

## Conditions d'utilisation des contenus du Conservatoire numérique

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

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

Leur réutilisation s'inscrit dans le cadre de la loi 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 BIBLIOGRAPHIQUE

NOTICE DE LA REVUE	
Auteur(s) ou collectivité(s)	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Auteur(s)	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 193.-195.
Nombre de volumes	125
Cote	CNAM-BIB P 1329-B et P 1329-C
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Note	La collection comporte des lacunes : n°24; n°58; n°63; n°67; n°76-n°77
Notice complète	<a href="https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL?PPN=261820893&amp;RELTYPE=NT">https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL?PPN=261820893&amp;RELTYPE=NT</a>
Permalien	<a href="https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C">https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C</a>
LISTE DES VOLUMES	
	<a href="#">N°25 (1936)</a>
	<a href="#">N°26 (1937)</a>
	<a href="#">N°27 (1937)</a>
	<a href="#">N°28 (1937)</a>
	<a href="#">N°29 (1938)</a>
	<a href="#">N°30 (1939)</a>
	<a href="#">N°31 (1936)</a>
	<a href="#">N°32 (1938)</a>
	<a href="#">N°33 (1938)</a>
	<a href="#">N°34 (1938)</a>
	<a href="#">N°35 (1938)</a>
	<a href="#">N°36 (1938)</a>
	<a href="#">N°37 (1938)</a>
	<a href="#">N°38 ( 1938)</a>
	<a href="#">N°39 (1938)</a>
	<a href="#">N°40 (1939)</a>
	<a href="#">N°41 (1939)</a>
	<a href="#">N°42 (1939)</a>
	<a href="#">N°43 (1939)</a>
	<a href="#">N°44 (1939)</a>
	<a href="#">N°45 (1938)</a>
	<a href="#">N°46 (1940)</a>
	<a href="#">N°47 (1940)</a>
	<a href="#">N°48 (1940)</a>
	<a href="#">N°49 (1940)</a>
	<a href="#">N°50 (1940)</a>
	<a href="#">N°51 (1941)</a>
	<a href="#">N°52 (1941)</a>
VOLUME TÉLÉCHARGÉ	<a href="#">N°53 (1941)</a>
	<a href="#">N°54 (1941)</a>
	<a href="#">N°55 (1942)</a>
	<a href="#">N°56 (1942)</a>
	<a href="#">N°57 (1942)</a>
	<a href="#">N°59 (1942)</a>

	<a href="#">N°60 (1941)</a>
	<a href="#">N°61 (1942)</a>
	<a href="#">N°62 (1943)</a>
	<a href="#">N°64 (1943)</a>
	<a href="#">N°65 (1943)</a>
	<a href="#">N°66 (1943)</a>
	<a href="#">N°68 (1943)</a>
	<a href="#">N°69 (1943)</a>
	<a href="#">N°70 (1943)</a>
	<a href="#">N°71 (1943)</a>
	<a href="#">N°72 (1944)</a>
	<a href="#">N°73 (1943)</a>
	<a href="#">N°74 (1944)</a>
	<a href="#">N°75 (1944)</a>
	<a href="#">N°78 (1944)</a>
	<a href="#">N°79 (1944)</a>
	<a href="#">N°80 (1944)</a>
	<a href="#">N°81 (1944)</a>
	<a href="#">N°82 (1944)</a>
	<a href="#">N°83 (1944)</a>
	<a href="#">N°84 (1944)</a>
	<a href="#">N°85 (1944)</a>
	<a href="#">N°86 (1945)</a>
	<a href="#">N°87 (1945)</a>
	<a href="#">N°88 (1945)</a>
	<a href="#">N°89 (1945)</a>
	<a href="#">N°90 (1945)</a>
	<a href="#">N°91 (1945)</a>
	<a href="#">N°92 (1945)</a>
	<a href="#">N°93 (1945)</a>
	<a href="#">N°94 (1945)</a>
	<a href="#">N°95 (1946)</a>
	<a href="#">N°96 (1946)</a>
	<a href="#">N°97 (1946)</a>
	<a href="#">N°98 (1944)</a>
	<a href="#">N°99 (1945)</a>
	<a href="#">N°100 (1945)</a>
	<a href="#">N°101 (1946)</a>
	<a href="#">N°102 (1946)</a>
	<a href="#">N°103 (1946)</a>
	<a href="#">N°104 (1946)</a>
	<a href="#">N°105 (1946)</a>
	<a href="#">N°106 (1946)</a>
	<a href="#">N°107 (1947)</a>
	<a href="#">N°108 (1947)</a>
	<a href="#">N°109 (1947)</a>
	<a href="#">N°110 et 111 (1947)</a>
	<a href="#">N° 112 (1947)</a>
	<a href="#">N° 113 (1947)</a>
	<a href="#">N° 114 (1947)</a>
	<a href="#">N° 115 (1947)</a>
	<a href="#">N° 116 (1947)</a>
	<a href="#">N° 117 (1947)</a>
	<a href="#">N° 118 (1948)</a>
	<a href="#">N° 119 (1948)</a>
	<a href="#">N° 120 (1948)</a>
	<a href="#">N° 121 (1948)</a>
	<a href="#">N° 122 (1947)</a>

