

## 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](#).
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 n° 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](mailto: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 DE LA GRANDE MONOGRAPHIE |                                                                                                                                                                                                    |
| Auteur(s) ou collectivité(s)    | Auteur collectif                                                                                                                                                                                   |
| Auteur(s)                       | Conservatoire national des arts                                                                                                                                                                    |
| Titre                           | Conférences d'actualités scientifiques et industrielles                                                                                                                                            |
| Collection                      | Conférences d'actualités scientifiques et industrielles                                                                                                                                            |
| Adresse                         | Paris : Hermann & Cie, 1930-1943                                                                                                                                                                   |
| Collation                       | 27 vol.                                                                                                                                                                                            |
| Nombre de volumes               | 27                                                                                                                                                                                                 |
| Sujet(s)                        | Sciences et industrie                                                                                                                                                                              |
| Notice complète                 |                                                                                                                                                                                                    |
| Permalien                       | <a href="https://cnum.cnam.fr/redir?8CY54_8B83">https://cnum.cnam.fr/redir?8CY54_8B83</a>                                                                                                          |
|                                 |                                                                                                                                                                                                    |
| LISTE DES VOLUMES               |                                                                                                                                                                                                    |
|                                 | <a href="#">Conférences d'actualités scientifiques et industrielles. Année 1929</a>                                                                                                                |
| VOLUME TÉLÉCHARGÉ               | <a href="#">Température des flammes : Rayonnement des gaz incandescents et des flammes [28 et 29 avril 1930]</a>                                                                                   |
|                                 | <a href="#">Anisotropie des molécules : effet Raman [2 et 3 mai 1930]</a>                                                                                                                          |
|                                 | <a href="#">Les ondes électriques de très courtes longueurs et leurs applications [6 mai 1930]</a>                                                                                                 |
|                                 | <a href="#">Couleurs (étude physique) et colorimétrie [7 mai 1930]</a>                                                                                                                             |
|                                 | <a href="#">L'électro-acoustique : rapports de l'acoustique moderne et de l'électricité [9 mai 1930]</a>                                                                                           |
|                                 | <a href="#">Les statistiques quantiques et leur application aux électrons libres dans les métaux [12 et 13 mai 1930]</a>                                                                           |
|                                 | <a href="#">La constitution des comètes [14 mai 1930]</a>                                                                                                                                          |
|                                 | <a href="#">La structure et les mouvements de l'univers stellaire [16 mai 1930]</a>                                                                                                                |
|                                 | <a href="#">La haute précision des mesures de longueur au laboratoire et dans l'industrie [22 avril 1931]</a>                                                                                      |
|                                 | <a href="#">L'effet photo-électrique des rayons X dans les gaz [23 avril 1931]</a>                                                                                                                 |
|                                 | <a href="#">Fluorescence : durée élémentaire d'émission lumineuse [28 avril 1931]</a>                                                                                                              |
|                                 | <a href="#">Les récents progrès de la désintégration artificielle des éléments par bombardement de rayons alpha [29 avril 1931]</a>                                                                |
|                                 | <a href="#">Les applications des rayons X à l'étude des composés organiques [4 mai 1931]</a>                                                                                                       |
|                                 | <a href="#">L'état liquide et les états mésomorphes [5 mai 1931]</a>                                                                                                                               |
|                                 | <a href="#">Les systèmes autoentretenus et les oscillations de relaxation [6 et 7 mai 1931]</a>                                                                                                    |
|                                 | <a href="#">Le quartz piézo-électrique : ses applications à la T.S.F. [8 mai 1931]</a>                                                                                                             |
|                                 | <a href="#">L'hydrogène est un mélange : ortho et parahydrogène [12 mai 1931]</a>                                                                                                                  |
|                                 | <a href="#">Les piles sensibles à l'action de la lumière : leur mécanisme et leurs applications [28 mai 1931]</a>                                                                                  |
|                                 | <a href="#">Application des théories modernes à l'étude de la structure des molécules : les théories quantiques [14 mars 1935]</a>                                                                 |
|                                 | <a href="#">Polarisation diélectrique [1935]</a>                                                                                                                                                   |
|                                 | <a href="#">Applications à la chimie des théories modernes sur la structure des molécules : les données spectrales [18 mars 1935]</a>                                                              |
|                                 | <a href="#">La chimie colloïdale et ses applications : les constituants colloïdaux des terres arables : le complexe argilo-humique et les phénomènes d'échanges d'ions [1er et 2 octobre 1941]</a> |

|  |                                                                                                                                                                                                                                                 |
|--|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|  | <a href="#">Physique colloïdale et biologie [3 octobre 1941]</a>                                                                                                                                                                                |
|  | <a href="#">Chimie colloïdale et biologie [7 octobre 1941]</a>                                                                                                                                                                                  |
|  | <a href="#">La chimie colloïdale et ses applications. Les processus colloïdaux de la défense de l'organisme contre les maladies infectieuses : Les virus et les plus simples des édifices colloïdaux bâtis par la vie [8 et 9 octobre 1941]</a> |
|  | <a href="#">Combustibles et lubrifiants de remplacement [28 octobre 1941]</a>                                                                                                                                                                   |

|                                    |                                                                                                                                                                                       |
|------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <b>NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ</b> |                                                                                                                                                                                       |
| Auteur(s) volume                   | Conservatoire national des arts                                                                                                                                                       |
| Titre                              | Conférences d'actualités scientifiques et industrielles                                                                                                                               |
| Volume                             | <a href="#">Température des flammes : Rayonnement des gaz incandescents et des flammes : conférences faites au Conservatoire national des arts et métiers les 28 et 29 avril 1930</a> |
| Adresse                            | Paris : Librairie scientifique Hermann et Cie, 1930                                                                                                                                   |
| Collection                         | Conférences d'actualités scientifiques et industrielles, 10                                                                                                                           |
| Collation                          | 1 vol. (43 p.) : ill., tabl. ; 24 cm                                                                                                                                                  |
| Nombre de vues                     | 48                                                                                                                                                                                    |
| Cote                               | CNAM-BIB 8 B 83 (10)                                                                                                                                                                  |
| Sujet(s)                           | Flamme<br>Gaz<br>Rayonnement thermique                                                                                                                                                |
| Thématique(s)                      | Histoire du Cnam                                                                                                                                                                      |
| Typologie                          | Ouvrage                                                                                                                                                                               |
| Langue                             | Français                                                                                                                                                                              |
| Date de mise en ligne              | 29/10/2026                                                                                                                                                                            |
| Date de génération du PDF          | 29/10/2026                                                                                                                                                                            |
| Recherche plein texte              | Disponible                                                                                                                                                                            |
| Notice complète                    | <a href="https://www.sudoc.fr/024344265">https://www.sudoc.fr/024344265</a>                                                                                                           |
| Permalien                          | <a href="https://cnum.cnam.fr/redir?8B83.10">https://cnum.cnam.fr/redir?8B83.10</a>                                                                                                   |

8° B.83 170

CONFÉRENCES D'ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

X

# TEMPÉRATURE DES FLAMMES

RAYONNEMENT DES GAZ INCANDESCENTS ET DES FLAMMES



CONFÉRENCES

FAITES AU CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS

LES 28 ET 29 AVRIL 1930

PAR

**G. RIBAUD**

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE STRASBOURG  
DIRECTEUR DU LABORATOIRE DE PYROMÉTRIE  
DE LA FONDATION EDMOND DE ROTHSCHILD

PARIS

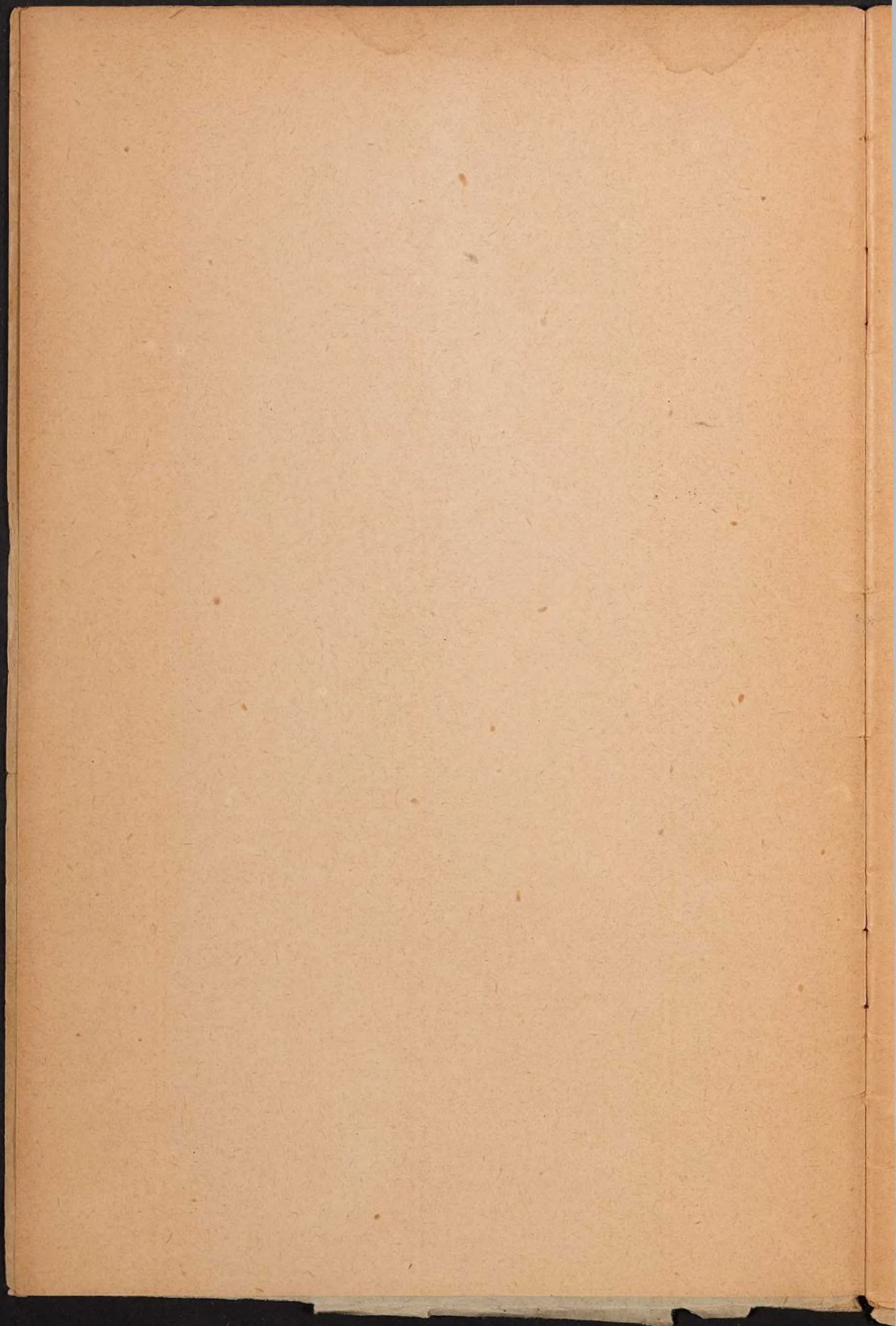
LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE HERMANN ET C<sup>ie</sup>

6, RUE DE LA SORBONNE, 6

1930







8°B.83. (10)

CONFÉRENCES D'ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

X

---

# TEMPÉRATURE DES FLAMMES

---

RAYONNEMENT DES GAZ INCANDESCENTS ET DES FLAMMES

---



CONFÉRENCES

FAITES AU CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS

LES 28 ET 29 AVRIL 1930

PAR

**G. RIBAUD**

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE STRASBOURG  
DIRECTEUR DU LABORATOIRE DE PYROMÉTRIE  
DE LA FONDATION EDMOND DE ROTHSCHILD



PARIS

LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE HERMANN ET C<sup>o</sup>

6, RUE DE LA SORBONNE, 6

1930



## TEMPERATURES DES FLAMMES <sup>(1)</sup>

Par G. RIBAUD,

*Professeur à la Faculté des sciences de l'Université de Strasbourg,  
Directeur du Laboratoire de pyrométrie de la Fondation  
Edmond de Rothschild.*

---

### *Constitution des flammes.*

Avant d'aborder les considérations qui intéressent la température des flammes, il nous semble indispensable de rappeler d'abord ce que l'on sait de la constitution de ces flammes, du moins de celles faites d'un mélange combustible (corps combustible + air ou oxygène) <sup>(2)</sup>.

Si dans un tube contenant un mélange combustible (gaz d'éclairage + air) on enflamme un point du mélange, l'inflammation et la combustion se propagent de proche en proche avec une vitesse finie de l'ordre de 1 mètre par seconde que nous appellerons vitesse d'inflammation [1] <sup>(3)</sup>. En réalité, l'inflammation gagne de proche en proche les tranches successives du mélange; la chaleur dégagée par la combustion d'une tranche se communique à la tranche voisine grâce à la conductibilité calorifique et l'amène à sa température d'inflammation. Cette inflammation commence vers 500° et s'achève au voisinage de 1.600 ou 1.800° C. suivant la proportion des constituants du mélange. La conductibilité calorifique des gaz du mélange étant faible, la chute de température se trouve extrêmement rapide au voisinage de la zone en combustion.

---

(1) Conférence faite au Conservatoire national des arts et métiers, le 28 avril 1930.

(2) Ce qui suit n'est pas applicable aux flammes obtenues par combustion dans l'air d'une vapeur inflammable (bougie par exemple).

(3) On l'appelle quelquefois, de façon impropre, vitesse d'explosion. Cette dernière, étudiée d'abord par Berthelot, a des valeurs beaucoup plus élevées (quelques milliers de mètres par seconde) et ne doit pas être confondue avec la vitesse de propagation de l'inflammation.

Si on donne au mélange combustible un déplacement d'ensemble dans le tube avec une vitesse uniforme, la zone en combustion semble se déplacer avec une vitesse égale à la différence entre la vitesse d'écoulement du gaz et la vitesse d'inflammation du mélange; si ces deux vitesses sont égales, on aura une zone de combustion stationnaire, de très faible épaisseur d'ailleurs ( $1/10^{\circ}$  de mm. environ), que les molécules traversent en un temps de l'ordre du  $1/100^{\circ}$  de seconde en y subissant une élévation de température d'environ  $1.000^{\circ}$ .

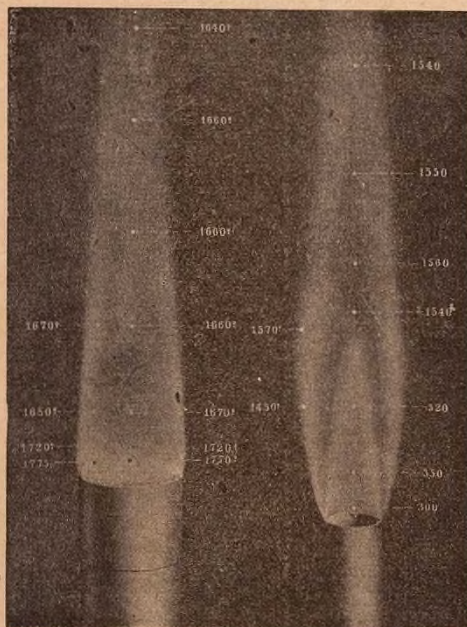


FIG. 1. — Répartition des températures dans la flamme du bec Meker.

