourcit s'il est soumis à une forte traction. Les expérimentateurs ont montré, depuis, que ces transformations dépendent de

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'état physique et des variations physiques et mécaniques subies antérieurement par le métal (¹).

Pour être à même de prévoir le sens et la grandeur des modifications magnétiques, il faudrait connaître la manière dont l'énergie magnétique absorbée par l'aimantation se transforme à l'intérieur des corps; mais la recherche expérimentale ne nous renseigne qu'en partie sur ces modifications.

Il résulte de nombreuses expériences que l'état magnétique se relie d'une manière inconnue pour nous, mais certaine, à la structure du corps. Il semble donc que les changements mécaniques et physiques qu'éprouvent les corps magnétiques par l'aimantation soient dus à une modification subie par la molécule elle-même. D'après la théorie admise aujourd'hui, le changement élémentaire ne serait qu'une orientation de cette molécule, laquelle donnerait naissance à des tensions dans les corps aimantés.

L'existence de ces tensions nous est devenue familière, grâce à la théorie de Maxwell appliquée aux diélectriques, mais on sait que pour ces derniers corps les expériences ont donné lieu à des controverses; car, tandis que quelques expérimentateurs ont trouvé qu'il y avait une tension suivant les lignes de force et une contraction dans une direction normale, d'autres trouvaient exactement le contraire. On supprimerait peut-être une partie de ce désaccord par la considération des nouvelles forces à la surface de séparation des diélectriques, mises en évidence par M. Pellat.

Variations diverses. — Les différentes modifications dont on a constaté l'existence dans les corps, par l'aimantation, sont de deux sortes : mécaniques et physiques. Provenant de l'énergie magnétique, elles doivent être proportionnelles au carré de l'aimantation, au moins en première approximation.

Dans l'hypothèse que ces modifications tiennent seulement à l'orientation moléculaire, un corps magnétique homogène et isotrope ne doit subir aucune variation de volume par l'aimantation; mais, si l'expérience prouve le contraire, il faut faire intervenir autre chose qu'une simple orientation.

(¹) *Voir* le Rapport de M. Nagaoka.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Ainsi, on peut admettre, par exemple, entre les molécules polarisées une nouvelle force qui fait changer le volume du corps.

Supposons que, par suite de la polarisation, il se produise entre les molécules consécutives une attraction; on voit tout de suite qu'il s'ensuivra une contraction de volume du corps.

Cette contraction de volume peut être exprimée par une équation sans aller très loin dans les hypothèses.

Partons de la variation de l'énergie interne d'un système magnétique absolument homogène et isotrope, comme c'est le cas des liquides magnétiques. Lorsqu'on soumet un tel système à l'action d'un champ magnétique qui varie de $\mathfrak{H}$ à $\mathfrak{H} + d\mathfrak{H}$, son intensité d'aimantation varie de $d\mathfrak{J}$ et l'énergie magnétique varie de $\mathrm{M}\, d\mathfrak{J}$; M étant une fonction de $\mathfrak{H}$ caractérisant l'état magnétique du corps, p la pression constante du liquide. Pour une variation de volume dv, le travail mécanique est $p\, dv$. En prenant comme positif le travail magnétique on a

$$d\mathrm{W} = \mathrm{M}\, d\mathfrak{J} - p\, dv.$$

$d\mathrm{W}$ étant la variation totale de l'énergie interne, doit être une différentielle exacte :

$$\frac{d\mathrm{M}}{dv} = -\frac{dp}{d\mathfrak{J}}.$$

Ici, pour connaître la relation entre $\mathfrak{J}$ et p, on peut supposer que $\mathfrak{J}$ varie dans le même sens que la densité, laquelle est proportionnelle à p.

Faisons donc l'hypothèse que

$$\mathfrak{J} = a + bp;$$

alors $\frac{dp}{d\mathfrak{J}}$ est positif, $\frac{d\mathrm{M}}{dv}$ est négatif, c'est-à-dire que, lorsque M augmente, v diminue.

Les expériences que j'ai faites m'ont montré que les dissolutions des sels de fer se contractent dans le champ magnétique. Cette contraction prouve que la simple hypothèse de l'orientation pour expliquer le magnétisme est insuffisante.