	<a href="#">N° 123 (1948)</a>
	<a href="#">N° 124 (1948)</a>
	<a href="#">N° 125 (1948)</a>
	<a href="#">N° 126 (1948)</a>
	<a href="#">N° 127 (1948)</a>
	<a href="#">N° 128 (1948)</a>
	<a href="#">N° 129 (1948)</a>
	<a href="#">N° 130 (1949)</a>
	<a href="#">N° 131 (1949)</a>
	<a href="#">N° 132 (1949)</a>
	<a href="#">N° 133 (1948)</a>
	<a href="#">N° 134 (1949)</a>
	<a href="#">N° 135 (1948)</a>
	<a href="#">N° 136 (1949)</a>
	<a href="#">N° 137 (1950)</a>
	<a href="#">N° 138 (1950)</a>
	<a href="#">N° 139 (1950)</a>
	<a href="#">N° 140 (1950)</a>
	<a href="#">N° 141 (1950)</a>
	<a href="#">N° 142 (1948)</a>
	<a href="#">N° 143 (1950)</a>
	<a href="#">N° 144 (1950)</a>
	<a href="#">N° 145 (1951)</a>
	<a href="#">N° 146 (1951)</a>
	<a href="#">N° 147 (1951)</a>
	<a href="#">N° 148 (1951)</a>
	<a href="#">N° 149 (1951)</a>
	<a href="#">N° 150 (1951)</a>
	<a href="#">N° 151 (1951)</a>
	<a href="#">N° 152 (1951)</a>
	<a href="#">N° 153 (1952)</a>
	<a href="#">N° 154 (1952)</a>
	<a href="#">N° 155 (1952)</a>

<b>NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ</b>	
Auteur(s) volume	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Volume	<a href="#">N°53 (1941)</a>
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 1941
Collation	1 vol. (p. [418-432]) : ill. ; 32 cm
Nombre de vues	20
Cote	CNAM-BIB P 1329-B (29)
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Thématique(s)	Histoire du Cnam
Typologie	Revue
Langue	Anglais Français
Date de mise en ligne	10/04/2025
Date de génération du PDF	07/02/2026
Recherche plein texte	Disponible
Notice complète	<a href="https://www.sudoc.fr/039014541">https://www.sudoc.fr/039014541</a>
Permalien	<a href="https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B.29">https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B.29</a>



...



P1329-B

8° Rev. 107 (30)

RÉPUBLIQUE FRANÇAISE  
LABORATOIRE D'ESSAIS



CONSTITUTION ET MAGNÉTISME  
DES MÉTAUX

*Par M. Fallot*

PUBLICATION N° 53

(Extrait de la Revue Scientifique)  
T. 79 P. 418 à 432 - Septembre 1941)







# CONSTITUTION ET MAGNÉTISME DES MÉTAUX



PAR

MAURICE FALLOT

**L**es phénomènes d'aimantation spontanée furent longtemps l'objet d'un chapitre assez isolé de la physique, où les questions étudiées étaient presque sans rapport avec nos autres connaissances, et où les exposés étaient beaucoup plus descriptifs qu'explicatifs. Il n'y a guère qu'une dizaine d'années que l'étude théorique du magnétisme a été abordée par les méthodes modernes de l'analyse mathématique appuyées sur les conceptions nouvelles de la constitution de la matière. Les progrès furent de suite considérables, mais la difficulté des problèmes posés est si grande que la plupart des solutions données sont encore qualitatives; toutefois, certains succès sont remarquables et la voie suivie paraît suffisamment tracée pour que l'on puisse essayer d'en donner un aperçu d'ensemble.

Nous montrerons comment la connaissance de la structure intime des atomes permet de comprendre la possibilité des phénomènes, sinon de les chiffrer exactement, et comment, en retour, les faits expérimentaux du magnétisme renseignent sur les forces qui règnent au sein de la matière et dont le jeu, réglé par quelques lois simples, crée la diversité des corps et assure leur stabilité dans un équilibre dynamique.

Un premier effort de compréhension fut l'imagination d'une particule magnétique élémentaire, plus ou moins comparable aux particules électriques. Mais l'impossibilité de séparer effectivement un pôle nord d'un pôle sud dans un aimant empêche l'analogie d'être poussée bien loin, et alors que la théorie électronique de la matière se montra féconde dans ses développements, et que la réalité de l'électron s'affirma de plus en plus, le « magnéton » devint peu à peu une unité de mesure des moments magnétiques, quantique il est vrai, mais inconcevable comme corpuscule.

Il est vrai que l'expérience de l'aimant brisé suggère une division possible de la matière magnétique jusqu'à un degré avancé; on fut donc naturellement conduit à penser que l'atome lui-même était un « aimant élémentaire ». Vers 1900, Ewing donna un corps à cette théorie en supposant chaque dipôle libre autour de son centre, et prenant une orientation telle que l'ensemble soit en équilibre sous l'action des seules forces magnétiques (forces mutuelles et

éventuellement forces dues aux champs extérieurs). Il soumit au calcul l'équilibre d'une chaîne linéaire, et réalisa un modèle macroscopique en disposant régulièrement 130 petits aimants identiques dans un plan: il montra ainsi qu'en présence d'un champ croissant, les aimants tournent d'abord lentement, changent brusquement d'orientation, pour s'aligner enfin avec le champ, bref, la courbe donnant l'intensité d'aimantation  $I$  en fonction du champ a l'allure des courbes réellement obtenues avec un morceau de fer (v. fig. 5); on trouve aussi la saturation et le phénomène d'hystérésis.

A l'époque, il était loisible à Ewing de se fixer arbitrairement le moment magnétique  $\mu_a$  de chaque atome et la distance de leurs centres, de façon à obtenir pour  $I$  et pour  $H$  des valeurs calculées qui soient de l'ordre de grandeur des valeurs expérimentales. Mais depuis, on a mesuré les moments atomiques (sans aucune hypothèse, on divise le moment d'une masse connue par le nombre d'atomes qu'elle contient), et on a mesuré les distances interatomiques par la diffraction des rayons X. On a par exemple pour le fer:

$$\begin{aligned}\mu_a &= 2,04 \cdot 10^{-20} \text{ erg/gauss} \\ d &= 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}\end{aligned}$$

en admettant une longueur  $l$  de l'aimant élémentaire telle que  $l/d=0,1$ , on en déduit, pour la force coercitive  $H_c = 4600$  gauss, et pour la perméabilité initiale:  $\mu = \sim 1$ ; or, la plus petite valeur expérimentale de  $H_c$  est 0,01 pour le fer pur, et  $\mu$  varie de 250 à 20000.