FIG. 2. — Répartition des températures dans la flamme du bec Bunsen ordinaire.

Les considérations précédentes permettent d'expliquer la présence du *cône bleu intérieur* des diverses flammes, en particulier de celle du bec Bunsen ordinaire (fig. 2), la forme conique de cette zone s'expliquant aisément par la différence de vitesse des filets gazeux à travers l'orifice de sortie du brûleur.

La flamme est limitée extérieurement par un cône (*cône extérieur*), dont nous verrons la signification; l'intervalle entre les deux cônes précédents se trouve rempli du gaz résultant de la combustion dans le cône bleu.

L'expérience suivante, due à Téclu [2] et à Smithells et Ingle [3], permet de séparer nettement ces trois parties de la flamme (fig. 3). Par un tube T on fait pénétrer le mélange combustible dans un tube cylindrique de verre V; un bouchon assure l'étanchéité; le tube T doit avoir une longueur suffisante (30 à 60 cm.) pour que le mélange combustible se fasse aussi complètement que possible. Lorsque celui-ci contient relativement peu d'air, les deux cônes se forment à la partie supérieure du

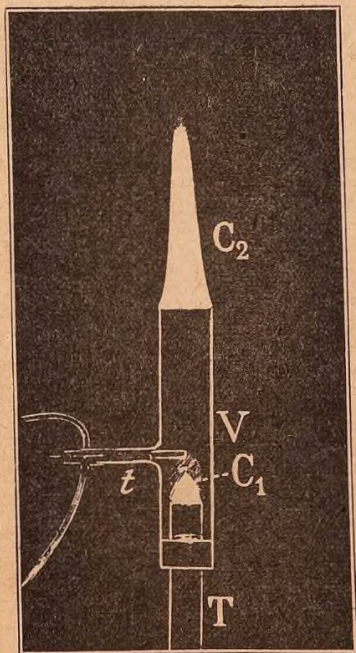


FIG. 3.

tube V, qui fonctionne alors comme un bec Bunsen de large diamètre. Si l'on fait croître progressivement la proportion d'air, la vitesse d'inflammation augmentant, à un moment donné le cône bleu rentre à l'intérieur du cylindre de verre, descend lentement et vient coiffer l'extrémité supérieure du tube T; par réglage de l'admission de l'air, on peut à volonté faire monter ou descendre le cône bleu à l'intérieur du tube V, le cône extérieur  $C_2$  conservant la même position.

Pour toutes les flammes on peut d'ailleurs, comme l'a fait

Haber [4], effectuer des prises de gaz dans la zone intermédiaire au moyen d'un petit tube capillaire  $t$  d'argent refroidi par une circulation d'eau (fig. 3); l'expérience montre que, dans le cas du bec Bunsen, l'espace entre les deux cônes est rempli d'un mélange de  $\text{CO}^2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}^2\text{O}$  vapeur,  $\text{H}^2$  et  $\text{N}^2$  (gaz à l'eau); ce mélange, combustible, achève sa combustion au contact de l'air extérieur dans la partie extérieure du cône  $\text{C}_2$ . Haber (1904) s'est préoccupé de rechercher dans quelles limites le gaz compris entre les deux cônes est bien en équilibre chimique, c'est-à-dire possède un rayonnement purement thermique, fait qu'avaient implicitement admis les fondateurs de la spectroscopie, Kirchhoff et Bunsen. Grâce à des mesures plus ou moins directes de la température au sein de la flamme et à des mesures de composition du mélange sur lesquelles nous n'insisterons pas, Haber a été conduit à énoncer le fait important suivant, valable dans le cas du bec Bunsen : « La combustion qui dure un temps très court aboutit exactement à l'équilibre chimique correspondant à la température du mélange gazeux. Mais cet équilibre, une fois réalisé, ne se déplace plus sensiblement lorsque les gaz s'élèvent au sein de la flamme. Il ne se produit donc aucune réaction chimique entre le cône bleu et le cône extérieur de combustion. »

Pour les flammes très chaudes ( $\text{CO} + \text{O}$ ,  $\text{H}^2 + \text{O}$ ,  $\text{C}^2\text{H}^2 + \text{O}$ ), Haber (1909) [4] a entrepris la même vérification, mais la mauvaise connaissance des valeurs des chaleurs spécifiques et des fractions de dissociation enlève une grande partie de l'intérêt de ces mesures (4); nous rencontrerons plus loin, à propos de la validité de la loi de Kirchhoff, une confirmation bien meilleure du fait précédent dans les diverses flammes.

### *Calcul thermodynamique de la température des flammes.*

Ce calcul supposant la connaissance des données calorifiques et thermodynamiques relatives aux divers gaz aux températures élevées, nous allons préciser les données dont nous ferons état dans la suite pour les constituants habituels des flammes ( $\text{H}^2\text{O}$ ,  $\text{CO}^2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}^2$ ,  $\text{N}^2$  et  $\text{O}^2$ ). Les températures que nous considérerons dans nos calculs seront toujours des températures centigrade.

---

(4) La température ne peut ici être obtenue par mesure directe. Les prises de gaz effectuées par Haber au sein de ces flammes ne pouvaient d'ailleurs fournir une idée de leur teneur en hydrogène atomique, qui, comme nous le verrons plus loin, joue un rôle important.

## CHALEURS SPÉCIFIQUES DES GAZ AUX TEMPÉRATURES ÉLEVÉES.

Dans nos calculs, nous admettrons les valeurs des chaleurs spécifiques moléculaires moyennes, entre 0 et  $t^\circ$ , à pression constante, déterminées par Bjerrum [5] et que nous avons reproduites sur la figure 4; il s'en faut d'ailleurs que ces valeurs offrent toute sécurité; pour ne pas nous étendre plus qu'il ne convient sur cette question, nous renverrons le lecteur à l'étude critique d'ensemble publiée récemment par Muraour [6]; du point de vue théorique, on sait que la variation de la chaleur spécifique avec la température, aux températures élevées, est liée à la pré-

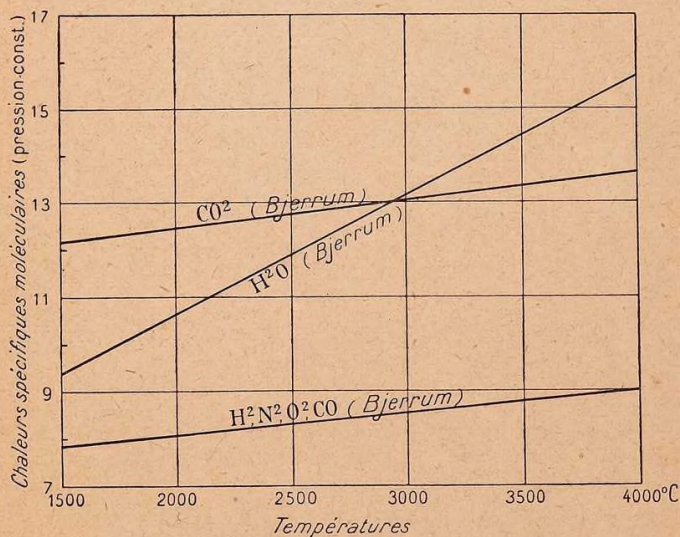


FIG. 4. — Chaleurs spécifiques moléculaires moyennes de divers gaz entre  $0^\circ$  et  $t^\circ$ .

sence de bandes, dans le spectre d'oscillation de la molécule, par la relation de Planck-Einstein. Cette relation fait intervenir les fréquences des oscillations des atomes de la molécule le long de la ligne qui les joint. Pour les gaz diatomiques ( $\text{H}^2$ ,  $\text{N}^2$ ,  $\text{O}^2$ ,  $\text{CO}$ ), qui possèdent une fréquence unique, la théorie fournit une chaleur spécifique moléculaire à pression constante, qui doit passer, de la valeur 7 aux températures ordinaires, à la valeur 9 pour des températures très élevées; ceci est bien en accord avec les nombres expérimentaux reproduits sur la figure 4. Pour les gaz triatomiques ( $\text{H}^2\text{O}$ ,  $\text{CO}^2$ ) qui possèdent plusieurs

fréquences d'oscillation, la théorie [7] fournit un moins bon accord avec l'expérience. Rappelons enfin que l'hydrogène atomique, comme tous les gaz monoatomiques, possède, à toutes les températures, une chaleur spécifique moléculaire, à pression constante, égale à 5.

#### FRACTIONS DE DISSOCIATION DES GAZ.

La dissociation des divers constituants habituels des flammes joue un rôle de toute importance dans les calculs qui suivent. Dans ce phénomène, qui se présente sous une forme théorique assez complexe, l'expérience, sous des formes très variées, et les calculs thermodynamiques montrent un accord tout à fait sa-

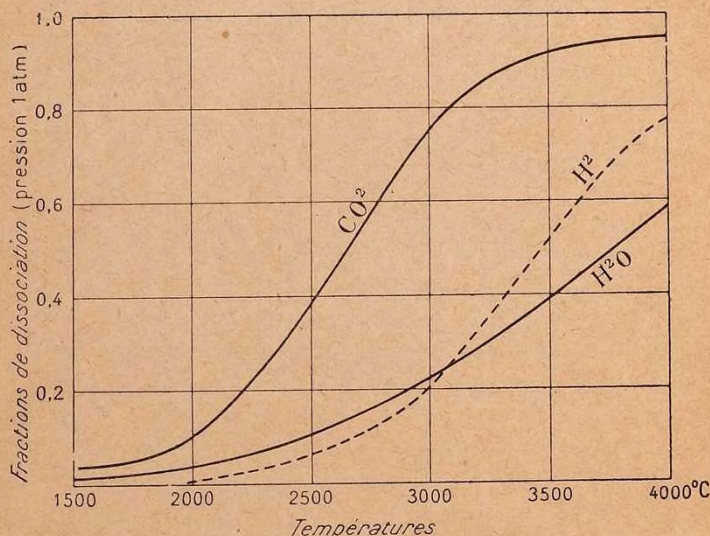
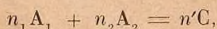


Fig. 5. — Fractions de dissociation de divers gaz, sous la pression atmosphérique, en fonction de la température (°C.).

tisfaisant. On trouvera (fig. 5) les valeurs des fractions de dissociation de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  <sup>(3)</sup> et  $\text{H}^2$  sous la pression atmosphérique; les valeurs relatives aux deux premiers gaz sont empruntées à un mémoire de Bjerrum [5]; celles relatives à la molécule  $\text{H}^2$  à des mémoires de Langmuir [8].

(3) Il s'agit ici de la dissociation en  $\text{H}^2$  et  $\text{O}^2$ . Nous n'avons pas fait état de la dissociation de  $\text{H}_2\text{O}$  en  $\text{H}^2$  et  $\text{OH}$ , étudiée par Bonhoeffer et Reichardt [23], et que l'on devra faire intervenir dans des calculs plus complets.

Rappelons, en ce qui concerne ces dissociations, le fait thermodynamique suivant, qui se trouve à la base de tous nos calculs et qui traduit, dans le cas particulier qui nous intéresse, la loi d'équilibre des systèmes gazeux. Si l'on suppose une réaction de dissociation de la forme :



sous une pression totale toujours la même (ici la pression atmosphérique), l'équation d'équilibre peut s'écrire :

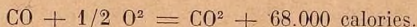
$$\frac{\left(\frac{N_1}{N}\right)^{n_1} \left(\frac{N_2}{N}\right)^{n_2}}{\left(\frac{N'}{N}\right)^{n'}} = K,$$

$N$  représentant le nombre total des molécules existant dans le mélange dissocié,  $y$  compris les molécules inertes, et  $N_1 N_2 N'$  les nombres de molécules des constituants  $A_1 A_2 C$ . La constante  $K$  d'équilibre ne dépend que de la température; on la calculera en partant des valeurs des fractions de dissociation relatives au corps pur  $C$  sous la pression atmosphérique (courbes de la figure 5).

Le paragraphe suivant va nous fournir l'occasion de préciser sur un exemple concret.

PRINCIPE DU CALCUL THERMODYNAMIQUE DE LA TEMPÉRATURE D'UNE FLAMME. — Considérons la combustion du mélange  $CO + O$  en proportions théoriques.

L'équation de combustion s'écrit :



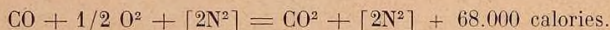
Soit  $y_0$  la fraction de dissociation à la température  $t$  de la flamme; la flamme renferme  $1 - y_0$  molécules de  $CO_2$  non dissociées et  $y_0$  molécules de  $CO_2$  dissociées fournissant  $y_0$  molécules  $CO$  et  $y_0/2$  molécules  $O_2$ . On peut considérer que  $1 - y_0$  molécules de  $CO_2$  ont été formées dans la combustion, laquelle a mis en jeu une quantité de chaleur  $Q = (1 - y_0) \times 68.000$  calories. On aura la température de la flamme en cherchant par tâtonnements la température  $t$  pour laquelle la quantité de chaleur  $Q$  mise en jeu par la combustion est égale à la quantité de chaleur qu'il a fallu fournir aux divers constituants de la flamme pour les porter de la température initiale ( $20^\circ$  environ) jusqu'à la température  $t$ . La détermination de  $t$  se fera par approximations.

Dans le cas ci-dessus, essayons ce que donne la température 2.700° C. A cette température, la fraction de dissociation de  $\text{CO}^2$  est  $y_0 = 0,50$ , la quantité de chaleur  $Q$  mise en jeu dans la flamme est  $Q = 34.000$  cal. Si nous nous reportons aux valeurs des chaleurs spécifiques (fig. 4), les  $1 - y_0$  molécules de  $\text{CO}^2$  non dissociées ont absorbé, pour passer de 0° à 2.700° C une quantité de chaleur égale à  $0,5 \times 12,9$ , les  $y_0$  molécules de CO ont absorbé  $0,50 \times 8,1$  calories, et les  $y_0/2$  molécules  $\text{O}^2$  ont absorbé  $0,25 \times 8,1$  calories, soit au total 12,5 calories par degré. Les constituants de la flamme se trouveraient donc portés à une température donnée par la relation :

$$t = \frac{34.000}{12,5} = 2.700^\circ \text{ C}$$

Le calcul n'est correct que si la température finale ainsi calculée se trouve coïncider avec celle (2.700° C.), qui a servi de point de départ au calcul, ce qui est le cas ici; on conçoit qu'avec un nombre relativement restreint de tâtonnements on arrive aisément, dans chaque cas, à la valeur correcte. La température 2.700° C, calculée pour la flamme de  $\text{CO}^2$ , correspond à une fraction de dissociation  $y = 0,50$  environ.