Pour les corps solides, les vérifications sont beaucoup plus difficiles à cause du manque d'homogénéité, et c'est pour cela qu'on a étudié plutôt les déformations linéaires.

Toutes les modifications magnétiques varient beaucoup avec

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

l'état physique. Ainsi l'influence du recuit a été mise en évidence dans les expériences de M. Bidwell, et celle de la structure fibreuse dans les expériences de M. Rhoads (1). D'après cet auteur, le fer à structure fibreuse donne des variations de longueur beaucoup plus fortes suivant les fibres. La composition de l'échantillon entre aussi avec un grand coefficient dans ces phénomènes; nous en trouvons un exemple frappant dans les propriétés des alliages de fer et de nickel. La classification due à M. Guillaume (2) en réversibles et irréversibles, les études très intéressantes de M. Dumont (3), de M. Osmond (4) et en dernier lieu de M. Dumas (5) nous montrent que de très petites quantités de carbone, de manganèse et de chrome abaissent considérablement le point de transformation de ces alliages.

Les modifications physiques dues au magnétisme sont les suivantes :

La variation de résistivité, positive pour le fer et le nickel, négative pour le bismuth.

Pour les solutions magnétiques, les expériences sont négatives.

M. Lussana (6) n'a observé aucune influence du magnétisme sur la résistivité électrique des sels de fer, mais il a constaté une faible influence du magnétisme sur le transport des ions. Ce dernier résultat n'a plus été vérifié depuis par d'autres expérimentateurs.

Mes expériences ne m'ont donné aucune variation appréciable de la résistivité des solutions des sels de fer par le champ magnétique, et pour la sensibilité de la méthode employée (7), aucune influence sur le transport des ions.

---

(1) *The Physical Review*, t. VII, p. 65.

(2) Ch.-Éd. Guillaume, *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. V, p. 305; 1898.

(3) E. Dumont, *Ibid.*, p. 427; 1898.

(4) F. Osmond, *Sur les alliages de fer et de nickel* (*Éclairage électrique*, t. XX, p. 149).

(5) L. Dumas, *Sur la position des points de transformation magnétique des aciers au nickel* (*Comptes rendus*, t. CXXIX, p. 42, 1899; *Éclairage électrique*, t. XX, p. 152, et t. XXIII, p. 314).

(6) Lussana, *Influence du magnétisme et de la chaleur sur le transport des ions* (*Il Nuovo Cimento*, 3e série, t. XXXIV, p. 149).

(7) Dr. Hurmuzescu, *Éclairage électrique*, t. XIII, p. 361; *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. IV, p. 545; 1897.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

M. G. Milani (1) a trouvé qu'il n'y a aucune influence du magnétisme sur la conductibilité des dissolutions des sels de fer.

La variation de la résistivité des corps magnétiques solides se conçoit par l'apparition d'une tension mécanique; pour les liquides cette tension ne peut plus avoir lieu.

Forces électromotrices dues à l'aimantation. — Les forces thermo-électromotrices ont été étudiées par M. Houllevigue (2), M. Chassagny (3) et MM. Lala et Fournier (4). De toutes ces expériences, il résulte que le fer aimanté devient très faiblement positif.

Il faudrait chercher ces modifications de préférence dans les piles hydro-électriques. Pour rester dans l'ordre chronologique, il faut dire que l'influence du magnétisme sur les piles avait été cherchée depuis un siècle (Fresnel). Mais les essais sont restés infructueux ou du moins sans un résultat probant jusqu'à l'expérience de M. Ramsen en 1881.

Le savant chimiste américain découvrit que si, sur un aimant puissant, on met, à cheval sur les deux pôles, une cuve en tôle mince de fer, et si l'on y verse du sulfate de cuivre, le cuivre remplace le fer en se déposant non pas d'une manière uniforme partout, mais suivant les lignes d'égale intensité d'aimantation. Par conséquent le fer se laisse attaquer par l'acide d'une manière différente suivant le degré d'aimantation. Les parties le plus fortement aimantées se trouvent être les moins attaquées.