Les valeurs calculées sont nettement différentes des valeurs observées, et l'on ne peut ajuster le rapport  $l/d$  pour avoir des valeurs acceptables à la fois pour ces deux grandeurs.

Si, au lieu d'employer le modèle plan d'Ewing, on emploie un modèle spatial analogue au réseau cristallin réel, on arrive encore à des contradictions avec l'expérience.

De toute façon, cette théorie simple ne peut s'adapter à la réalité. Son insuffisance provient manifestement de ce qu'elle ne fait intervenir que des actions magnétiques, en négligeant toutes les autres forces internes. En effet, l'énergie mutuelle de deux aimants



atomiques dans un champ nul, calculée pour ce modèle est  $10^{-16}$  ergs par atome, alors que la théorie cinétique donne, à température ordinaire,  $2.10^{-14}$  ergs par atome pour l'énergie de rotation de la molécule, soit une valeur deux cents fois plus grande, c'est dire que, même à la température de l'oxygène liquide, l'énergie d'agitation thermique empêcherait les aimants élémentaires de conserver une configuration stable.

On voit la nécessité d'introduire des forces internes d'une autre nature, capables de maintenir parallèles deux dipôles voisins : au point de Curie  $\Theta$ , température à laquelle le ferromagnétisme disparaît, cette énergie sera égale à l'énergie d'agitation thermique  $1/2 k\Theta$ , soit, pour le fer ( $\Theta = 1\,043^\circ\text{K}$ ),  $7.10^{-14}$  ergs par atome, ou  $0,045$  eV <sup>(1)</sup>.

Nous voyons en passant l'extrême petitesse de ces forces, si on les compare aux forces assurant la cohésion de la matière solide; citons quelques exemples :

Les importantes forces de liaison homopolaire, telles que celles assurant la liaison des quatre atomes de carbone dans le diamant, ont une énergie supérieure à  $10$  eV.

L'énergie de liaison métallique, caractérisée par la chaleur de sublimation des métaux, est de  $0,6$  eV pour le mercure,  $4$  eV pour le fer et  $9$  eV pour le tungstène.

Les forces ioniques ont, dans la liaison  $\text{Na}^+ - \text{Cl}^-$  une énergie d'environ  $8$  eV.

Les faibles forces de Van der Waals qui maintiennent au voisinage des molécules spontanément polarisées l'une par l'autre, telles que celles unissant entre elles les chaînes carbonées constituant la cellulose, ont des énergies de l'ordre du dixième d'électron-volt.

Par contre, à l'intérieur de l'atome, nous trouvons des énergies plus grandes : les potentiels d'ionisation se chiffrent par dizaines d'électrons-volts ( $13,5$  eV pour l'hydrogène,  $25$  eV pour l'hélium).

Les forces susceptibles de maintenir le parallélisme des aimants élémentaires malgré l'agitation thermique, furent tout d'abord introduites sous la forme d'un *champ magnétique interne*, appelé *champ moléculaire*. C'est assurément par une intuition remarquable que P. Weiss conçut en 1907 de telles interactions, alors qu'à cette époque aucun autre phénomène physique ne permettait d'en imaginer de semblables. P. Weiss lui-même, tout en les traitant d'une façon formelle comme un champ magnétique, leur supposait avec raison une origine non magnétique, mais électrostatique, sans pouvoir alors préciser; il fallut attendre 1928 pour qu'Heisenberg les interprêtât comme des forces d'échange dont nous

parlerons plus loin. Un tel champ interne  $H_i$  devrait en effet donner à deux aimants atomiques de moment  $\mu_a$  une énergie de l'ordre de  $k\Theta$ . Pour le fer par exemple, on aurait :

$$\mu_a H_i \sim k\Theta = 14.10^{-14} \text{ ergs}$$

d'où

$$H_i = 7\,000\,000 \text{ gauss.}$$

Une si grande valeur est bien improbable et peu compréhensible.

Avant de passer aux explications quantiques modernes, nous allons rappeler comment le champ moléculaire de Weiss fit son apparition en magnétisme.

L'étude théorique des substances paramagnétiques, dont l'aimantation est parallèle au champ extérieur dans lequel elles sont placées, a été faite par Langevin qui, dans sa théorie classique, part des hypothèses simples suivantes : chaque aimant élémentaire, de moment  $\mu$ , est soumis à l'agitation thermique, il n'est pas influencé par les porteurs de moment voisins et, enfin, il peut avoir une orientation quelconque par rapport au champ. On relie ainsi l'aimantation  $I$  au champ  $H$  et à la température absolue  $T$  par la formule :

$$I = I_0 \coth \frac{\mu H}{kT} - \frac{kT}{\mu H}.$$

La courbe a l'allure indiquée en (a) sur la fig. 1, tracée pour la température ordinaire.

La théorie quantique a modifié la troisième hypothèse, en assignant aux dipôles magnétiques seulement un petit nombre d'orientations possibles par rapport au champ, toutes multiples d'un angle défini. Souvent, les dipôles seront parallèles ou antiparallèles au champ, dans ces conditions, la relation précédente devient :

$$(1) \quad I = I_0 \tanh \frac{\mu H}{kT},$$

et la courbe  $I(H)$  est celle marquée (b) sur la fig. 1.

On voit que des champs considérables sont nécessaires pour produire l'aimantation maximum  $I_0$ , dite *aimantation de saturation*, et l'on ne peut soumettre à une vérification expérimentale que le début de la courbe de Langevin. Dans cette région, elle est sensiblement rectiligne, et l'on peut substituer à la loi en tangente hyperbolique, la loi linéaire :

$$I = C \frac{H}{T}$$

que P. Curie avait déjà trouvée expérimentalement. En désignant par  $\chi$  la susceptibilité magnétique, rapport de l'aimantation au champ, cette loi s'écrit :

$$(2) \quad \chi = \frac{C}{T}.$$

$C$  est appelé la « constante de Curie ».