Si nous supposons que la combustion intéresse non plus le mélange  $\text{CO} + \text{O}$ , mais le mélange  $\text{CO} + \text{air}$ , l'équation de combustion devient la suivante :



Soit encore  $y$  la fraction de dissociation de  $\text{CO}^2$  à la température  $t$  de la flamme. Cette flamme renferme  $1 - y$  molécules  $\text{CO}^2$  non dissociées,  $y$  molécules CO,  $y/2$  molécules  $\text{O}^2$  et 2 molécules  $\text{N}^2$ , soit au total  $N = 3 + y/2$  molécules. L'équation d'équilibre donnée plus haut s'écrit alors, en remarquant que les molécules d'azote jouent, au point de vue de l'équilibre, le rôle de molécules inertes :

$$\frac{\left(\frac{y}{3 + \frac{y}{2}}\right) \left(\frac{\frac{y}{2}}{3 + \frac{y}{2}}\right)^{\frac{1}{2}}}{\frac{1 - y}{3 + \frac{y}{2}}} = \frac{\left(\frac{y_0}{1 + \frac{y_0}{2}}\right) \left(\frac{\frac{y_0}{2}}{1 + \frac{y_0}{2}}\right)^{\frac{1}{2}}}{\frac{1 - y_0}{1 + \frac{y_0}{2}}}$$

ou :

$$\frac{y^3}{(6 + y)(1 - y)^2} = \frac{y_0^3}{(2 + y_0)(1 - y_0)^2}$$

Ici encore, le calcul de la température  $t$  se fera par tâtonnements. Essayons la valeur  $t = 2.000^{\circ}$  C. A cette température, on a :  $y_0 = 0,10$ ; l'équation précédente fournit facilement  $y = 0,14$  (°). La quantité de chaleur mise effectivement en jeu dans la combustion a pour valeur  $Q = 68.000 \times 0,86 = 59.000$  cal. La capacité calorifique de l'ensemble des constituants de la flamme se calcule encore comme plus haut :

$$0,86 (\text{CO}^2) + 0,14 (\text{CO}) + 0,07 (\text{O}^2) + 2 (\text{N}^2)$$

ou :

$$0,86 \times 12,4 + (0,14 + 0,07 + 2) \times 8,0 = 29,0.$$

On en déduit pour la température des gaz au sein de la flamme la valeur :

$$t = \frac{59000}{29} = 2040^{\circ} \text{ C.}$$

Il convient encore de chercher, par tâtonnements, une valeur de la température ainsi calculée en accord avec la température de départ. On trouve ainsi aisément une valeur voisine de  $2.023^{\circ}$  C., avec une fraction de dissociation de  $\text{CO}^2$  voisine de 0,13.

FLAMMES HYDROGÉNÉES. — Le calcul de la température des flammes données par les mélanges d'hydrogène et d'oxygène ou d'hydrocarbures et d'oxygène a jusqu'ici conduit à des valeurs notablement plus élevées que celles fournies directement par l'expérience, même si l'on tient compte de la dissociation de  $\text{CO}^2$  et de  $\text{H}^2\text{O}$  au sein de ces flammes. Par exemple, un calcul analogue au précédent effectué dans le cas du mélange  $\text{H}^2 + 1/2 \text{O}^2$  conduit à la valeur  $3.030^{\circ}$  C., valeur sensiblement trop élevée; de même, pour la flamme  $\text{C}^2\text{H}^2 + \text{O}^2$ , le calcul a fourni à Pollitzer [9] la valeur  $4.030^{\circ}$  C., alors que la mesure directe donne une température voisine de  $3.100^{\circ}$  C. [10]. Cette différence est d'ailleurs incompatible avec les incertitudes actuelles sur les valeurs des chaleurs spécifiques des gaz ou des fractions de dissociation aux températures élevées. Nous avons personnellement recherché l'influence de la dissociation en H atomique de l'hydrogène qui se trouve au sein de la flamme et calculé la température en tenant compte de cette dissociation. On se rend compte, en effet, que cette dissociation, dès que l'on dépasse  $2.200^{\circ}$  C., joue un rôle

(6) Dans le cas présent, où  $y_0$  et  $y$  ont des valeurs faibles, on a très sensiblement :  $y^3 = 3y_0^3$ .

important. Considérons par exemple le cas de la flamme  $\text{H}^2 + \text{O}$ ; à la température  $3.030^\circ \text{C}$ . que donnerait le calcul simple; la fraction de dissociation de  $\text{H}^2\text{O}$  sous la pression atmosphérique est d'environ  $x = 0,23$ ; il en résulte que la flamme contient 0,77 molécules  $\text{H}^2\text{O}$  et 0,23 molécules  $\text{H}^2$ ; la fraction de dissociation de  $\text{H}^2$  à la même température; sous la pression de  $1/4$  d'atmosphère (pression partielle de  $\text{H}^2$  dans le mélange), étant d'environ

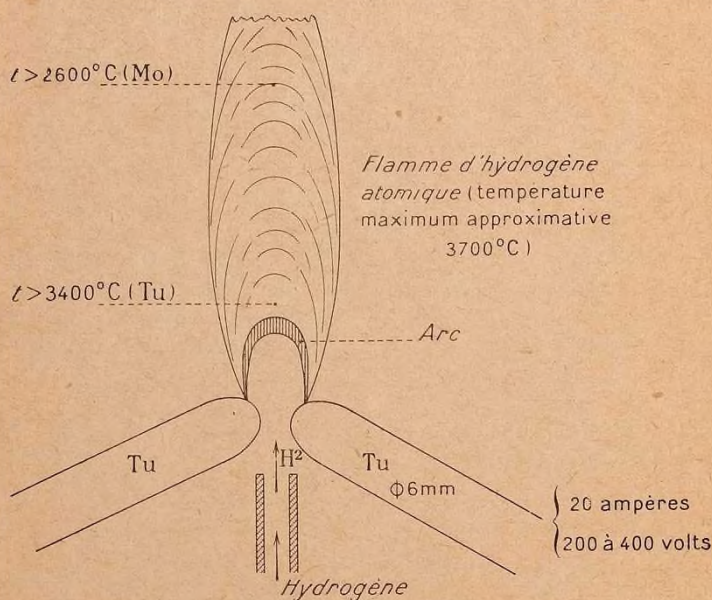


FIG. 6. — Dispositif de réalisation d'une flamme d'hydrogène atomique.

0,25, il en résulte que, dans la flamme, on doit observer la dissociation d'environ  $0,23 \times 0,25 = 0,06$  molécules  $\text{H}^2$ , ce qui correspond à une absorption de chaleur d'environ 6.000 calories, très importante par rapport aux 58.000 calories que met en jeu la combustion d'une molécule  $\text{H}^2$ . Le raisonnement précédent, incomplet d'ailleurs (7), permet de prévoir que la température de la flamme est notablement inférieure à celle que fournit le calcul simple dans lequel on néglige la dissociation de  $\text{H}^2$ . Pour effec-

(7) La dissociation de  $\text{H}^2$  tendant à faire disparaître des molécules  $\text{H}^2$  a pour effet d'amener un accroissement de  $x$ , accroissement qui tend, pour son compte, à absorber encore de la chaleur.

tuer le calcul correct de la température de la flamme il est nécessaire d'écrire les diverses équations d'équilibre et de résoudre par approximations successives.

Le calcul complet, ainsi conduit, nous a fourni [11] pour les flammes  $\text{H}^2 + \text{O}$ ,  $\text{C}^2\text{H}^2 + 5 \text{O}$ ,  $\text{C}^2\text{H}^2 + 2 \text{O}$  respectivement les températures : 2.850, 3.200, 3.000° C., alors qu'en négligeant la dissociation de  $\text{H}^2$  on trouverait les valeurs notablement plus élevées : 3.050, 3.780, 3.875° C.; les différences sont très importantes.

RÉSULTATS. — Nous avons rassemblé dans le tableau I les températures ainsi calculées pour les flammes précédentes et pour d'autres flammes, en particulier la flamme d'hydrogène atomique <sup>(8)</sup>; l'accord, avec les mesures expérimentales directes, est satisfaisant, les écarts pouvant s'expliquer uniquement par la connaissance imparfaite des données calorifiques relatives aux divers gaz <sup>(9)</sup>.

On trouvera, dans les premières colonnes du tableau, les fractions de dissociation des divers constituants au sein des flammes, ainsi que les teneurs en H atomique (en volumes). On remarquera que cette proportion d'H atomique peut atteindre des valeurs élevées, particulièrement dans les flammes : acétylène + oxygène. Les dernières colonnes du tableau sont relatives à la combustion des mélanges faits avec l'air; on remarquera que la dissociation de  $\text{H}^2\text{O}$  dans ces flammes restant toujours faible il est dès lors inutile de faire intervenir la dissociation de la molécule  $\text{H}^2$ .

Il convient de noter que dans les calculs précédents nous avons négligé les réactions secondaires qui se produisent au sein des flammes : formation d'ozone, d'eau oxygénée, d'ions, ainsi que le rayonnement du cône bleu. En réalité ces phénomènes secondaires sont peu importants et ne font intervenir que de faibles quantités d'énergie.

Ajoutons toutefois que les valeurs des températures calculées

(8) La flamme  $2\text{H} + 1/2 \text{O}^2$  n'est pas pratiquement réalisable; nous rappelons que l'on peut obtenir des flammes d'H atomique (fig. 6) en envoyant un courant d'H ordinaire au sein d'un arc éclatant entre baguettes de tungstène. L'hydrogène atomique formé à haute température au sein de l'arc brûle ensuite dans l'air qui l'entoure en donnant une flamme dont la température maximum peut être estimée voisine de 3.700° C. [8].

(9) Dans la colonne « températures mesurées », nous n'avons fait état que des mesures offrant toute sécurité; nous n'avons pas tenu compte des mesures anciennes qui seraient à reprendre.

TABLEAU I. — Températures et compositions de diverses flammes alimentées par l'oxygène et par l'air.

| FLAMMES                                                                                              | COMBUSTION AVEC L'OXYGÈNE                          |                                                   |                                                  |                                           |                                                                                       |                          |                                                                                        | COMBUSTION AVEC L'AIR                              |                                                   |                           |                          |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------|---------------------------------------------------|--------------------------------------------------|-------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------|---------------------------------------------------|---------------------------|--------------------------|
|                                                                                                      | FRACTION<br>de dissociation de<br>H <sub>2</sub> O | FRACTION<br>de dissociation de<br>CO <sub>2</sub> | FRACTION<br>de dissociation de<br>H <sub>2</sub> | PROPORTION<br>de H atomique en<br>volumes | TEMPÉRATURES<br>calculées en tenant<br>compte de la<br>dissociation de H <sub>2</sub> | TEMPÉRATURES<br>mesurées | TEMPÉRATURES<br>calculées sans tenir<br>compte de la<br>dissociation de H <sub>2</sub> | FRACTION<br>de dissociation de<br>H <sub>2</sub> O | FRACTION<br>de dissociation de<br>CO <sub>2</sub> | TEMPÉRATURES<br>calculées | TEMPÉRATURES<br>mesurées |
| $H_2 + 1/2 O_2 = H_2O + 58.000 \text{ calories (1)}$                                                 | 0,22                                               | »                                                 | 0,26                                             | 0,10                                      | 2.850°C                                                                               | »                        | 3.050°C                                                                                | 0,02                                               | »                                                 | 2.025°C                   | »                        |
| $2 H + 1/2 O_2 = H_2O + 138.000 \text{ calories}$                                                    | 0,66                                               | »                                                 | 0,82                                             | 0,58                                      | 3.900°C                                                                               | »                        | »                                                                                      | »                                                  | »                                                 | »                         | »                        |
| $CO + 1/2 O_2 = CO_2 + 68.000 \text{ calories}$                                                      | »                                                  | 0,50                                              | »                                                | »                                         | 2.700°C                                                                               | »                        | »                                                                                      | »                                                  | 0,15                                              | 2.025°C                   | »                        |
| $CH_4 + 2 O_2 = CO_2 + 2 H_2O + 191.000 \text{ calories}$                                            | 0,16                                               | 0,65                                              | 0,16                                             | 0,03                                      | 2.850°C                                                                               | »                        | 3.050°C                                                                                | 0,01                                               | 0,10                                              | 1.850°C                   | »                        |
| $C^2H_2 + 2,5 O_2 = 2 CO_2 + H_2O + 302.000 \text{ calories}$                                        | 0,45                                               | 0,85                                              | 0,65                                             | 0,133                                     | 3.200°C                                                                               | 3.060°C <sup>(10)</sup>  | 3.780°C                                                                                | 0,03                                               | 0,19                                              | 2.050°C                   | »                        |
| $C^2H_2 + O_2 = 2 CO + H_2 + 106.500 \text{ calories}$                                               | »                                                  | »                                                 | 0,28                                             | 0,18                                      | 3.000°C                                                                               | 3.100°C <sup>(10)</sup>  | 3.875°C                                                                                | »                                                  | »                                                 | »                         | »                        |
| Gaz d'éclairage + 0,65 O <sub>2</sub> = 0,3 CO <sub>2</sub> + 0,7 H <sub>2</sub> O + 64.000 calories | 0,17                                               | 0,68                                              | 0,18                                             | 0,02                                      | 2.850°C                                                                               | »                        | »                                                                                      | 0,01                                               | 0,12                                              | 1.850°C                   | 1.840°C <sup>(18)</sup>  |

(1) Ces chaleurs de combustion sont rapportées à H<sub>2</sub>O vapeur.

plus haut sont valables pour la partie centrale de la flamme, la plus chaude <sup>(10)</sup>, dans laquelle les pertes de chaleur par conductibilité et rayonnement sont faibles.

### *Mesure de la température vraie des flammes.*

MESURES DIRECTES. — Pour mesurer la température d'un point d'une flamme, on peut songer à placer en ce point un fil métallique dont on mesurera la température au pyromètre optique; bien entendu une correction devra être faite pour tenir compte du pouvoir émissif du métal [21]. Une telle méthode fournit toujours des valeurs notablement *trop faibles*. En effet le fil rayonne de l'énergie à l'extérieur de la flamme; cette énergie doit lui être fournie par la flamme (convection et conductibilité des gaz chauds) et elle ne peut lui être fournie qu'à la faveur d'une différence de température entre la flamme et le métal, ce dernier étant nécessairement plus froid; quel que soit le diamètre du fil, la différence reste sensible. On a modifié cette méthode en plaçant dans la flamme un fil métallique chauffé par un courant électrique [12]; on a pris soin d'abord de mesurer pour ce filament, placé dans le vide, l'énergie qu'il rayonne pour chaque température. Le filament chauffé étant plongé dans la flamme, s'il n'est pas en équilibre thermique avec les gaz qui l'environnent il leur fournit ou leur emprunte de la chaleur par convection ou par conductibilité; mais au moment où sa température est égale à celle de la flamme, ces échanges deviennent nuls et l'énergie apportée par le courant électrique se dissipe totalement par rayonnement. Pour connaître la température de la flamme, il suffira donc de mesurer la température du fil (au pyromètre optique) au moment où l'énergie électrique dépensée dans ce fil est égale à l'énergie rayonnée. Sans insister sur les détails des mesures, il est néanmoins permis de conclure qu'une telle méthode, théoriquement, ne donne pas des valeurs totalement correctes. On néglige, en effet, dans le raisonnement, le rayonnement provenant de la flamme et absorbé par le fil. La méthode ne convient, bien entendu, que pour les flammes non éclairantes.