Cette expérience eut le privilège d'indiquer aux expérimentateurs la voie dans laquelle il fallait chercher un effet dû à l'aimantation : c'est-à-dire par les réactions chimiques; or on a une mesure des réactions chimiques en cherchant les forces électromotrices. On fut donc conduit à chercher si, dans une pile électrique dont le fer forme une des électrodes, la force électromotrice varie par l'aimantation du fer, et quel est le sens de cette variation. Sur le sens de cette variation les avis ont été partagés,

(1) Giulio Milani, *Influence d'un champ magnétique sur la conductibilité des solutions de chlorure de fer* (*Il Nuovo Cimento*, t. VI, p. 191; 1897).

(2) Houllevigue, *Comptes rendus*, t. CXVII, p. 516; 1893.

(3) Chassagny, *Comptes rendus*, t. CXVI, p. 977; 1893.

(4) Lala et Fournier, *Comptes rendus*, t. CXXIII; 1896.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

car, tandis que MM. Gross, Nichols, Franklin et Andrews trouvaient que le fer le plus aimanté était négatif par rapport à celui moins aimanté, c'est-à-dire que le fer aimanté est plus attaqué que le fer non aimanté, d'autres expérimentateurs, comme MM. Rowland et Bell et M. Squier, indiquaient le contraire.

D'un autre côté les recherches théoriques de M. Janet et de M. Duhem arrivaient aux mêmes conclusions irréfutables que le fer aimanté doit être moins attaqué que le fer neutre.

Il fallait chercher à éliminer les causes qui faussaient ainsi les résultats, et voir si les méthodes expérimentales n'introduisaient pas des phénomènes parasites. Parmi les phénomènes parasites il y a la polarisation des électrodes, produite par un courant pouvant donner des indications au galvanomètre, et par l'emploi d'électrodes à grande surface.

Pour éliminer ces causes d'erreur j'ai employé des électrodes à la Wollaston qui ne prenaient contact avec le liquide que par une petite surface, d'orientation déterminée par rapport au champ magnétique. En outre je me suis servi de l'électromètre capillaire pour mesurer ces forces électromotrices. Cette méthode expérimentale m'a permis l'emploi des liquides très dilués, par conséquent, d'une grande résistivité électrolytique. Cette disposition avait l'avantage de rendre la réaction chimique beaucoup plus lente, donc aussi plus régulière (¹).

Comment peut-on aborder ce problème?

Un morceau de fer qu'on aimante gagne une nouvelle quantité d'énergie, et, s'il n'en résultait que la modification mécanique, on aurait encore une force électromotrice entre celui-ci et un échantillon non aimanté. On sait qu'il existe toujours en réalité une différence de potentiel entre deux métaux qui ont subi des modifications par l'étirage, le recuit, etc.

Pour trouver la relation entre la force électromotrice et l'état magnétique du système, appliquons le principe de la conservation de l'énergie interne.

Soit un système composé de deux électrodes a et b en fer doux

---

(¹) Dr. Hurmuzescu, *Force électromotrice d'aimantation* (*Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 119, et *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. V, p. 27; 1898).

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

plongées dans un liquide susceptible de les attaquer. Si l'on aimante a, une force électromotrice prend naissance entre a et b; supposons que a devienne positive, le courant va de b vers a dans le liquide.

Dans un pareil système nous avons à considérer les variations de différentes énergies : magnétique, mécanique, électrique, etc.

La variation de l'énergie magnétique est :

$$\frac{\mathfrak{J}^2}{2k}dv - \frac{\mathfrak{J}'^2}{2k'}dv' + \frac{\mathfrak{J}_1^2}{2k_1}dv_1 - \frac{\mathfrak{J}_1'^2}{2k_1'}dv_1',$$

$\mathfrak{J}, \mathfrak{J}', \mathfrak{J}_1, \mathfrak{J}_1'$ étant les intensités d'aimantation respectivement sur l'électrode a, dans le liquide près de a, dans le liquide près de b et sur l'électrode b. On prend ces quantités des deux côtés de la surface de séparation entre le liquide et le fer, dans un volume très petit dv, dv' dans lequel l'intensité d'aimantation, comme aussi la susceptibilité magnétique k, sont supposées constantes.

La variation d'énergie mécanique est $\int_{v_1}^{v} \mathrm{T}\,dv$, T étant une tension existant dans le corps magnétique isotrope.