La plupart des substances paramagnétiques obéissent à cette loi, mais beaucoup d'autres, et en par-

<sup>(1)</sup> On emploie souvent, en physique quantique, pour unité d'énergie, l'énergie acquise par un électron franchissant une différence de potentiel de un volt, c'est l'électron-volt,  $1 \text{ eV} = 1,59.10^{-12}$  ergs. Pour un atome-gramme, une variation d'énergie de  $1$  eV par atome donne une variation d'énergie de  $96\,490.10^7$  ergs, ou  $23,05$  calories.



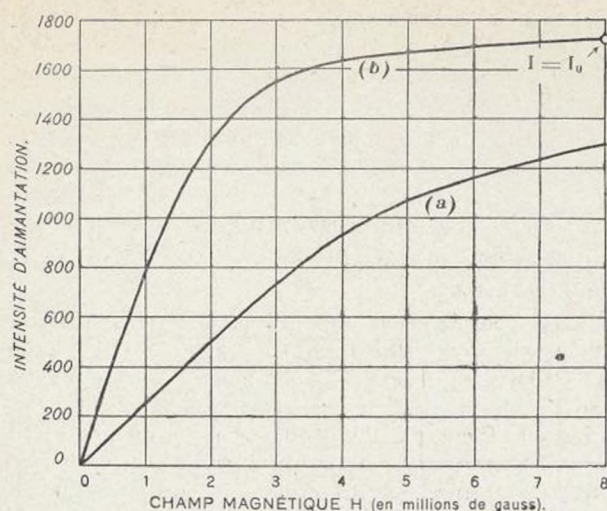


Fig. 1.

AIMANTATION EN FONCTION DU CHAMP, EN L'ABSENCE D'INTERACTIONS ENTRE LES PORTEURS DE MOMENT.

- (a) orientations des porteurs quelconques par rapport au champ.  
(b) orientations des porteurs parallèles ou antiparallèles au champ.

ticulier les corps ferromagnétiques, suivent une loi voisine, dite loi de Curie-Weiss :

$$(3) \quad \chi = \frac{C}{T - \Theta},$$

$\Theta$  étant la température absolue à laquelle le corps cesse d'être ferromagnétique pour devenir paramagnétique. En changeant cette constante par la substitution :

$$(4) \quad \Theta = NC,$$

la loi de Curie-Weiss s'écrit :

$$I = \frac{C(H + NI)}{T}.$$

On voit que la quantité  $NI$  joue le rôle d'un champ interne proportionnel à l'aimantation, qui s'ajouterait au champ extérieur  $H$ . C'est ce champ fictif que P. Weiss appela champ moléculaire, et  $N$  est dite la « constante de champ moléculaire » ; elle est liée au point de Curie par la relation (4).

La considération de ce champ interne est un moyen d'introduire des actions mutuelles entre aimants élémentaires voisins, en s'affranchissant ainsi de la deuxième hypothèse de la théorie de Langevin. La relation (1) s'écrit alors :

$$I = I_0 \tanh \frac{\mu(H + NI)}{kT}.$$

elle montre que dans un champ extérieur nul, on a :

$$(5) \quad I = I_0 \tanh \frac{\mu NI}{kT};$$

et comme  $k\Theta = \mu NI_0$ , on peut écrire :

$$\frac{I}{I_0} = \tanh \frac{I}{T/\Theta}.$$

Sous cette forme, on a une loi d'états correspondants, valable pour tous les corps. Portant en ordonnées les aimantations réduites  $I/I_0$ , et en abscisses les températures réduites  $T/\Theta$ , on obtient les courbes de la fig. 2 où (a) est relative à la théorie classique et (b) à la théorie modifiée par la quantification des directions d'aimantation. Les points expérimentaux sont marqués pour le fer, le cobalt et le nickel. On constate que la courbe théorique (b) représente les variations de l'aimantation avec la température avec une approximation assez bonne. Remarquons toutefois, qu'en réalité la loi des états correspondants n'est pas entièrement satisfaite car tous les points expérimentaux ne sont pas sur une courbe unique; de plus, pour d'autres substances, (magnétite par ex.), les points sont situés entre les courbes (a) et (b).

Avant de quitter l'exposé de cette théorie, disons qu'elle a été complétée par Néel qui, en faisant intervenir les fluctuations de l'énergie avec la température, a pu rendre compte de phénomènes qui se passent au voisinage de la température  $\Theta$ .

Si l'introduction du champ moléculaire de Weiss a l'avantage de tenir compte des actions mutuelles entre porteurs de moment, elle pose une nouvelle question, car la relation (5) montre qu'à toute température inférieure à  $\Theta$ , la substance possède une aimantation, même dans un champ extérieur nul. Pourquoi cette « aimantation spontanée » ne se manifeste-t-elle pas à notre échelle? Autrement dit, comment un morceau de fer, par exemple, n'est-il pas spontanément un aimant? Ici encore, la réponse fut donnée par

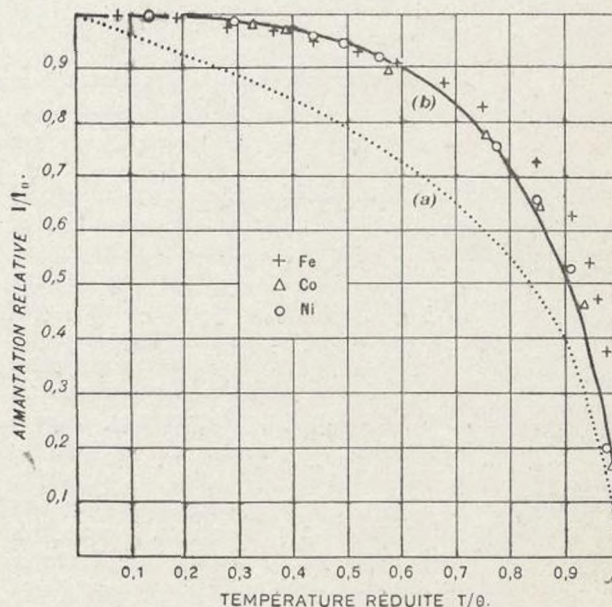


Fig. 2.