L'emploi d'un couple thermo-électrique dont la soudure chaude est placée dans la flamme ne fournit pas davantage des

---

(10) A faible hauteur au-dessus du cône bleu.

mesures exactes, même si l'on prend soin, comme l'a indiqué Nichols [13], de choisir des fils de couple de diamètres progressivement décroissants et d'extrapoler à un diamètre nul; du fait du rayonnement du métal, les fils du couple ne sont en effet jamais à la température de la flamme, comme nous l'avons fait remarquer plus haut.

La seule méthode correcte de mesure de la température vraie d'une flamme est la méthode optique sur laquelle nous allons insister.

LOI DE KIRCHHOFF APPLIQUÉE AUX FLAMMES. — MESURE OPTIQUE DE LA TEMPÉRATURE VRAIE DES FLAMMES. — Dire que les gaz qui constituent la flamme sont en équilibre chimique à la température de la flamme revient à dire que tout se passe comme si le mélange gazeux était placé dans une enceinte noire à la température de la flamme et si ce mélange se maintenait en équilibre de rayonnement avec l'enceinte noire qui l'entoure. Cela suppose, bien entendu, que la flamme est uniquement le siège de phénomènes de rayonnement thermique et que les phénomènes de luminescence n'interviennent pas; dans ces conditions, la loi de Kirchhoff s'applique [21] et, pour toute longueur d'onde  $\lambda$ , le facteur d'absorption  $\alpha_\lambda$  de la flamme doit être égal à son pouvoir émissif  $\epsilon_\lambda$ ; de même, le facteur d'absorption total  $\alpha_t$  de la flamme, pour le rayonnement de l'enceinte, est égal à son pouvoir émissif total  $\epsilon_t$  <sup>(11)</sup>.

Se basant sur la validité de la loi de Kirchhoff pour les flammes, Kurlbaum (1902) a indiqué la méthode simple suivante pour la détermination optique de la température des flammes *éclairantes* [14]; le montage de mesures est indiqué sur la figure 7. Au moyen d'une lentille L on projette sur la flamme une image d'une source auxiliaire A (corps noir, lame de tungstène incandescente, cratère de l'arc); on observe ensuite l'image de la source auxiliaire au moyen d'un pyromètre optique monochromatique [21] muni d'un écran monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ .

Désignons par  $b_\lambda$  la brillance de la flamme, par T sa température, par  $b_{\lambda T}'$  la brillance de la source auxiliaire (corps noir de

(11) Pour toutes les flammes, le pouvoir réflecteur  $\rho_\lambda$  a toujours une valeur excessivement faible, comme on peut s'en rendre compte en projetant sur la flamme l'image d'une source très intense comme le soleil; il est impossible de distinguer une différence entre l'émission de la zone où se forme l'image et celle des zones voisines.

température absolue  $T'$ ). Si l'on n'interpose pas la flamme, la brillance observée dans le pyromètre est celle de la source auxiliaire  $b_{\lambda T}'$ ; si l'on interpose la flamme, la brillance observée dans

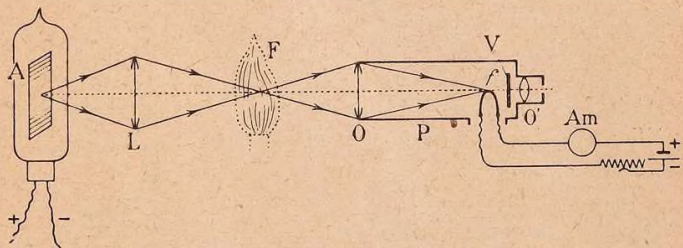


FIG. 7. — Mesure optique de la température vraie d'une flamme éclairante. (A, source auxiliaire; L, lentille; F, flamme; P, pyromètre optique monochromatique; O, objectif; O', oculaire; f, filament tare; V, verre monochromatique.)

le pyromètre est égale à la brillance de la flamme  $b_{\lambda}$  additionnée de la brillance de la source auxiliaire transmise à travers la flamme, c'est-à-dire :

$$b_{\lambda T}' (1 - \alpha_{\lambda}).$$

La nouvelle brillance observée dans le pyromètre a donc pour valeur :

$$b_{\lambda} + b_{\lambda T}' (1 - \alpha_{\lambda});$$

cette brillance sera égale à la brillance  $b_{\lambda T}'$  si l'on a :

$$b_{\lambda} = b_{\lambda T}' \times \alpha_{\lambda},$$

et comme, en vertu de la loi de Kirchhoff, on a :

$$b_{\lambda} = b_{\lambda T} \times \alpha_{\lambda},$$

la condition précédente ne peut être réalisée que si  $T' = T$ .

On réglera donc par tâtonnements la température du corps noir auxiliaire de façon que l'interposition de la flamme ne change rien à l'équilibre du filament tare dans le pyromètre.

En réalité, l'utilisation d'un corps noir comme source auxiliaire n'est pas indispensable; on peut se servir d'une lampe à filament plat de tungstène ou du cratère de l'arc; la température  $T'$  que l'on devra alors considérer est la température de brillance de l'image de la lampe fournie par la lentille L, température donnée directement d'ailleurs par le pyromètre opti-

que [21]. Il reste entendu que cette méthode s'applique uniquement aux flammes éclairantes; elle ne peut en aucune façon être étendue aux flammes transparentes dans le spectre visible.

Pour ces dernières flammes, Féry (1903) [16] a proposé la méthode élégante suivante fondée sur le principe du renversement des raies (méthode du renversement); le dispositif de mesure est donné par la figure 8. Une lentille  $L_1$  projette encore à l'intérieur de la flamme  $F$  une image d'une source lumineuse auxiliaire  $A$  dont on peut faire varier la brillance; une seconde

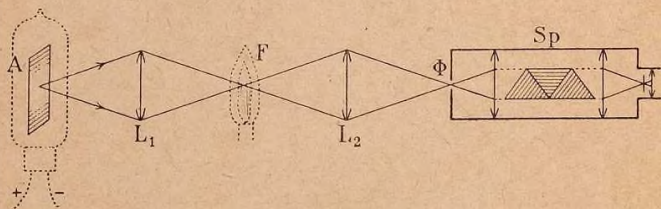


FIG. 8. — Mesure optique de la température vraie d'une flamme *non éclairante* (méthode de renversement). (A, source auxiliaire;  $L_1$ ,  $L_2$ , lentilles; F, flamme colorée par un sel métallique; Sp, spectroscopie.)

lentille  $L_2$  projette l'image de la source et de la flamme sur la fente d'un spectroscopie  $Sp$ . La flamme transparente est colorée au moyen d'un sel métallique fournissant une raie de longueur d'onde  $\lambda$ ; lorsque l'intensité de la source auxiliaire est faible, la raie émise par la flamme se détache brillante sur le fond continu plus sombre donné par A; lorsqu'on fait croître la brillance de A, il arrive un moment où la raie disparaît, puis réapparaît en sombre sur fond brillant. Soit  $b'_\lambda$  la brillance spectrale des rayons qui, provenant de la source A, tombent sur la flamme après avoir traversé la lentille  $L_1$ . Comme la source est continue,  $b'_\lambda$  est constante dans une étroite région du spectre, de part et d'autre de la raie considérée. Soit  $b_\lambda$  la brillance spectrale propre de la flamme et  $\alpha_\lambda$  son facteur d'absorption; l'image de la raie dans le spectroscopie a pour brillance :

$$b_\lambda + b'_\lambda (1 - \alpha_\lambda);$$

cette brillance est égale à celle  $b'_\lambda$  du fond continu voisin si l'on a :

$$b_\lambda = b'_\lambda \times \alpha_\lambda \quad \text{ou} \quad \frac{b_\lambda}{\alpha_\lambda} = b'_\lambda;$$

or  $\frac{b_{\lambda T}}{a_{\lambda}}$  représente, d'après la loi de Kirchhoff, la brillance du corps noir à la température des particules qui rayonnent, c'est-à-dire à la température de la flamme; un pointé sur l'image de  $\Lambda$ , effectué au moyen d'un pyromètre monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ , fournira donc la température de la flamme <sup>(12)</sup>.

La validité de la loi de Kirchhoff, dans le cas des flammes, admise jusqu'alors, fut mise en doute par Pringsheim en 1892 [22]; celui-ci émit l'idée que la production des spectres de raies est toujours un phénomène de luminescence d'origine chimique. Cette conception a été partagée également en 1906 par Kurlbaum [17], qui, pourtant, dans sa méthode optique de mesure des températures des flammes, en 1902, avait implicitement admis la validité de cette loi. Bauer [18] a montré qu'à condition de colorer une petite région d'une flamme de température bien uniforme, les températures fournies par les différents sels métalliques sont bien identiques; elles sont identiques aussi à celles que donnent les mesures effectuées dans l'extrême infra-rouge. On se reportera au mémoire pour la discussion d'ensemble. Nous nous bornerons à rappeler les conclusions de l'auteur : toutes les bandes et toutes les raies émises par la flamme du bec Bunsen dans sa portion médiane ont la même température d'émission; ce résultat important a été vérifié dans la suite par divers expérimentateurs [19-10] sur des flammes très chaudes dont la température dépasse 3.000° C.

### *Températures aux divers points d'une flamme.*

Les figures 1 et 2 donnent les valeurs des températures aux divers points d'une flamme Méker et d'une flamme de Bec Bunsen ordinaire. Nous avons reproduit (fig. 9) la courbe de répartition horizontale des températures dans la flamme d'un bec Méker de section rectangulaire, dans le sens de la moindre épaisseur de la flamme et à 8 millimètres au-dessus des cônes bleus [18]. Dans la partie centrale, la température est remarquablement uniforme; elle a sa valeur maximum dans la région extérieure de combustion (cône extérieur), où elle atteint

---

(12) Dans des mémoires, même récents [10], la méthode de renversement est quelquefois attribuée par erreur à Kurlbaum; la paternité en revient sans conteste à Féry; la méthode initiale de Kurlbaum s'applique en effet uniquement aux flammes éclairantes; d'autre part elle suppose dans l'appareil de mesure une plage tare (filament) que ne suppose pas la méthode Féry.

1843° C. Avec un bec à air comprimé de même forme, pour la proportion optimum de gaz et d'air, la température centrale atteint

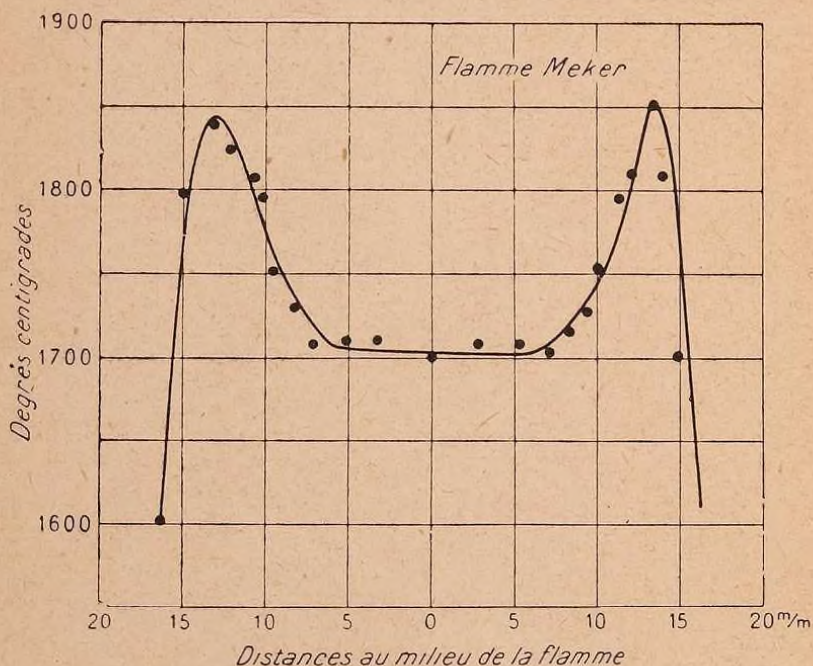


FIG. 9. — Répartition horizontale des températures dans la flamme d'un bec Meker.

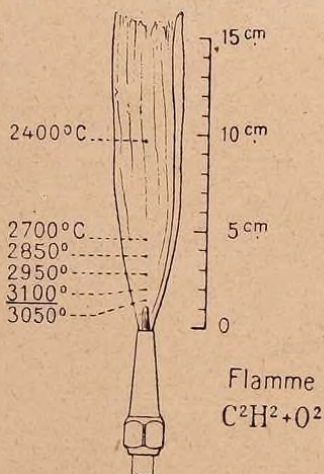


FIG. 10. — Répartition des températures dans l'axe de la flamme d'un chalumeau oxyacétylénique.

1840° C. (fig. 11). La figure 10 donne la répartition des températures suivant l'axe d'une flamme de chalumeau oxyacétylénique

[10]. On remarquera que la température n'atteint son maximum qu'à quelques millimètres au-dessus de la pointe du cône bleu; cette valeur maxima ( $3.100^{\circ}$  C.) décroît ensuite assez vite lorsqu'on monte verticalement dans la flamme; à 2 centimètres environ au-dessus du cône bleu, elle n'est plus que  $2.830^{\circ}$  C. Il semble bien que la position du maximum de température s'explique par les pertes de chaleur subies par la flamme par rayonnement vers la région plus froide située au-dessous du cône bleu; de même, en général, la température au voisinage du cône extérieur peut se trouver plus forte qu'au centre de la flamme chaque fois que, dans le cône extérieur, se produit un supplément de combustion du mélange encore combustible situé au sein de la flamme.

### *Influence de la proportion des gaz dans une flamme.*

Pour toutes les flammes dans lesquelles la dissociation intervient peu, la température maxima de la flamme est obtenue lorsque la proportion des gaz correspond à la composition théorique. La figure 11 donne, dans le cas du bec Méker soufflé, la variation de la température au centre de la flamme en fonction de la proportion des gaz (rapport entre le volume du gaz d'éclairage et le volume total du mélange); la proportion optimum de 18 p. 100 correspond très sensiblement à la composition théorique.

Il en est de même pour les flammes  $\text{CO} + \text{O}$  et  $\text{H}^2 + \text{O}$ , dans lesquelles la température maxima correspond sensiblement à la composition théorique :  $\text{O}^2/\text{CO}$  ou  $\text{O}^2/\text{H}^2 = 1/2$  [4].