Pour une quantité ldq de fer, dissoute en b, il y en a une autre ldq déposée en a; le travail électrique est le suivant :

$$(\mathrm{V} - \mathrm{V}' + \mathrm{V}_1' - \mathrm{V}_1)\,dq,$$

$\mathrm{V}, \mathrm{V}', \mathrm{V}_1', \mathrm{V}_1$ étant les potentiels électriques dans les points considérés, dq étant la quantité d'électricité qui a passé entre les deux électrodes, l l'équivalent électrochimique.

En même temps il peut se produire un phénomène calorifique, qu'il est possible de faire rentrer dans la variation de la force électromotrice, et toute autre modification physique encore inconnue, que l'on peut exprimer par une fonction $\mathrm{F}(a, b, c)$.

On peut écrire l'équation de la conservation de deux manières, qui semblent les plus probables; on peut supposer, en effet :

1° Que la modification physique et la modification mécanique se produisent en même temps, indépendamment l'une de l'autre, mais par la même cause.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Dans ce cas on a

$$(1)\qquad \frac{\mathfrak{J}^2}{2k}\,dv - \frac{\mathfrak{J}'^2}{2k'}\,dv' + \frac{\mathfrak{J}_1^2}{2k_1}\,dv_1 - \frac{\mathfrak{J}_1'^2}{2k_1'}\,dv_1' = \mathrm{T}\,dv + (\mathrm{V} - \mathrm{V}' + \mathrm{V}_1' - \mathrm{V}_1)\,dq + d\,\mathrm{F}(a, b, c);$$

2° Que la modification physique n'est que le résultat de la modification mécanique et alors l'équation précédente devient :

$$(1')\qquad \frac{\mathfrak{J}^2}{2k}\,dv - \frac{\mathfrak{J}'^2}{2k'}\,dv' + \frac{\mathfrak{J}_1^2}{2k_1}\,dv_1 - \frac{\mathfrak{J}_1'^2}{2k_1'}\,dv_1' = \mathrm{T}\,dv = (\mathrm{V} - \mathrm{V}' + \mathrm{V}_1' - \mathrm{V}_1)\,dq + d\,\mathrm{F}(a, b, c).$$

Cette dernière interprétation concorde mieux avec les idées qu'on se fait généralement sur le magnétisme.

L'électrode b étant en dehors du champ magnétique

$$\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_1' = 0,$$

posons $\mathrm{E} = (\mathrm{V} - \mathrm{V}' + \mathrm{V}_1' - \mathrm{V}_1)$; l'équation (1′) devient

$$(2)\qquad \frac{\mathfrak{J}^2}{2k}\,dv - \frac{\mathfrak{J}'^2}{2k'}\,dv' = \mathrm{E}\,dq + d\,\mathrm{F}(a, b, c),$$

δ étant la densité du corps

$$dv = \frac{l\,dq}{\delta},$$

$$dv' = \frac{l'\,dq}{\delta'},$$

on a l'équation simplifiée

$$(2')\qquad \left(\frac{l}{\delta}\,\frac{\mathfrak{J}^2}{2k} - \frac{l'}{\delta'}\,\frac{\mathfrak{J}'^2}{2k'}\right)dq = \mathrm{E}\,dq + d\mathrm{F}(a, b, c).$$

Cette dernière équation se simplifie encore par l'introduction des hypothèses, vérifiées par l'expérience, que le champ magnétique n'a aucune influence sur le transport des ions, et que le fer se dépose sur a dans l'état physique où il était sur b, d'où

$$\frac{l}{\delta} = \frac{l'}{\delta'}, \qquad d\mathrm{F}(a, b, c) = 0$$

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

il reste

$$\left(\frac{\mathfrak{J}^2}{2k}-\frac{\mathfrak{J}'^2}{2k'}\right)\frac{l}{\delta}=\mathrm{E}. \tag{3}$$

Si le premier membre est positif $\frac{\mathfrak{J}^2}{2k}>\frac{\mathfrak{J}'^2}{2k'}$, E est positif, c'est-à-dire que le courant va de a vers b dans le circuit extérieur de la pile, donc a est positif par rapport à b.

Les expériences nous indiquent que la force électromotrice d'aimantation est positive, toutes les fois que la surface de contact ne forme pas un pôle magnétique.