VALEURS MESURÉES ET COURBES THÉORIQUES DE L'AIMANTATION À SATURATION, EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE, POUR LE FER, LE COBALT ET LE NICKEL.

- (a) Théorie classique : infinité d'orientations possibles.  
(b) Théorie quantique : 2 orientations possibles.



P. Weiss, en 1907, dont la conception du « domaine élémentaire » est conservée dans les théories plus récentes.

Weiss imagine que le champ moléculaire est capable d'aligner les aimants élémentaires dans un petit volume de matière seulement; dans un tel domaine, l'aimantation a sa valeur maximum puisque tous les porteurs sont parallèles, mais d'un domaine à l'autre toutes les orientations sont possibles, si bien que,

trées. Les figures 3 (b) montrent que le fer par exemple se sature à 70 gauss dans la direction [100] : il est magnétiquement doux; tandis que dans les directions des diagonales des faces ou des diagonales du cube, des champs de 600 et de 470 gauss sont respectivement nécessaires : on dit qu'il est magnétiquement dur. La surface comprise entre les courbes marquées [100] et [111] donne l'énergie nécessaire pour changer l'aimantation d'une direction à l'autre : pour le

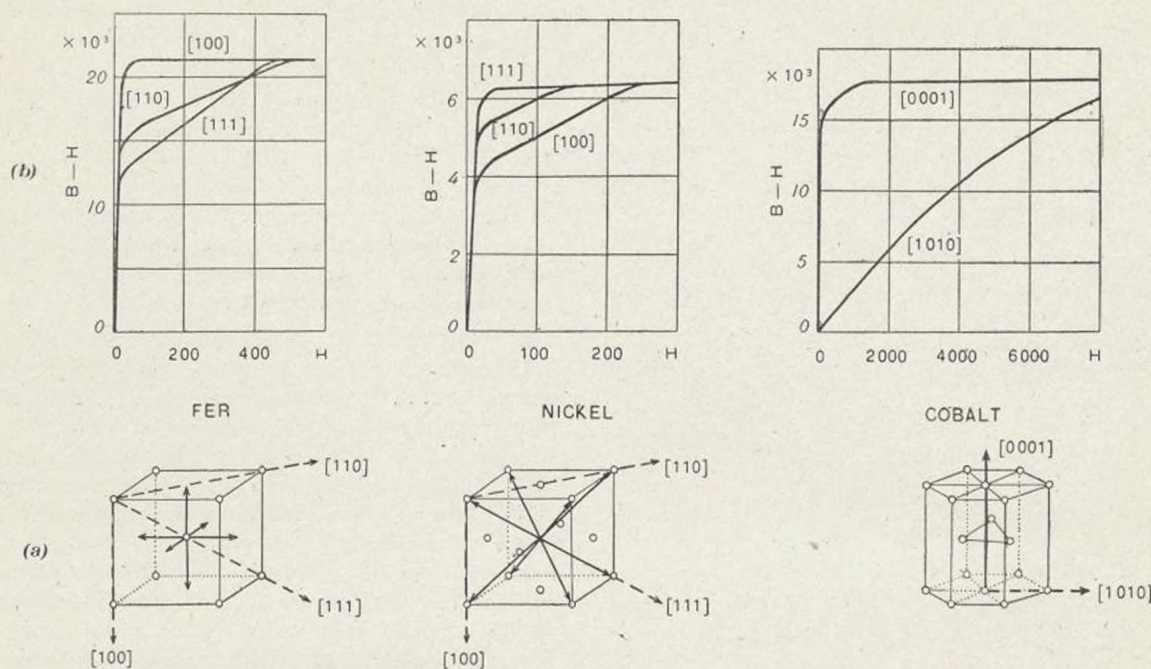


Fig. 3.

(a) SYSTÈMES CRISTALLINS ET DIRECTIONS DE FACILE AIMANTATION POUR LE FER, LE NICKEL ET LE COBALT.

— axes de facile aimantation. --- axes de difficile aimantation.

(b) COURBES D'AIMANTATION DANS DIFFÉRENTES DIRECTIONS.

dans l'ensemble, ces aimantations se compensent et la matière nous apparaît comme non aimantée. Si l'on arrive, par un champ extérieur suffisamment puissant, à rendre parallèles les aimantations de tous les domaines, on peut mesurer la saturation de la substance.

Lorsque nous disons que d'un domaine à l'autre toutes les orientations sont possibles, nous allons un peu trop loin, car de nouveaux phénomènes, d'ordre cristallin, interviennent.

En effet, les mesures effectuées par Weiss sur la pyrrhotine ont montré que les corps cristallisés ont des directions d'aimantation privilégiées. Depuis, les mesures de Honda et Kaya, de Beck et de Webster sur des cristaux uniques, ont précisé que ces directions sont liées aux axes du cristal. La figure 3 donne, pour le cas du fer, du nickel et du cobalt, le modèle cristallin et les courbes de l'aimantation mesurée dans diverses directions. Pour le fer, les axes de facile aimantation sont parallèles aux arêtes du cube centré, tandis que pour le nickel, les axes de facile aimantation sont les diagonales du cube à faces cen-

trées. Cette énergie est  $1,6 \cdot 10^5$  ergs par  $\text{cm}^3$ , et pour le nickel, —  $1,6 \cdot 10^4$  ergs par  $\text{cm}^3$ .

L'aimantation spontanée est donc parallèle à un axe de facile aimantation de la substance.