Pour les flammes très chaudes d'hydrocarbures dans lesquelles la dissociation intervient de façon importante, et qui renferment à la fois les deux constituants  $\text{CO}^2$  et  $\text{H}^2\text{O}$  (ou leurs produits de dissociation) les choses se passent de façon toute différente : la température la plus élevée ne correspond plus en général à la composition théorique; tel est le cas, en particulier, pour les flammes acétylène-oxygène.

On sait [20] que la flamme « normale » du chalumeau acétylène-oxygène ne correspond pas du tout à la composition  $\text{C}^2\text{H}^2 + 2,5 \text{ O}^2$ , mais bien à la composition  $\text{C}^2\text{H}^2 + \text{O}^2$ . Le fait semble facile à expliquer. Si nous nous reportons au tableau I, la flamme  $\text{C}^2\text{H}^2 + 2,5 \text{ O}^2$  renferme 83 p. 100 de  $\text{CO}^2$  et 43 p. 100 de vapeur d'eau non dissociés; il en résulte que 15 p. 100 seulement des atomes de carbone sont transformés en gaz carbonique,

ce qui limite sensiblement la quantité de chaleur mise en jeu dans la flamme; en outre, la flamme contient 1,1 molécules d'oxygène qui ne sont pas entrées en réaction et qui absorbent inutilement des calories, il y a intérêt à n'introduire dans la flamme que la proportion nécessaire d'oxygène pour donner les deux corps  $\text{CO}$  et  $\text{H}^2$  stables à haute température. L'expérience fournit en effet [10] pour la flamme  $\text{C}^2\text{H}^2 + \text{O}^2$  la température

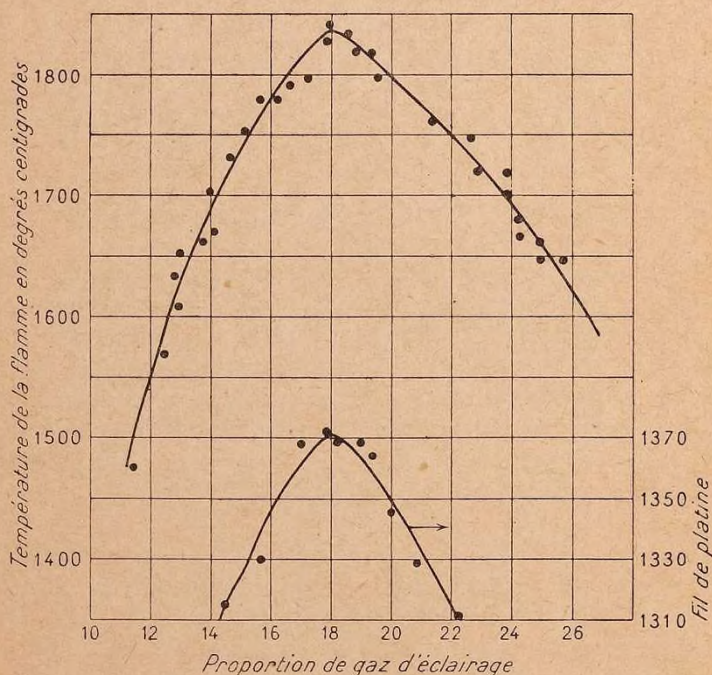
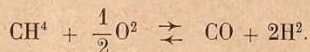


FIG. 11. — Variation de la température d'une flamme de bec Meker soufflé en fonction de la proportion de gaz. (Rapport entre le volume du gaz d'éclairage et le volume total du mélange.) La courbe inférieure donne les températures (°C.) d'un fil de platine plongé dans la flamme.

3.100° C., et pour la flamme  $\text{C}^2\text{H}^2 + 2,5 \text{O}^2$  la température 3.060° C., autrement dit la température s'abaisse assez peu lorsqu'on passe d'une proportion  $\text{O}^2/\text{C}^2\text{H}^2 = 1$  à une proportion égale à 2,5. Par contre, la température s'abaisse très vite lorsque cette proportion descend au-dessous de 1, c'est-à-dire lorsqu'on introduit un excès d'acétylène dans la flamme. La courbe n'affecte pas, comme on le voit, la forme symétrique donnée par la figure 11. Bien qu'aucune mesure systématique n'ait

été effectuée sur d'autres flammes d'hydrocarbures, les faits précédents leur semblent applicables; pour  $\text{CH}^4$ , par exemple, la température maxima serait probablement atteinte pour une composition voisine de :



Sans avoir donné à cet exposé tout le développement qu'il comporte <sup>(13)</sup> nous espérons néanmoins avoir montré l'ensemble des faits importants dès maintenant acquis et laissé entrevoir les quelques problèmes qui se posent encore. Le domaine très ancien des flammes, non seulement n'a pas perdu de son intérêt pendant ces dernières années, mais s'est enrichi au contraire d'importantes acquisitions nouvelles, en particulier les flammes d'hydrogène atomique. Tout porte d'ailleurs à considérer que, dans la réalisation de températures plus élevées que celles actuellement obtenues, les gaz semblent devoir jouer un rôle de tout premier plan; ils sont en effet susceptibles de supporter des températures bien supérieures à celles qu'atteignent les corps solides les plus réfractaires.

#### BIBLIOGRAPHIE

1. Sur ce sujet, voir : LAFFITTE, *Annales de physique*, 4, p. 587 (1925).
2. TÉCLU. — *Journ. für prakt. Chemie*, 64, p. 246 (1891).
3. SMITHELLS et INGLE. — *Journ. Chem. Soc.*, 61, p. 204 (1892).
4. HABER et RICHARDT. — *Zeitsch. für anorgan. Chemie*, 38, p. 5 (1904).  
(On trouvera dans ce premier mémoire la bibliographie relative à la flamme Bunsen.)  
HABER et LE ROSSIGNOL. — *Zeitschr. für physik. chemie*, 66, p. 181 (1909).  
HABER et HODSMAN. — *Zeitschr. für physik. chemie*, 67, p. 343 (1909).
5. BJERRUM. — *Zeitschr. für physik. chemie*, 79, p. 513 et 537 (1912).  
NEUMANN. — *Zeitschr. für angewandte chemie*, 32, p. 144 (1919).  
WOHL et V. ELBE. — *Zeitschr. für physik. chemie*, 5 B, p. 244 (1929).
6. MURAOUR. — *Chimie et Industrie*, 40, p. 23 (1923); *Mémorial de l'Artillerie française*, III, p. 355 et 373 (1924).

(13) En particulier, la bibliographie qui suit n'a nullement la prétention d'être complète.

7. EUCKEN et FRIEDE. — *Zeitsch. für physik.*, 29, p. 36 (1924).
  8. LANGMUIR. — *Journ. Americ. Chem. Soc.*, 37, p. 417 (1915);  
*General Electric Rev.*, 29, p. 153 (1926).
  9. POLLITZER. — *Zeitschr. für angewandte chemie*, 35, p. 683 (1922).
  10. HENNING et TINGWALDT. — *Zeitschr. für physik.*, 48, p. 805 (1928).
  11. RIBAUD. — *C. R. Acad. Sc.*, 190, p. 369 (1930). Le mémoire complet paraîtra prochainement.
  12. BERKENBUSCH. — *Wiedemann Annalen*, 67, p. 649 (1899). —  
SCHMIDT, *Annalen der Physik*, 29, p. 100 et 1027 (1909).
  13. NICHOLS. — *Phys. Review.*, 10, p. 234 (1900).
  14. KURLBAUM. — *Physikal. Zeitschrift*, 3, p. 187 (1902).
  15. KURLBAUM et GUNTHER SCHULZE. — *Verhand. deutsch. phys. Gesellschafts.*, 5, p. 428 (1903).
  16. FÉRY. — *C. R. Acad. Sc.*, 137, p. 909 (1903).
  17. KURLBAUM et GUNTHER SCHULZE. — *Verhand. deutsch. phys. Gesellschafts.*, 8, p. 239 (1906).
  18. BAUER. — Thèse Paris, 1912; *Annales chimie et physique*, 29, p. 5 et 244 (1913).
  19. SCHMIDT. — *Annalen der Physik*, 42, p. 445 (1913). — KOHN, *Annal. der Physik*, 44, p. 782 (1914).
  20. LUDWIG. — Le chalumeau oxyacétylénique. Berlin, Springer (1912).  
KAUTNY, Le chalumeau oxyacétylénique, Halle, Marhold (1925).
  21. RIBAUD. — Conférence faite au Conservatoire national des arts et métiers, 3 mai 1929, Hermann, édit.
  22. PRINGSHEIM. — *Wiedemann Annalen*, 45, p. 428 (1892); 49, p. 347 (1893). — Rapports au Congrès international de physique (1900), II, Gauthier-Villars, édit.
  23. BONHOEFFER et REICHARDT. — *Zeitschr. für physik. chemie*, 139, p. 75 (1928).
-

## RAYONNEMENT DES GAZ INCANDESCENTS ET DES FLAMMES (1)

Par G. RIBAUD,

*Professeur à la Faculté des sciences de Strasbourg,  
Directeur du Laboratoire de pyrométrie de la Fondation Edmond de Rothschild.*

---

Pour bien expliquer comment se comportent les flammes au point de vue du rayonnement, il nous paraît utile de revenir un instant sur le lien étroit existant entre l'absorption et l'émission d'un corps et d'insister à nouveau sur la loi de Kirchhoff, qui, nous l'avons vu dans notre précédente conférence, est valable dans le cas des flammes et aussi des gaz incandescents.

Si, dans une région spectrale donnée, un gaz est totalement transparent ( $\alpha_\lambda = 0$ ), ce gaz ne peut émettre aucune radiation dans cette région spectrale, quelle que soit sa température; il ne peut émettre que dans les zones spectrales où il est absorbant; nous devons non seulement nous attendre à trouver un lien étroit entre les courbes spectrales d'émission et d'absorption, mais la loi de Kirchhoff nous indique en outre [1] que, pour toute radiation  $\lambda$ , le pouvoir émissif monochromatique  $\epsilon_\lambda$  (2) est égal au facteur d'absorption  $\alpha_\lambda$ ; en d'autres termes, si l'on désigne par :

$$b_{\lambda T}, b_{\lambda T}^0 \text{ et } \alpha_{\lambda T}$$

respectivement la brillance spectrale du gaz, celle du corps noir et le facteur d'absorption du gaz à la température  $T$ , pour la radiation  $\lambda$ , on a :

$$b_{\lambda T} = b_{\lambda T}^0 \times \alpha_{\lambda T}.$$

Ceci nous conduit à dire un mot de l'absorption de la lumière par les divers gaz.

---

(1) Conférence faite au Conservatoire national des arts et métiers, le 29 avril 1930.

(2) Rapport entre le rayonnement monochromatique du gaz et celui du corps noir à la même température.

### *Absorption de la lumière par les gaz.*

Rappelons comment on mesure le facteur d'absorption  $\alpha_\lambda$  d'une épaisseur donnée d'un gaz; la mesure se complique un peu du fait qu'aux températures élevées le gaz rayonne en même temps qu'il absorbe. On utilisera une source auxiliaire, dont nous désignerons la brillance spectrale par  $b'_\lambda$ ; nous emploierons en outre un appareil spectral laissant passer une faible tranche spectrale entre les longueurs d'onde  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$ , et un dispositif de mesures du rayonnement (pile thermo-électrique, bolomètre) <sup>(3)</sup>. Soit  $b_\lambda$  la brillance propre du gaz. Si nous interposons ce gaz entre la source et l'instrument, nous aurons une brillance totale égale à :

$$b_\lambda + b'_\lambda \cdot \alpha_\lambda.$$

Si les déviations données par l'appareil de mesure sont :  $\theta_1$  avec la source seule,  $\theta_2$  avec le gaz seul,  $\theta_3$  avec la source et le gaz interposé, on a :

$$\alpha_\lambda = \frac{\theta_3 - \theta_2}{\theta_1}.$$

L'hydrogène, l'oxygène, l'azote, se montrent totalement transparents jusqu'à des longueurs d'onde  $\lambda = 90 \mu$ ; il en résulte que leur émission est nulle. Dans les flammes qui nous intéressent, le gaz carbonique, l'oxyde de carbone et la vapeur d'eau interviennent seuls au point de vue du rayonnement.

Le spectre d'absorption du gaz carbonique à diverses températures est représenté sur la figure 1. Il est constitué de deux bandes intenses dont les maxima sont voisins de  $2 \mu$ ,  $7$  et  $4 \mu$ ,  $4$  <sup>(4)</sup>. Les valeurs portées en ordonnées sur les courbes ont été déterminées par Schmidt [2]; elles sont relatives à une épaisseur de gaz égale à 40 centimètres sous la pression atmosphérique <sup>(5)</sup>. Pour la bande  $4 \mu$ ,  $4$ , la plus intense, les facteurs

(3) Nous rappelons que la déviation donnée par l'instrument associé à la pile thermo-électrique est, toutes choses égales, proportionnelle à la brillance de la source qui rayonne à travers le système spectral.

(4) En réalité ces bandes sont formées d'un assemblage de raies fines discontinues, mais on peut raisonner comme s'il s'agissait de bandes continues d'absorption.

(5) Nous passons sur les corrections qu'il y a lieu d'effectuer pour tenir compte de l'émission et de l'absorption de l'enveloppe de quartz qui contenait le gaz. Nous avons extrapolé la courbe relative à 2.000° K.

d'absorption au centre de la bande dépassent, on le voit, 50 p. 100; pour la bande  $2\mu$ , 7, elles atteignent 20 p. 100. Rappelons également que si l'on superpose deux épaisseurs de gaz, le facteur de transmission  $\tau_2$  relatif à deux épaisseurs est égal au carré du facteur de transmission  $\tau_1$  relatif à une épaisseur, ou encore :

$$1 - \alpha_2 = (1 - \alpha_1)^2$$

ou encore :

$$\alpha_2 = 2\alpha_1 - \alpha_1^2.$$

Une épaisseur de gaz carbonique égale à 20 centimètres aurait

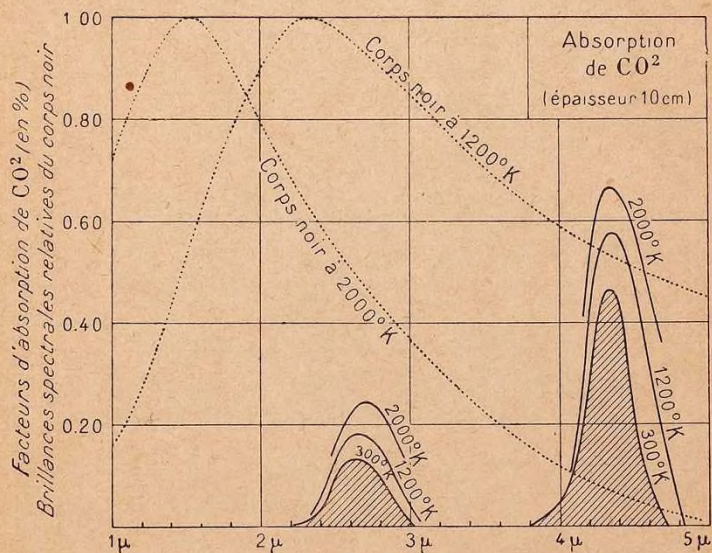


FIG. 1. — Courbes spectrales d'absorption du gaz carbonique sous la pression atmosphérique (épaisseur 10 cm.) à diverses températures et courbes des brillances spectrales relatives du corps noir à 1.200 et 2.000° Kelvin.

donc pour les centres des bandes  $4\mu$ , 4 et  $2\mu$ , 7 des facteurs d'absorption respectivement égaux à 0,75 et 0,36.