Pour ce cas et dans une première approximation,

$$\mathfrak{H}=1000, \qquad k=3, \qquad \frac{\mathfrak{J}^2}{2k}=\frac{\mathfrak{H}^2}{2k\left(\frac{1}{k}+2\pi\right)^2}=10^5 \text{ environ.}$$

Dans le liquide, $\frac{\mathfrak{J}'^2}{2k'}$ est de l'ordre de 10.

On peut négliger ce dernier terme et l'équation devient

$$\mathrm{E}=\frac{l}{\delta}\frac{\mathfrak{J}^2}{2k}. \tag{4}$$

L'expérience donne, en effet, que la force électromotrice est indépendante du sens de l'aimantation, qu'elle s'exprime en fonction du champ magnétique par des courbes rappelant l'allure de l'intensité d'aimantation en fonction du champ magnétique. On ne saurait prétendre calculer ces courbes *a priori* par la formule (4), en raison de l'incertitude de la valeur de $\mathfrak{J}$ et de la variation de k; on peut seulement avoir une indication.

Dans les expériences, très nombreuses, effectuées sur les différents échantillons de fer et pour divers acides, la forme de la courbe est toujours la même, les valeurs relatives au même champ magnétique dépendent de l'échantillon. Pour $\mathfrak{H}=2000$ C. G. S. cette force électromotrice est de l'ordre de 0,01 volt.

Les fils de nickel donnent une force électromotrice de l'ordre du millième de volt pour les mêmes champs.

Avec le bismuth on a une force électromotrice de l'ordre du dix-millième de volt et elle est de sens contraire.

Maintenant, si nous disposons l'électrode aimantable de sorte que la surface de contact ait une densité magnétique, c'est-à-dire

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

soit un pôle, on trouve une force électromotrice beaucoup plus petite, tantôt positive, tantôt négative, suivant que la dissolution est peu riche ou très riche en sels de fer. Cette variation tient donc à l'état magnétique de la dissolution. On pourrait l'expliquer en supposant que, dans la formule (3), $\frac{\mathfrak{J}'^2}{2k'}$ varie avec l'orientation de la surface de contact de l'électrode et avec l'état de la dissolution, E devient négatif pour $\frac{\mathfrak{J}'^2}{2k'} > \frac{\mathfrak{J}^2}{2k}$.

Cela serait possible dans l'hypothèse que, la surface de contact étant un pôle, attirerait les particules de fer, de sorte que tout près de cette surface, dans une couche de passage, l'intensité d'aimantation serait plus grande que sur l'électrode même.

Dans cette manière de voir, on s'explique très bien les divergences trouvées par les différents expérimentateurs.

La considération que je viens d'exposer sur le changement de signe de la force électromotrice par l'état magnétique du liquide se trouve encore mieux vérifiée dans les expériences faites récemment sur les ferro-nickels. Les alliages sur lesquels j'ai opéré sont en fil de $0^{cm},05$ et de trois compositions : 44, 28 et 24 pour 100 de nickel.

Le dernier ne m'a pas donné des forces électromotrices pour la première disposition de l'électrode (les champs magnétiques étaient beaucoup plus faibles que dans la première expérience), mais dans la seconde position, lorsque la surface de contact est un pôle, on avait une force électromotrice négative d'autant plus grande que l'acide était plus énergique et que la pile était formée depuis plus longtemps.

Donc, d'une manière générale, le fer le plus aimanté devient positif par rapport à celui moins aimanté. Ce fait a été vérifié depuis aussi par MM. Lala et Fournier (1) et par M. Paillot (2). Il s'ensuit que dans une pile fer aimanté-acide-fer neutre, le fer se transportera par le courant de l'électrode neutre sur l'électrode aimantée. Donc, si l'on supprime toute oxydation et toute autre action chimique, l'électrode aimantée augmentera de la masse que perdra l'électrode non aimantée. Pratiquement, comme la force électromotrice d'aimantation est très faible, il faudrait laisser la pile agir

(1) *Comptes rendus*, t. CXXIII, p. 801; 1896.
(2) Communiqué par l'auteur.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

longtemps; dans ces conditions le fer déposé donnerait naissance à des actions secondaires qui voileraient le résultat. Pour vérifier cette conclusion, on peut procéder de manière à obtenir, avec des forces électromotrices convenables, le dépôt électrochimique des métaux magnétiques dans de forts champs magnétiques.