On n'a aucun renseignement sur la liaison qui existe entre les axes de facile aimantation et les axes cristallins, disons seulement que ces forces doivent être faibles puisqu'un champ inférieur à 1000 gauss suffit pour faire passer l'aimantation d'un axe de facile aimantation à un autre axe, alors qu'exprimées sous la forme d'un champ interne, les forces nécessaires pour maintenir parallèles les porteurs de moment correspondent à plusieurs millions de gauss.

On peut alors se représenter un cristal ordinaire comme renfermant un grand nombre de domaines élémentaires, chacun étant aimanté à saturation dans une direction d'axe de facile aimantation. La fig. 4 (a) schématise ce modèle, la somme géométrique des vecteurs aimantation est nulle pour l'ensemble des domaines : le cristal apparaît neutre au total.

Si maintenant on applique un champ faible parallèle à la direction marquée (fig. 4 b), les aimanta-



tions s'orientent toutes parallèlement à l'axe de facile aimantation qui fait le plus petit angle avec le champ; le retournement nécessaire dans certains domaines a lieu brusquement, il est la cause du coude dans la courbe d'aimantation (fig. 5) aux champs faibles. Si le champ est croissant, les vecteurs représentant l'aimantation tournent tous ensemble et lentement, jusqu'à devenir parallèles au champ extérieur : la fig. 4 (c) schématise ce processus. Dans cet état, le cristal est saturé, l'aimantation totale n'augmente plus.

Ce mécanisme rend bien compte du fait que l'aimantation croît avec le champ extérieur, et il justifie l'hypothèse, que nous conserverons par la suite, de l'invariabilité de l'aimantation du porteur élémentaire, la seule variable étant l'inclinaison des moments élémentaires par rapport au champ appliqué.

Cette notion des domaines élémentaires semble recevoir une confirmation expérimentale dans les expériences de Barkhausen et de Bitter. Le premier phénomène consiste en ceci, que si l'on dispose autour d'un fil de nickel convenablement traité un enroulement relié à un téléphone capable de déceler de faibles forces électromotrices induites par une variation de l'aimantation, et si l'on modifie progressivement le champ extérieur autour du fil, on entend, au téléphone, une série de craquements qui sont interprétés comme manifestant le retournement dans les domaines élémentaires. L'expérience est très saisissante avec un haut-parleur (fig. 5). Autrement dit, si l'on pouvait enregistrer la courbe d'aimantation avec une finesse suffisante, au lieu d'avoir l'allure continue de

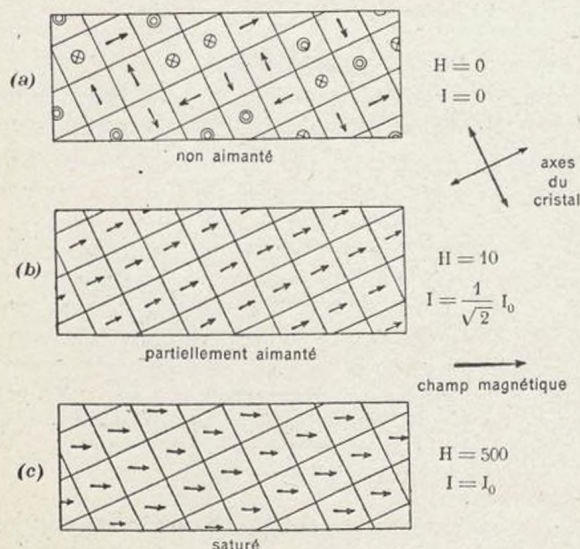


Fig. 4.

ORIENTATION PROGRESSIVE DES DOMAINES ÉLÉMENTAIRES DE WEISS  
DANS UN MONOCRISTAL DE FER.

- (a) Etat magnétiquement neutre en l'absence de champ extérieur.  
(b) Alignement des domaines sur une direction de facile aimantation en présence d'un champ faible.  
(c) Alignement des domaines sur la direction d'un champ fort, saturation magnétique.

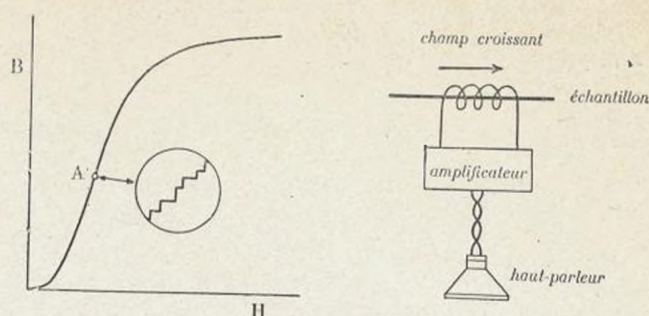


Fig. 5.

A gauche : COURBE D'AIMANTATION (changements brusques dans l'effet Barkhausen).

A droite : DISPOSITIF SPÉCIAL.

la fig. 5, elle aurait l'aspect en escaliers figuré dans le cercle, sensé représenter une amplification de la région A de la courbe. Le nombre des craquements, pour un volume donné, permet de fixer l'ordre de grandeur des domaines élémentaires : on trouve qu'un domaine occupe un volume d'environ  $10^{-8}$  à  $10^{-9}$  cm<sup>3</sup>, et comprend ainsi  $10^{14}$  à  $10^{15}$  atomes. Les traitements thermiques et mécaniques modifient considérablement la grandeur des domaines, puisqu'on peut obtenir des cycles d'hystérésis carrés, correspondant à un seul domaine.

D'autre part, Bitter, en répandant à la surface de cristaux ferromagnétiques de l'oxyde de fer colloïdal, obtient, même en l'absence de tout champ extérieur, un spectre magnétique sur lequel on voit bien qu'il y a des directions privilégiées d'aimantation, brusquement interrompues et à angle droit les unes des autres, tandis que le phénomène n'a pas lieu avec des métaux non ferromagnétiques.