Le spectre d'absorption de l'oxyde de carbone comprend deux larges bandes, de longueurs d'onde  $2\mu$ , 33 et  $4\mu$ , 67 [12], assez analogues à celles du gaz carbonique.

Le spectre d'absorption de la vapeur d'eau se présente sous une forme un peu plus complexe. Il est formé d'un ensemble de

bandes <sup>(6)</sup>, dont les fréquences dérivent de deux fréquences fondamentales correspondant aux deux bandes fondamentales  $6\ \mu$ , 26 ( $\nu_1$ ) et  $2\ \mu$ , 66 ( $\nu_2$ ), et dont les longueurs d'onde respectives sont approximativement  $3\ \mu$ , 15 ( $2\nu_1$ ),  $2\ \mu$ , 05 ( $3\nu_1$ ),  $1\ \mu$ , 87 ( $\nu_1 + \nu_2$ ),  $1\ \mu$ , 46 ( $2\nu_1 + \nu_2$ ),  $1\ \mu$ , 37 ( $2\nu_2$ ),  $1\ \mu$ , 16 ( $3\nu_1 + \nu_2$ ),  $1\ \mu$ , 13 ( $\nu_1 + 2\nu_2$ ),  $0\ \mu$ , 94 ( $2\nu_1 + 2\nu_2$ ),  $0\ \mu$ , 77 ( $\nu_1 + 3\nu_2$ ) et  $0\ \mu$ , 69 ( $4\nu_2$ ) [13].

**Rayonnement des gaz incandescents. — Pouvoir émissif total.**

Les premiers chercheurs (Tyndall, Rubens, Paschen) <sup>(7)</sup> se sont bornés à noter la grande analogie qui existe entre la forme de la courbe d'absorption et celle de la courbe d'émission d'un même gaz. Schmidt [2] a pu, pour le gaz carbonique, non seulement mesurer le facteur d'absorption  $\alpha_\lambda$  (fig. 4), mais aussi la brillance spectrale  $b_{\lambda T}$  et vérifier que le rapport :

$$\frac{b_{\lambda T}}{\alpha_\lambda}$$

est bien égal à la brillance spectrale du corps noir à la même température, comme le veut la loi de Kirchhoff.

Si on connaît, pour toutes les longueurs d'onde, le facteur d'absorption  $\alpha_\lambda$  d'une épaisseur donnée d'un gaz quelconque (fig. 4), on en déduira immédiatement sa courbe spectrale d'émission en multipliant toutes les ordonnées de la courbe d'émission du corps noir à la même température par les valeurs  $\alpha_\lambda$  correspondantes.

Les figures 2 et 3 donnant les résultats du calcul ainsi effectué dans le cas du gaz carbonique (épaisseurs 10 et 20 cm.) à 1.200 et 2.000° K. Sur ces figures, nous avons tracé également les courbes de rayonnement du corps noir à 1.200 et à 2.000° K <sup>(8)</sup>. Le rapprochement de ces figures montre que la bande  $4\ \mu$ , 4, qui a la plus grande importance à 1.200° K, prend une importance beaucoup moindre à 2.000° K; cela tient à ce que le rayonnement

(6) On sait que ces bandes, ainsi que les précédentes, correspondent aux fréquences d'oscillation des atomes de la molécule le long de la droite qui les joint; elles sont également résolubles en raies fines comme celles du gaz carbonique et de l'oxyde de carbone.

(7) On trouvera la bibliographie complète de ces premières mesures résumée dans le rapport au Congrès international de physique de Paris, 1900 [3].

(8) Toutes ces courbes sont tracées en valeurs relatives, le rayonnement du corps noir étant dans les deux cas ramené à la valeur 100.

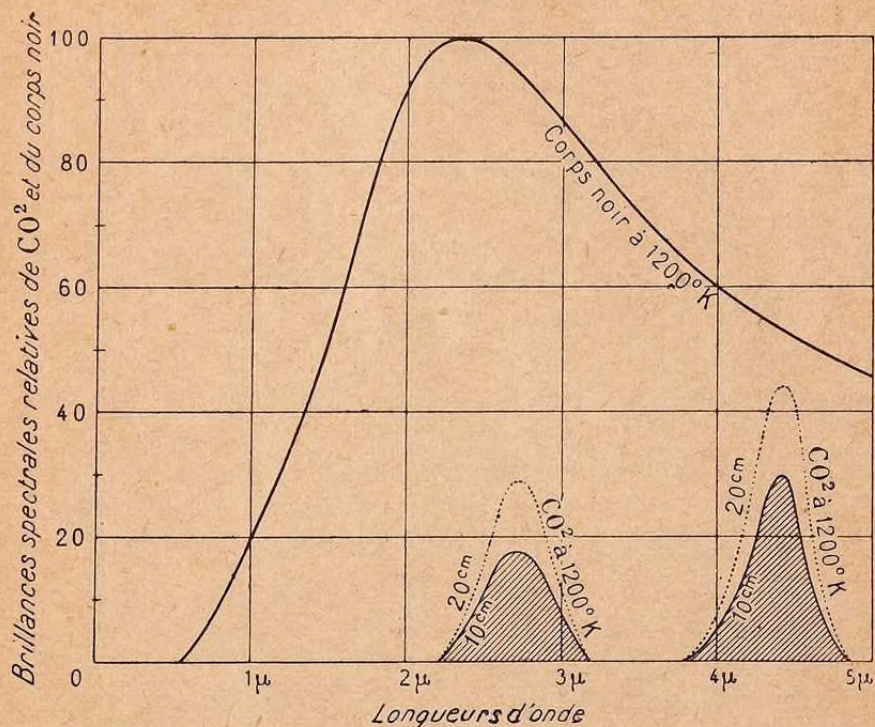


Fig. 2. — Courbes spectrales d'émission du gaz carbonique et du corps noir à 1.200° K. (La courbe en trait plein est relative à une épaisseur de CO<sub>2</sub> égale à 10 cm., celle en trait pointillé à une épaisseur de 20 cm.)

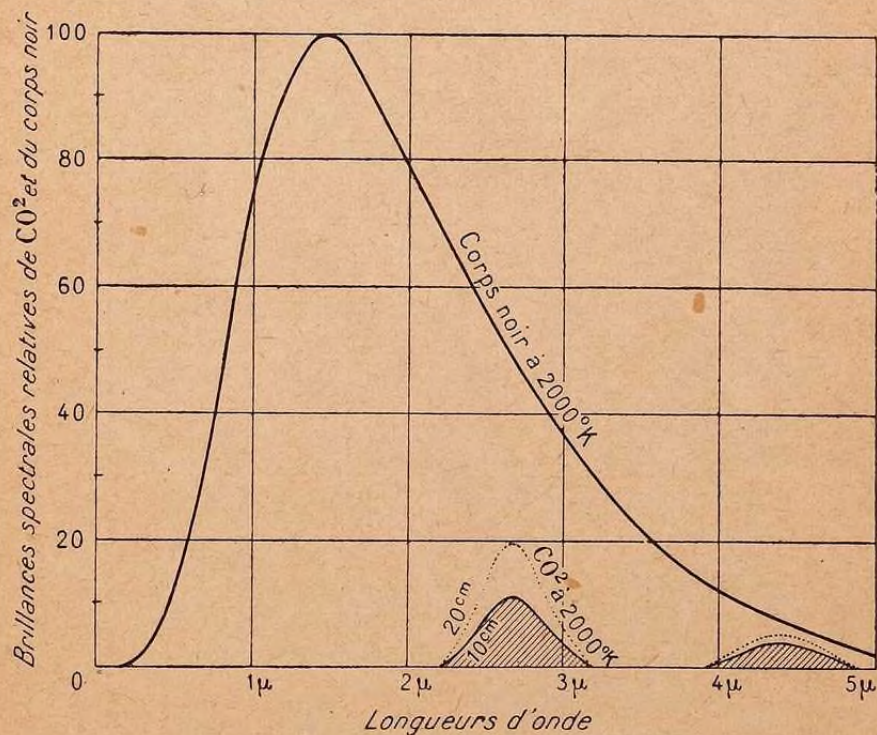


Fig. 3. — Courbes spectrales d'émission du gaz carbonique et du corps noir à 2.000° K. (La courbe du trait plein est relative à une épaisseur de CO<sub>2</sub> égale à 10 cm., celle en trait pointillé à une épaisseur de 20 cm.)

du corps noir pour les grandes longueurs d'onde diminue très rapidement lorsque la température s'élève; à 3.000° K, la bande d'émission  $4 \mu$ , 4 n'interviendrait pratiquement plus.

Pour les gaz incandescents, une donnée pratique particulièrement intéressante est la valeur du rayonnement total, ou, mieux, du pouvoir émissif total  $\epsilon_t$ , égal d'ailleurs au facteur d'absorption total  $\alpha_t$  [4]. Dans la littérature scientifique, on ne trouve sur ce sujet aucune donnée susceptible d'être interprétée directement, aussi croyons-nous devoir insister sur la façon dont se présente le calcul du pouvoir émissif total d'un gaz incandescent et fixer quelques chiffres qui permettront de se faire une idée de l'importance que prennent les phénomènes de rayonnement dans les différents types de fours qu'utilise la pratique industrielle (fours de verrerie, fours Martin, etc.) et aussi dans les quelques cas où intervient le rayonnement d'une masse gazeuse incandescente (étude des pressions des explosifs [4]).

La brillance totale  $B_T$  d'un gaz à la température  $T$  (énergie totale rayonnée par une surface extérieure de 1 centimètre carré du gaz dans un angle solide unité) est égale à la surface limitée par la courbe spectrale d'émission :

$$B_T = \int_0^\infty b_{\lambda T} \cdot d\lambda = \int_0^\infty b_{\lambda T}^0 \cdot \alpha_\lambda \cdot d\lambda$$

Le pouvoir émissif total n'est autre que le rapport entre cette brillante totale et celle ( $B_T^0$ ) du corps noir à la même température [4]; autrement dit, on peut écrire :

$$\alpha_t = \epsilon_t = \frac{B_T}{B_T^0} = \frac{\int b_{\lambda T}^0 \cdot \alpha_\lambda \cdot d\lambda}{\int b_{\lambda T}^0 \cdot d\lambda} = \frac{\sum b_{\lambda T}^0 \cdot \alpha_\lambda}{\sum b_{\lambda T}^0}$$

Le calcul de  $\alpha_t$  peut se faire en évaluant les aires comprises respectivement sous la courbe d'émission du gaz et sous la courbe d'émission du corps noir à la même température; on peut aussi effectuer le calcul en prenant des tranches spectrales égales  $\Delta\lambda$  et en évaluant les deux sommes de termes qui figurent dans le dernier rapport de l'égalité ci-dessus (\*). Le facteur d'absorption total se présentant sous forme de rapport, on peut, comme

(\*) Le pouvoir absorbant total d'un gaz dépend du rayonnement qui le traverse; il importe de bien préciser que la valeur considérée ici est relative au rayonnement du corps noir à la température du gaz.

nous l'avons fait sur les figures 2 et 3, adopter des valeurs relatives pour les brillances spectrales.

Le calcul ainsi effectué pour une épaisseur de gaz carbonique de 10 centimètres, à 1.200° K, nous a fourni la valeur  $\epsilon_t = 0,072$ ; ce qui revient à dire que le gaz carbonique à 1.200° K a un rayonnement calorifique total égal à 7 p. 100 seulement du rayonnement du corps noir à la même température.

Pour une épaisseur de gaz égale à 20 centimètres à 1.200° K, on trouve :  $\epsilon_t = 0,105$  <sup>(10)</sup>.

Si l'on passe à 2.000° K, l'importance de la bande 4  $\mu$ , 4 diminue notablement; on doit donc s'attendre à un pouvoir émissif moins élevé qu'à 1.200° K. Le calcul donne en effet, pour une épaisseur de gaz carbonique de 10 centimètres :  $\epsilon_t = 0,035$ . On se rend compte, d'ailleurs, que pour des températures plus élevées, le pouvoir émissif total décroîtrait encore de façon sensible au fur et à mesure que le maximum d'émission du corps noir se déplace vers les courtes longueurs d'onde.

Pour l'oxyde de carbone les calculs et conclusions se présenteraient de façon identique.

Dans le cas de la vapeur d'eau, les calculs sont beaucoup plus complexes du fait du grand nombre de bandes d'absorption, mais nous pouvons néanmoins prévoir que les conclusions ci-dessus restent encore valables. Nous préciserons d'ailleurs par des mesures directes les ordres de grandeur des pouvoirs émissifs totaux de la vapeur d'eau.

### *Température de radiation d'une flamme. — Sa mesure directe.*

La température de radiation d'une source est, par définition, la température du corps noir qui aurait même rayonnement total; nous la désignerons par  $T_R$ . Il résulte de cette définition que la brillance totale de la source peut s'écrire, sous l'une des formes suivantes, en appelant  $T$  la température vraie de la source :

$$B_T = \sigma T_R^4 = \alpha_t \cdot \sigma \cdot T^4$$

( $\sigma$ , constante du rayonnement total), d'où l'on déduit la relation :

$$T_R^4 = \alpha_t \cdot T^4$$

---

(10) Remarquons que le facteur d'absorption total ne varie pas en fonction de l'épaisseur, comme nous l'avons indiqué plus haut pour le facteur d'absorption monochromatique.

De cette dernière relation, on peut déduire la température de radiation connaissant la température vraie et le pouvoir émissif total ou, inversement, la connaissance de la température vraie et de la température de radiation permettra le calcul du pouvoir émissif total.

Nous avons, pour les diverses températures et pour des épaisseurs 10 et 20 centimètres de gaz carbonique, calculé les températures de radiation correspondantes; on les trouvera dans le tableau I.

La température de radiation est d'ailleurs la grandeur directement accessible à la mesure physique; elle est fournie par le pyromètre à radiation totale [1]. Nous donnons plus loin les résultats de mesures personnelles de la température de radiation effectuées sur diverses sources. Il nous paraît utile de bien préciser ici les conditions que doit remplir un pyromètre à radiation totale pour donner des mesures correctes.

Si l'on se reporte à ce que nous avons dit au sujet du gaz carbonique (fig. 2), on se rend compte de la nécessité d'utiliser dans le pyromètre une lentille très transparente dans l'infrarouge; il importe en effet que les radiations de l'ordre de  $4\ \mu$  ne soient pas absorbées et, pour cela, il convient d'utiliser une lentille de fluorine qui laisse passer toutes les radiations jusqu'à  $8\ \mu$  <sup>(1)</sup> ou une lentille de sel gemme, encore plus transparente; une lentille de verre ou de quartz, très absorbante dans la région  $4\ \mu$ , donnerait des valeurs erronées.