Lorsqu'une telle cathode se trouve dans un champ magnétique, il y a entre ses parties différemment aimantées, une force électromotrice, qui produit des courants se superposant au courant principal.

Les expériences m'ont montré (1) que le métal magnétique se dépose en plus grande quantité sur les parties les plus aimantées de la cathode. En même temps, il se produit des courants circulaires dont le plan est normal au champ magnétique et dont la vitesse de rotation est d'autant plus grande que le liquide est plus magnétique. Sur une cathode en tôle de fer, normale à la direction moyenne d'un champ non uniforme, le dépôt se fait en circonférences concentriques d'autant plus épaisses que le champ est plus intense.

Donc, en résumé :

1° Les corps magnétiques deviennent par l'aimantation moins attaquables par les acides qu'à l'état neutre;

2° Dans un système corps aimanté-acide-corps neutre, le corps neutre se transporte sur le corps aimanté;

3° Sur une électrode aimantée, le dépôt électrolytique d'un corps magnétique se fait plus abondant sur les parties les plus aimantées.

Les corps diamagnétiques présentent les propriétés inverses.

Il serait intéressant de pousser plus loin ces expériences pour voir si, pour des champs magnétiques plus forts, la force électromotrice tend vers une limite constante, ou passe par un maximum. De même, il resterait à étudier la force électromotrice d'aimantation par rapport à la température.

Diverses expériences concernant ces phénomènes pourraient nous ouvrir la voie vers une meilleure théorie du magnétisme.

---

(1) Dr. Hurmuzescu, *Influence du champ magnétique sur le dépôt électrochimique des métaux magnétiques* (*Éclairage électrique*, t. XIV, p. 279; février 1898).

FIN DU TOME DEUXIÈME.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

ERRATA.

Pages	lignes	au lieu de	lisez
20	16	attraction	répulsion
20	18	répulsion	attraction

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

TABLE DES MATIÈRES

DU TOME II.

	Pages
Sur le mouvement d'un solide élastique traversé par un corps agissant sur lui par attraction ou répulsion; par Lord KELVIN	1
Addition au Rapport précédent	19
Les lois théoriques du rayonnement; par W. WIEN	23
Le rayonnement des corps noirs; par O. LUMMER	41
Sur l'émission des gaz; par E. PRINGSHEIM	100
Les forces de Maxwell-Bartoli dues à la pression de la lumière; par PIERRE LEBEDEF	133
Le spectre infra-rouge; par H. RUBENS	141
Les théories et formules de dispersion; par E. CARVALLO	175
La distribution des raies spectrales; par J.-R. RYDBERG	200
Sur la vitesse de la lumière; par A. CORNU	225
Les mesures de la vitesse v; par H. ABRAHAM	247
Détermination de la vitesse de propagation des ondulations électromagnétiques; par R. BLONDLOT et C. GUTTON	268
Le mode de propagation de l'énergie et de la tension électrique dans le champ électromagnétique; par J.-H. POYNTING	284
Les ondes hertziennes; par AUGUSTE RIGHI	301
Les radioconducteurs; par ED. BRANLY	325
Les gaz envisagés comme diélectriques; par É. BOUTY	341
La dissociation électrolytique des solutions; par SVANTE ARRHENIUS	365
Sur l'électricité de contact; par C. CHRISTIANSEN	390
Quelques remarques sur les théories de la pile voltaïque; par LUCIEN POINCARÉ	403
Les étalons de force électromotrice; par G. GOUY	422

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires

Pages

L'équivalent électrochimique de l'argent, du cuivre et de l'eau; par A. LEDUC 440

Propriétés magnétiques de la matière pondérable; par H. DU BOIS..... 460

L'hystérésis; par E. WARBURG 509

Appendice. Les transformations du fer carburé; par J.-H. VAN'T HOFF. 532

La magnétostriction; par H. NAGAOKA 536

Les modifications physiques dues à l'aimantation; par DR. HURMUZESCU ... 557

Errata..... 568

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES DU TOME II.

2845. Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, quai des Grands-Augustins, 55.

Droits réservés au Cnam et à ses partenaires