Quoi qu'il en soit, ces expériences ne renseignent pas sur la forme des domaines, mais elles sont considérées comme des preuves de leur réalité. Ceux-ci jouent d'ailleurs un rôle essentiel dans les théories de Becker de l'aimantation initiale et des phénomènes d'hystérésis, ainsi que dans les phénomènes de magnétostriction, que nous n'aborderons pas dans cet exposé; disons seulement que l'on y fait intervenir le déplacement des limites des domaines, et que l'on fixe l'épaisseur de la « paroi » séparant deux domaines à 1000 atomes environ.

Nous admettons donc l'existence des domaines élémentaires.

On a pu expliquer un grand nombre de faits expérimentaux, avec les seules notions des porteurs de moment élémentaires et d'une interaction entre ceux-ci, agissant à l'intérieur d'un petit volume. Mais nous n'avons encore donné aucun renseignement sur la nature intime du porteur de moment, et par suite, aucune idée sur l'origine de l'aimantation spontanée.

Or, il est particulièrement remarquable que l'on doive à la spectroscopie la particule magnétique élémentaire sous la forme du *spin* de l'électron.

Rappelons que lorsqu'Ampère eut découvert qu'un



courant électrique créait un champ magnétique, il attribua le premier, l'origine des phénomènes magnétiques à des courants électriques qu'il supposait fermés au sein de la matière, hypothèse audacieuse à l'époque où l'on ignorait l'existence de l'électron. Si l'intensité du courant est  $i$ ,  $S$  la surface qu'il entoure, le moment magnétique de l'aimant équivalent, dirigé perpendiculairement à la surface  $S$ , a pour valeur :

$$(6) \quad \mu = \frac{i}{c} S \text{ unités CGS.}$$

Lorsque Bohr eut imaginé l'atome entouré d'électrons satellites, on vit en eux la matérialisation, pour ainsi dire, des courants d'Ampère. Dans son mouvement orbital autour du noyau, l'électron fut supposé être le générateur du moment magnétique de

Or, en 1925, pour expliquer le dédoublement des raies spectrales, il devint nécessaire d'attribuer une quantité de mouvement à l'électron supposé tournant sur lui-même. La projection quantifiée de ce nouveau moment de rotation a pour valeur :

$$s = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$$

Cette conception est celle de l'« *électron tournant* » (spining electron) de Goudsmit et Uhlenbeck.

On a donc en présence deux origines possibles pour le moment magnétique des atomes : le mouvement sur les orbites électroniques et le mouvement de rotation (spin de l'électron).

Or, la mécanique quantique permet de calculer le moment d'un atome dans les différents cas : on trouve, par exemple, que pour un spin, le moment est :

$$\mu_s = 2 \sqrt{s(s+1)} \cdot \mu_B.$$

Pour un atome sans spin, le moment orbital est :

$$\mu_l = \sqrt{l(l+1)} \cdot \mu_B,$$

$l$  étant le nombre quantique azimutal, donnant le moment cinétique orbital dont la projection quantifiée est  $l \frac{h}{2\pi}$ , avec  $l=1, 2, 3, \dots (n-1)$ .

Enfin, pour un atome avec spin, le moment est donné par :

$$\mu_1 = g \sqrt{j(j+1)} \cdot \mu_B$$

ou par :

$$\mu_2 = \sqrt{l(l+1) + 4s(s+1)} \cdot \mu_B$$

selon que l'on doit considérer la résultante  $\vec{j}$  des vecteurs  $\vec{l}$  et  $\vec{s}$ , dont  $j$  est alors la projection quantifiée par rapport au champ, ou que l'on quantifie séparément les vecteurs  $\vec{l}$  et  $\vec{s}$ .  $g$  est le « facteur de Landé », dépendant des valeurs de  $l$ ,  $s$ , et  $j$  (voir ci-dessous).

Pour les atomes ayant plusieurs électrons, à chaque orbite correspond un moment magnétique, ceux-ci s'ajoutent vectoriellement pour donner un moment total. En présence d'un champ extérieur, seules les projections sur cette direction privilégiée sont à considérer, et la théorie quantique leur assigne d'être des multiples entiers  $l \mu_B$  du magnéton de Bohr :

$$\mu = (1, 2, 3, \dots) \cdot \mu_B$$

Ces formules permettent de calculer la susceptibilité magnétique d'une substance dont on connaît l'état fondamental. Leurs vérifications ont été nombreuses, et sont impressionnantes si l'on pense que l'on part uniquement des données de la spectroscopie, qui procurent les nombres quantiques  $l$ ,  $s$  et  $j$ . On trouve aussi un bon accord entre les valeurs calculées et expérimentales dans le cas des molécules. La fig. 6 donne à titre d'exemple les moments calculés par Hund et

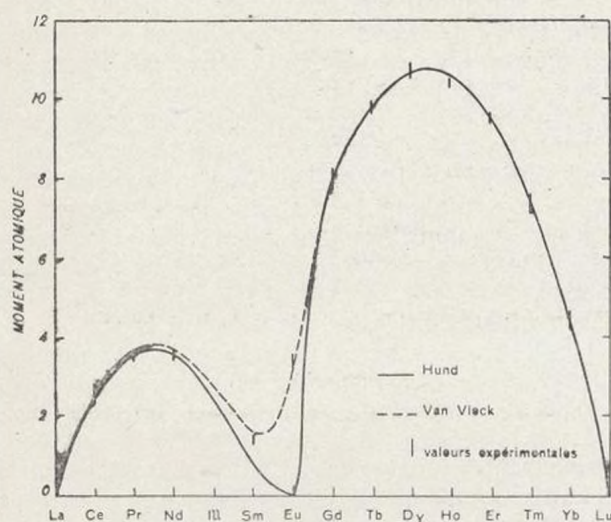


Fig. 6.  
MOMENTS DES IONS DES TERRES RARES.  
COURBES CALCULÉES DE HUND, DE VAN VLECK, ET  
RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

l'atome. Le moment le plus petit que l'on puisse considérer alors est dû à un seul électron, il est pris comme unité des moments et sa valeur est <sup>(1)</sup> :

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi mc} = 9,25 \cdot 10^{-21} \text{ unités CGS (ergs/gauss)}$$

$e$  : charge de l'électron ;  
 $h$  : constante de Planck ;  
 $m$  : masse de l'électron ;  
 $c$  : vitesse de la lumière.