Si l'on veut en outre faire porter les mesures sur une zone de faible étendue (2 mm. environ) il est nécessaire d'adopter une lentille objectif de grande distance focale et un récepteur thermo-électrique de faible diamètre. Les caractéristiques de l'instrument qui a servi à nos mesures sont les suivantes : distance focale :  $f = 20$  centimètres; tirage de l'instrument : 33 centimètres; distance de visée (fixe) : 45 à 50 centimètres; diamètre du disque récepteur : 1 millimètre; diamètre visé sur la source : 1 mm. 5; le pyromètre avait été, comme à l'ordinaire, gradué sur le corps noir à diverses températures connues.

---

(1) Si l'on excepte les basses températures (inférieures à 1.000° K) pour lesquelles le rayonnement de longueur d'onde supérieur à  $8\ \mu$  intervient encore pratiquement, les mesures fournies par une lentille de fluorine sont parfaitement correctes.

*Pouvoir émissif total et température de radiation  
de quelques flammes non éclairantes.*

Les résultats de nos mesures sont reproduits dans le tableau I. En dehors des valeurs déjà signalées pour le gaz carbonique, figurent les valeurs relatives à une flamme d'hydrogène de diamètre 1 cm. 5 brûlant dans l'air. La mesure directe a fourni pour la température de radiation  $600^{\circ}$  K, ce qui correspond à un pouvoir émissif total 0,005. Des mesures analogues ont été effectuées sur la flamme d'un bec Méker rond, de diamètre 4 centimètres et sur celle d'un bec Méker rectangulaire, dans le sens de la largeur (1 cm. 5) et dans le sens de la longueur (9 cm. 5). On remarquera que les pouvoirs émissifs totaux dans ces différents cas sont extrêmement faibles.

L'accroissement de l'épaisseur du gaz ou de la flamme qui rayonne entraîne évidemment une augmentation du pouvoir émissif total, mais, pour une épaisseur infinie, le pouvoir émissif total ne tend pas vers l'unité. Si l'on se reporte, en effet, à la figure 2, une épaisseur infinie de gaz carbonique eût fourni des courbes d'émission analogues à celles tracées pour 10 et 20 centimètres, mais dont l'ordonnée maximum se trouverait être égale à celle du corps noir, sans toutefois que les limites extrêmes des deux bandes d'émission s'écartent sensiblement de celles indiquées sur la figure; pour toutes les longueurs d'onde pour lesquelles l'absorption est pratiquement nulle, même sous une très grande épaisseur, il n'y a aucune émission correspondante et le pouvoir émissif total doit rester nécessairement très inférieur à l'unité.

*Rayonnement des flammes éclairantes.*

RAYONNEMENT VISIBLE. TEMPÉRATURES DE BRILLANCE ET DE COULEUR. — Les flammes éclairantes se distinguent de celles étudiées précédemment en ce qu'elles possèdent une émission dans le spectre visible; ces flammes sont en général obtenues par la combustion, dans l'air, d'hydrocarbures riches en carbone (bougie, flamme de pétrole, lampe à pentane, lampe étalon Hefner à acétate d'amylo).

L'émission visible est due ici à la présence d'une grande quantité de particules de carbone libres portées à l'incandescence au sein de la flamme; il semble bien que, dans toutes les flammes étudiées jusqu'ici, ces particules se comportent de façon

TABLEAU I. — Pouvoir émissif total et température de radiation de divers gaz incandescents et flammes non éclairantes (1).

(Les températures sont indiquées en degrés Kelvin.)

| GAZ OU FLAMMES                                | TEMPÉRATURE<br>vraie | ÉPAISSEUR<br>en<br>centimètres | POUVOIR<br>émissif<br>total | TEMPÉRATURE DE RADIATION |                                      |                                       |                                |
|-----------------------------------------------|----------------------|--------------------------------|-----------------------------|--------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|--------------------------------|
|                                               |                      |                                |                             | Flamme seule             | Lame<br>de platine<br>dans la flamme | Lame<br>de graphite<br>dans la flamme | Noir defumée<br>dans la flamme |
| Gaz carbonique (pression atmosphérique).....  | 1.200° K             | 10                             | 0,072 (2)                   | 620° K                   | »                                    | »                                     | »                              |
| Gaz carbonique (pression atmosphérique) ..... | 1.200° K             | 20                             | 0,105 (2)                   | 680° K                   | »                                    | »                                     | »                              |
| Gaz carbonique (pression atmosphérique).....  | 2.000° K             | 10                             | 0,035 (2)                   | 860° K                   | »                                    | »                                     | »                              |
| Flamme H <sup>2</sup> dans l'air .....        | 2.200° K (?)         | 1,5                            | 0,005                       | 600° K (3)               | 1.060° K (3)                         | 1.170° K (3)                          | 800° K (3)                     |
| Flamme H <sup>2</sup> + O.....                | 3.100° K (?)         | 1,5                            | 0,0025                      | 660° K (3)               | »                                    | »                                     | »                              |
| Bec Meker rond.....                           | 2.050° K             | 4                              | 0,011                       | 670° K (3)               | 950° K (3)                           | 1.130° K (3)                          | »                              |
| Bec Meker rectangulaire .....                 | 2.050° K             | 1,5                            | 0,008                       | 620° K (3)               | »                                    | »                                     | »                              |
| Bec Meker rectangulaire .....                 | 2.050° K             | 9,5                            | 0,025                       | 810° K (3)               | »                                    | »                                     | »                              |

(1) Calculs ou mesures personnels, non publiés.  
(2) Calculés à partir des données sur l'absorption de CO<sub>2</sub> dans l'infra rouge (fig. 1, 2, 3).  
(3) Températures mesurées directement au moyen du pyromètre à radiation totale.

sensiblement analogue; leur facteur d'absorption monochromatique  $\alpha$  va en décroissant de façon continue du violet au rouge et à l'infrarouge, comme c'est le cas d'ailleurs pour le carbone solide sous ses diverses formes et pour tous les solides en général [1].

La flamme de l'étalon Hefner, facile à reproduire dans des conditions sensiblement identiques, a été l'objet de nombreuses études très concordantes. Le facteur d'absorption  $\alpha$  de la flamme, étudié avec soin par Becker [5], puis par Senthleben et Bénédic [6], peut être représenté très fidèlement dans le spectre visible par l'expression suivante :

$$\alpha_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} = 0,0820 \cdot \lambda^{-1,4}$$

Pour les extrémités du spectre visible, on trouve 0,237 et 0,140 respectivement pour les longueurs d'onde 0  $\mu$ , 470 et 0  $\mu$ , 700. La température vraie de la partie la plus chaude de la flamme, mesurée par une méthode directe (conférence précédente), a été trouvée égale à 1.675° K. Les températures de brillance, calculées à partir de cette température vraie et des valeurs des pouvoirs émissifs, s'accordent bien avec celles que donne un pyromètre optique monochromatique pointé directement sur la flamme. Ces valeurs sont indiquées dans le tableau II.

En ce qui concerne la température de couleur de cette flamme, les mesures anciennes d'Angström et Leder [7], confirmées par un travail récent de Valentiner et Rössiger [8], fournissent une répartition spectrale s'accordant très exactement avec celle du corps noir à la température 1.840° K. La brillance spectrale  $b_{\lambda}$  de la flamme dans le spectre visible peut se représenter par l'une ou l'autre des expressions suivantes, la première mettant en évidence la température de couleur, la seconde la température vraie et la relation entre le facteur d'absorption et la longueur d'onde :

$$b_{\lambda} = 0,01585 \lambda^5 e^{-\frac{14300}{1840 \cdot \lambda}} = 0,700 \lambda^{-6,4} e^{-\frac{14300}{1675 \cdot \lambda}}$$

Il nous a paru utile d'étudier l'influence de l'épaisseur de la flamme sur les valeurs des températures de brillance et de couleur; nous avons effectué les calculs sur une épaisseur de flamme constituée par quatre flammes étalons superposées; les valeurs calculées dans le tableau II montrent que les températures de brillance, aussi bien que la température de couleur, se rapprochent de la température vraie au fur et à mesure que l'épaisseur croît; on peut d'ailleurs prévoir ici, comme pour toutes les

TABLEAU II. — Températures et rayonnement de quelques flammes éclairantes.  
(Les températures sont exprimées en degrés Kelvin.)

| FLAMMES                         | TEMPÉRATURE<br>vraie<br>$T$ | TEMPÉRATURE<br>de brillance<br>(max.)<br>$S$ (0,65 $\mu$ ) | TEMPÉRATURE<br>de brillance<br>(max.)<br>$S$ (0,47 $\mu$ ) | POUVOIR<br>émissif<br>dans<br>le rouge<br>$\epsilon$ (0,65 $\mu$ ) | POUVOIR<br>émissif<br>dans<br>le violet<br>$\epsilon$ (0,47 $\mu$ ) | TEMPÉRATURE<br>de<br>couleur<br>(moyenne)<br>$T_c$ | TEMPÉRATURE<br>de<br>radiation<br>$T_R$ | POUVOIR<br>émissif<br>total |
|---------------------------------|-----------------------------|------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------|-----------------------------------------|-----------------------------|
| Étalon Hefner.....              | 1.675° K                    | 1.490° K                                                   | 1.550° K                                                   | 0,150                                                              | 0,237                                                               | 1.840° K                                           | 860° K (1)                              | 0,071 (1)                   |
| 4 étalons Hefner superposés.... | 1.675° K                    | 1.590° K (1)                                               | 1.640° K (1)                                               | 0,48 (1)                                                           | 0,67 (1)                                                            | 1.795° K (1)                                       | »                                       | »                           |
| 8 étalons Hefner superposés.... | 1.675° K                    | »                                                          | »                                                          | 0,74 (1)                                                           | 0,92 (1)                                                            | »                                                  | »                                       | »                           |
| Bougie.....                     | 1.695° K                    | 1.510° K (1)                                               | »                                                          | »                                                                  | »                                                                   | 1.930° K                                           | 880° K (1)                              | 0,070 (1)                   |
| 2 bougies superposées.....      | 1.695° K                    | 1.600° K (1)                                               | »                                                          | »                                                                  | »                                                                   | »                                                  | 1.000° K (1)                            | 0,116 (1)                   |
| Pétrole (mèche ronde).....      | »                           | 1.530° K                                                   | »                                                          | »                                                                  | »                                                                   | 1.920° K                                           | »                                       | »                           |
| Pétrole (mèche plate).....      | »                           | 1.500° K                                                   | »                                                          | »                                                                  | »                                                                   | 2.055° K                                           | »                                       | »                           |
| Acétylène :                     |                             |                                                            |                                                            |                                                                    |                                                                     |                                                    |                                         |                             |
| Étalon Eastman Kodak...         | »                           | 1.730° K                                                   | »                                                          | »                                                                  | »                                                                   | 2.360° K                                           | »                                       | »                           |
| Étalon "Crescent Aero".         | »                           | »                                                          | »                                                          | »                                                                  | »                                                                   | 2.450° K                                           | »                                       | »                           |

(1) Calculs ou mesures personnels, non publiés. — Les autres nombres, à l'exception de ceux relatifs à l'étalon Hefner, ont été empruntés à *Hyde et Forsythe*. Transact. Illum. Eng. Soc. **46**. 419. 1921.

flammes contenant des particules de carbone qui fournissent un spectre continu, que, pour une épaisseur infinie, les pouvoirs émissifs tendent vers l'unité <sup>(12)</sup> et l'émission doit se trouver identique à celle d'un corps noir de même température que la flamme <sup>(13)</sup>.

On trouvera d'autres indications sur diverses flammes dans le tableau II; on y remarquera que, dans le cas du pétrole, une mèche ronde, qui fournit une flamme d'épaisseur deux fois plus grande qu'une mèche plate, donne une température de brillance plus élevée que celle fournie par la mèche plate, alors que la température de couleur est plus faible. Tout ceci est bien en accord avec ce que nous venons d'indiquer plus haut.

L'étude de l'émission de la flamme d'acétylène dans le spectre visible présente un intérêt tout particulier. On sait en effet que cette flamme est utilisée dans un grand nombre de mesures (sensitométrie photographique) comme source étalon de répartition spectrale connue; les mesures de Hyde, Forsythe et Cady [9] ont fourni des valeurs assez différentes : 2.360 et 2.430° K respectivement pour deux étalons distincts. Il semble bien, d'après les remarques faites ci-dessus, que ces différences tiennent en grande partie à la différence d'épaisseur des deux flammes.

RAYONNEMENT CALORIFIQUE TOTAL. — On trouvera dans le tableau II les résultats des mesures de rayonnement total (température de radiation et pouvoir émissif total) effectuées sur quelques flammes éclairantes : étalon Hefner, une bougie, deux bougies superposées. Bien qu'il s'agisse de flammes de faible épaisseur, le pouvoir émissif total possède, dans ces flammes, une valeur relativement élevée, d'une part par rapport aux flammes non éclairantes <sup>(14)</sup>, d'autre part si l'on considère que, pour les corps solides en général, le pouvoir émissif total a des valeurs assez faibles (platine 0,10 à 0,15 environ [1]). Nous allons d'ailleurs nous étendre plus longuement sur ce point. Notons encore que le pouvoir émissif total doit tendre vers l'unité si l'épaisseur de la flamme croît indéfiniment.

(12) On remarquera (tableau II) que, pour 8 étalons superposés (épaisseur totale : 5 cm. environ), les pouvoirs émissifs monochromatiques sont déjà très élevés : 0,92 dans le violet.

(13) Ceci résulte, on s'en rendra compte aisément, du fait que le facteur de réflexion est pratiquement nul pour une telle flamme (conférence précédente).

(14) Deux bougies, d'épaisseur totale inférieure à 3 centimètres, donnent un pouvoir émissif total de 0,12 alors qu'un bec Méker rond, de même épaisseur de flamme, donne un pouvoir émissif total de 0,011, c'est-à-dire 10 fois plus faible.

*Introduction de particules solides dans une flamme.*

Nous venons de voir que les flammes éclairantes possèdent un pouvoir émissif total très nettement supérieur à celui des flammes non éclairantes. Le fait est dû, sans nul doute, à la présence, dans les premières flammes, de particules solides de carbone, lesquelles, non seulement amènent une production de rayonnement visible, mais accroissent aussi très sensiblement le rayonnement infrarouge <sup>(15)</sup>. Pour répondre à une question posée récemment au Comité français de l'éclairage et du chauffage, nous avons été amené à étudier systématiquement l'influence de solides ou de particules solides de carbone disposées au sein d'une flamme.

En ce qui concerne l'introduction d'un solide dans une flamme, on peut en prévoir les résultats. Si un fragment solide de dimensions sensibles (lame de platine ou de graphite) est introduit dans une flamme non éclairante et s'il prend la température de la flamme, on passera en fait du pouvoir émissif de la flamme non éclairante à celui de la lame introduite; en réalité, comme nous l'avons vu dans notre précédente conférence, en raison précisément de son rayonnement, une telle lame se trouve toujours portée à une température inférieure à celle de la flamme; néanmoins, l'expérience montre que l'émission totale de cette lame se trouve être toujours très nettement supérieure à celle de la flamme seule. Dans le tableau I, nous avons reproduit les températures de radiation mesurées directement au pyromètre à radiation sur une lame de platine et une lame de graphite (hauteur 6 mm. environ) plongées dans une flamme d'hydrogène brûlant dans l'air ou dans la flamme d'un bec Méker rond (diamètre 4 cm.). Les nombres reproduits dans le tableau montrent que pour la flamme d'hydrogène le rayonnement total de la lame de platine est dix fois plus élevé que celui de la flamme seule; pour une lame de graphite, le rayonnement est quinze fois plus élevé. De même, dans la flamme du bec Méker, l'introduction d'une lame de platine ou de graphite accroît le rayonnement total respectivement quatre et huit fois.

Nous avons également réalisé pratiquement l'introduction de particules de noir de fumée dans une flamme; cette introduction pourrait être obtenue, comme on l'a proposé, en ajoutant

---

(15) Dans l'infrarouge, à l'émission du carbone solide, se superposent les bandes d'émission de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$  et  $\text{H}_2\text{O}$  contenus dans la flamme.

au gaz qui alimente la flamme des hydrocarbures riches en carbone et susceptibles de brûler incomplètement en produisant un excès de carbone libre dans la flamme. L'interprétation des mesures effectuées dans de telles conditions serait un peu délicate, les corps ajoutés aux gaz combustibles de la flamme intervenant eux aussi au point de vue calorifique. Nous avons préféré introduire physiquement des particules très fines de noir de fumée en faisant circuler les gaz d'alimentation de la flamme dans un récipient où l'on produisait artificiellement, par agitation énergique, une suspension de légères particules de noir de fumée bien desséché. Les mesures de température de radiation de la flamme ainsi modifiée montrent (dernière colonne du tableau I) un accroissement extrêmement sensible du pouvoir émissif total. Il convient de remarquer que l'introduction de telles particules dans une flamme, ayant pour effet d'accroître le rayonnement total de la flamme, doit entraîner un abaissement de sa température et que l'addition de quantités croissantes de particules de carbone dans la flamme doit, de ce fait, conduire, pour une quantité optimum, à un maximum de l'émission totale de la flamme. Nos mesures, non encore terminées, montrent un accroissement du pouvoir émissif dans le rapport de 1 à 3 sans que nous ayons pu atteindre jusqu'ici la valeur maxima du rayonnement total.

Il est donc hors de doute que l'addition de particules solides dans une flamme augmente de façon extrêmement sensible le rayonnement total de cette flamme.

« Est-il possible d'accroître le rendement d'un four à flamme par introduction de particules solides dans la flamme? » Telle est la deuxième question posée par le Comité français de l'éclairage et du chauffage. Il ne semble pas douteux que ce rendement doive être accru; toutefois, il ne peut l'être de façon sensible que si, dans le four considéré, le rayonnement total des gaz incandescents vers les parois du four est susceptible de prendre une part importante par rapport aux quantités de chaleur échangées entre les gaz et les parois, par conductibilité ou convection calorifiques.

Il nous est difficile de donner à ce sujet des indications quantitatives précises; les conditions peuvent être en effet très différentes d'un four à l'autre [41].

L'amélioration du rendement semble d'ailleurs devoir être d'autant plus élevée que les gaz sont portés à plus haute température, d'une part en raison du fait que le rayonnement inter-

vient par rapport à la conductibilité d'autant plus que la température est plus élevée, et d'autre part du fait que les particules solides introduites dans la flamme doivent probablement, comme c'est le cas pour les solides eux-mêmes [1], avoir un pouvoir émissif total qui croît assez rapidement avec la température alors que, pour les gaz incandescents sans particules solides, le pouvoir émissif total, comme nous l'avons vu, décroît lorsque la température augmente.

L'amélioration de rendement sera également plus élevée au début de la chauffe, lorsque la différence de température entre les gaz et le bain est très marquée.

*Importance des pertes par rayonnement dans une flamme  
ou dans un gaz incandescent.*

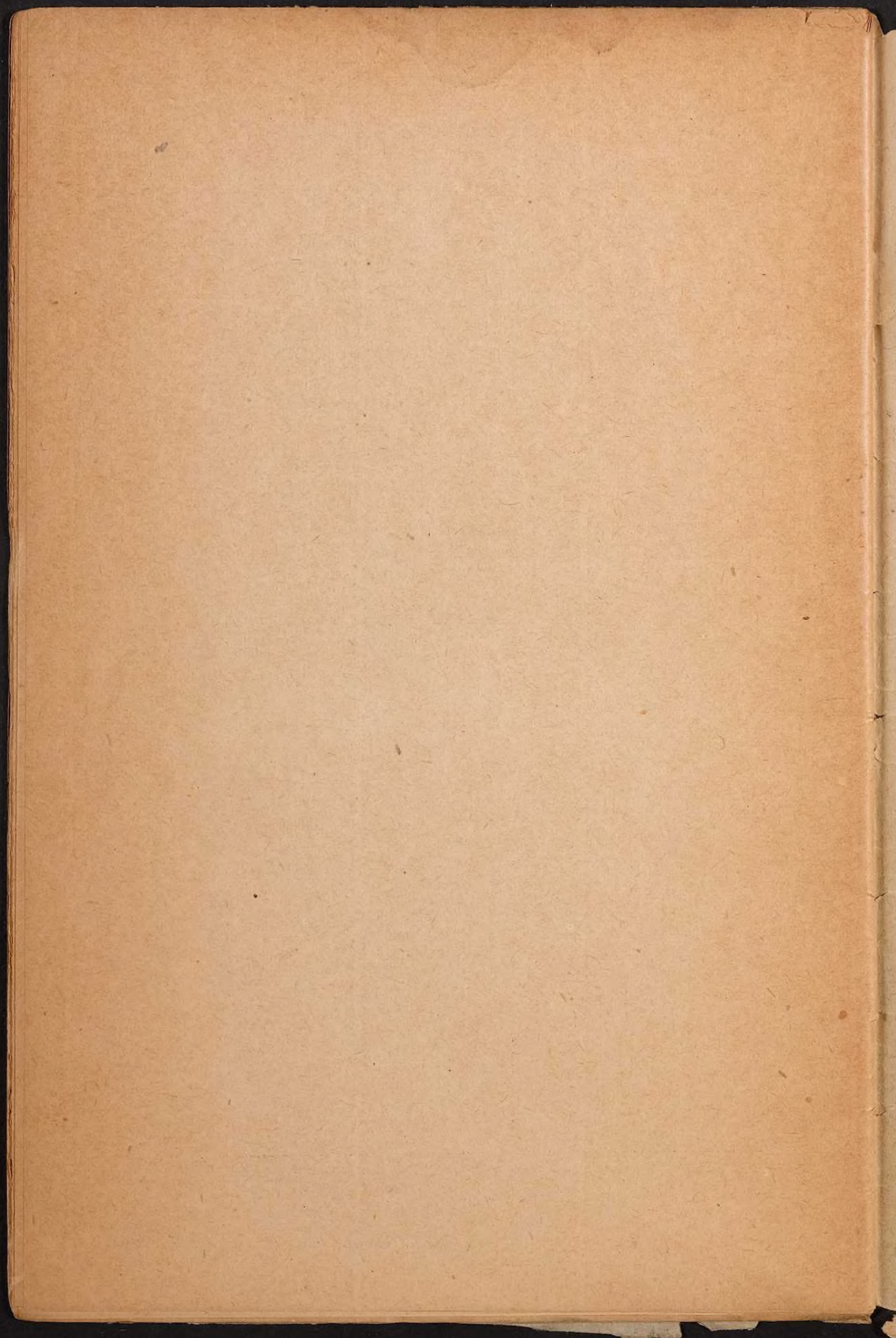
Les nombres donnés plus haut pour les pouvoirs émissifs totaux permettront également dans chaque cas d'évaluer l'importance relative des pertes de chaleur par rayonnement au sein d'une flamme ou d'un gaz incandescent.

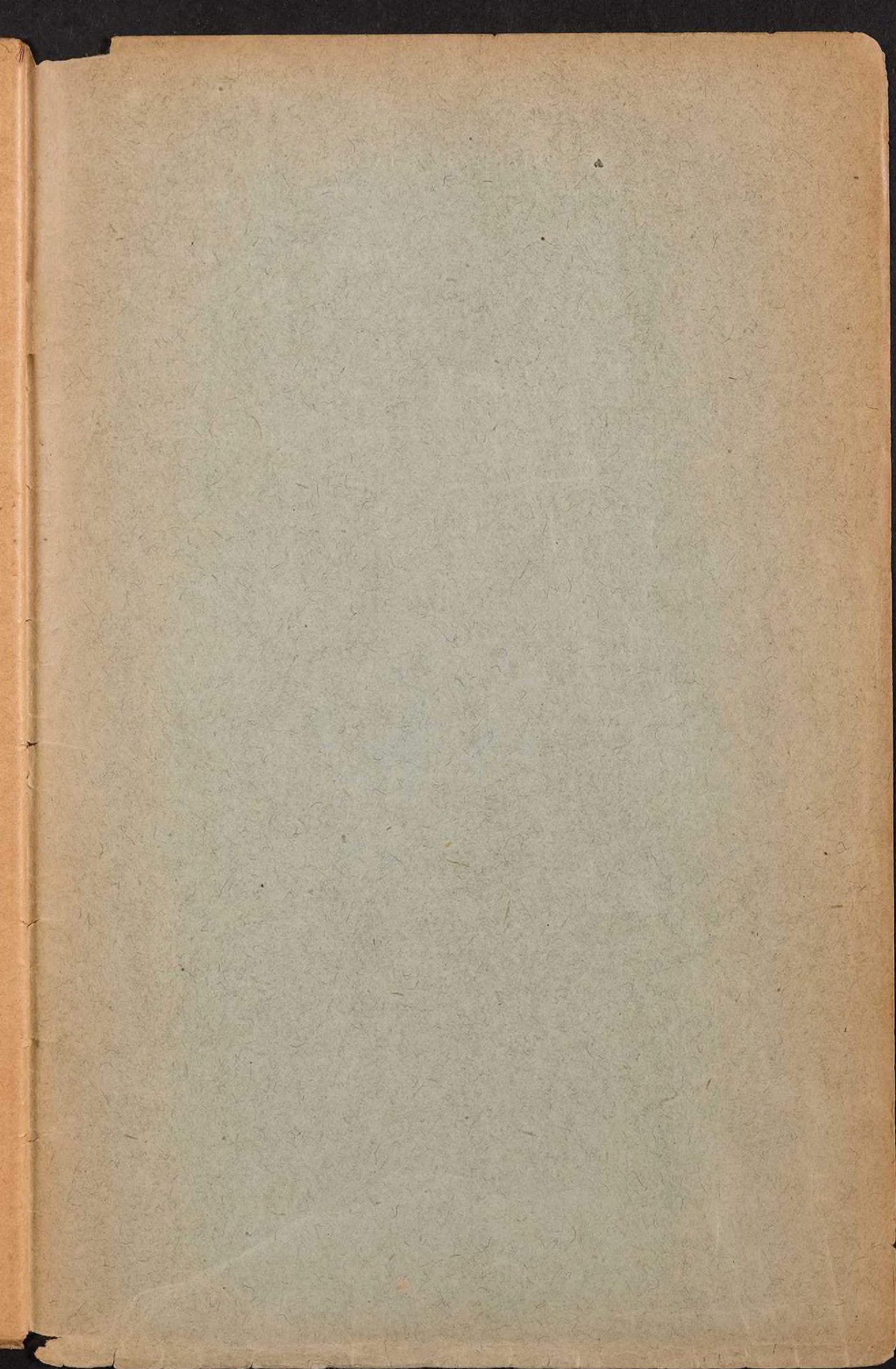
Muraour [4] s'est posé récemment la question en ce qui concerne les pertes de chaleur *par rayonnement* au sein des gaz incandescents provenant de l'explosion d'un explosif en vase clos. Les valeurs données ci-dessus conduisent à des pertes calorifiques très nettement inférieures à celles admises par l'auteur dans son mémoire.

---

## BIBLIOGRAPHIE

1. RIBAUD. — Conférence faite au Conservatoire national des arts et métiers le 3 mai 1929. Hermann, édit.
2. SCHMIDT. — *Annalen der Physik*, 42, p. 447 (1913).
3. Congrès international de physique, Paris, 1900, II, p. 120. Gauthier-Villars, édit.
4. MURAOUR. — Mémorial de l'Artillerie française, III, p. 373 (1924).
5. BECKER. — *Annalen der Physik*, 28, p. 1017 (1909).
6. SENFTLEBEN et BENEDICT. — *Annalen der Physik*, 60, p. 297 (1919).
7. ANGSTRÖM. — *Phys. Review*, 17, p. 302 (1903). — LEDER, *Annalen der Physik*, 24, p. 319 (1907).
8. VALENTINER et RÖSSIGER. — *Annalen der Physik*, 76, p. 785 (1925).
9. HYDE. — *Journ. Franklin Institute*, 170, p. 30 (1910).
10. HYDE, FORSYTHE et CADY. — *Phys. Review*, 14, p. 379 (1919).
11. Se reporter à la Conférence faite au Conservatoire national des arts et métiers le 27 mai 1930<sup>13.743</sup>. Roger MARTIN, « Les récents progrès de l'emploi des combustibles liquides au chauffage des fours ».
12. BURMEISTER. — *Verhand. deutsch. phys. Gesell.*, 15, p. 608 (1913).
13. HETTNER. — *Zeitsch. für Physik*, 1, p. 351 (1920).





DES PUBLICATIONS DE LA LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE HERMANN ET C<sup>ie</sup>

CONFÉRENCES FAITES EN 1930 AU CONSERVATOIRE  
NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS

CONFÉRENCES D'ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUS-  
TRIELLES FAITES EN 1929 AU CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS,  
PAR MM.

Un volume in-8° raisin de 270 pages, avec de nombreuses figures dans le  
texte ..... 35 francs.

[illegible]

|                                                                   |    |   |
|-------------------------------------------------------------------|----|---|
| E. BLOCH. — L'ancienne et la nouvelle théorie des quanta.....     | 90 | » |
| A. DEFRETIN. — Cours d'électricité industrielle :                 |    |   |
| Tome I : L'électricité dans la science de l'ingénieur.....        | 95 | » |
| GAY. — Cours de chimie physique :                                 |    |   |
| Tome I.....                                                       | 85 | » |
| P.-J. RICHARD. — La gamme. Introduction à l'étude de la musique.. | 28 | » |

15.743. — Bordeaux, Imprimerie Cadoret, 3, place Saint-Christoly. — 1930.