<sup>(1)</sup> On rapporte souvent ce moment élémentaire à l'atome gramme, et l'unité, le « magnéton de Bohr » vaut alors  $N \cdot \mu_B = 5.600$  CGS.  $N$  étant le nombre d'Avogadro.

Une autre unité empirique, souvent employée dans les mesures est le « magnéton de Weiss », qui vaut environ le cinquième du magnéton de Bohr ( $1\mu_W = 1126,4$  CGS), c'est la  $1/11$  partie du moment de l'atome de fer et le  $1/3$  du moment de l'atome de nickel.



par Van Vleck dans le cas des ions des terres rares, ainsi que les points expérimentaux.

Or, les corps dont il est question ci-dessus suivent tous la loi de Curie (2). Lorsqu'on voulut appliquer les mêmes formules aux corps paramagnétiques à champ moléculaire, pour lesquels les expériences étaient cependant plus nombreuses et plus précises, l'échec fut complet : les moments des ions de la famille du fer ( $Mn^{++}$ ,  $Cu^{++}$ , etc...) ne sont même pas compris entre  $\mu_1$  et  $\mu_2$ . Il n'était alors plus question de tenir compte des états spectroscopiques. Stoner émit l'hypothèse que les orbites pouvaient être bloquées dans ces corps, et que le spin seul intervenait comme cause du moment. Ce traitement n'apparaît pas encore comme satisfaisant, mais il donne toutefois un ordre de grandeur acceptable pour les moments atomiques; l'idée des orbites bloquées est donc à retenir pour expliquer la susceptibilité paramagnétique des corps à champ interne.

Or, les mesures précises de l'effet gyromagnétique conduisent à une conclusion identique pour expliquer le moment ferromagnétique de ces mêmes corps. Nous allons montrer comment.

Lorsqu'une particule de masse  $m$  et de charge  $e$  décrit autour du noyau une orbite de rayon  $r$  en faisant  $n$  tours à la seconde, le courant équivalent est  $i = ne/c$ , la surface entourée étant  $\pi r^2$ , le moment magnétique suivant un axe perpendiculaire au plan de l'orbite est, selon la formule d'Ampère rappelée plus haut :

$$\mu = n \frac{e}{c} \pi r^2.$$

Quant au moment de la quantité de mouvement, il est :

$$p = m \cdot 2\pi r n \cdot r,$$

opposé au précédent si la charge est négative. Le rapport des deux moments est donc, dans le cas du mouvement orbital :

$$\frac{\mu}{p} = \frac{e}{2m}.$$

Dans le cas du spin de l'électron, dont le moment est  $1/2$  (en unités  $h/2\pi$ ), ce rapport a pour valeur :

$$\frac{\mu}{p} = 2 \frac{e}{2m}.$$

D'une façon plus générale, on écrit :

$$(7) \quad \frac{\mu}{p} = g \frac{e}{2m}.$$

$g$  est appelé « facteur de Landé », il exprime que l'on compose les vecteurs moment orbital et spin :

pour une orbite,  $g=1$  ;

pour un spin,  $g=2$  ;

pour un spin et une orbite,  $g = 3/2 + \frac{s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}$

On voit que dans les mouvements de l'électron, un moment angulaire  $p$  est associé à un moment magné-

tique  $\mu$ , c'est dire que si l'on fait tourner un corps autour d'un axe, il apparaît un moment magnétique, et inversement si l'on aimante un corps, il subit, à l'instant de son aimantation, une impulsion tendant à le faire tourner (fig. 7). Le premier de ces phénomènes a été mis en évidence par Barnett en 1914 après un essai infructueux de Perry en 1890. L'expérience est en effet extrêmement délicate à réaliser : de très grandes vitesses sont nécessaires, les champs qui doivent être mis en évidence et mesurés sont de l'ordre de  $1/2000$  de gauss, et les perturbations dues au champ terrestre ou aux taches solaires faussent facilement les mesures. La rotation par aimantation, prévue par Einstein, fut démontrée expérimentalement par Einstein, et de Haas en 1915. L'habileté des expérimentateurs a permis d'accroître la précision des premières mesures, et les résultats suivants sont actuellement donnés à 1 p. 100 près.

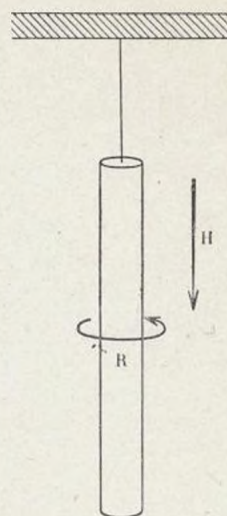


Fig. 7.

EFFET GYROMAGNÉTIQUE.  
Le champ magnétique  $H$   
produit la rotation  $R$ .

Tableau I

Substance	Valeur de $g$	
	Barnett	Einstein et de Haas
fer	1,92	1,88
nickel	1,88	1,92
cobalt	1,85	1,85

Les différences avec 2 sont supérieures aux erreurs expérimentales et, en tous cas,  $g$  est plus voisin de 2 que de 1. La conclusion est que dans les corps ferromagnétiques, le moment est principalement dû au spin de l'électron, le moment orbital contribuant peu à l'aimantation. Forrer a estimé que l'aimantation provenant de l'orbite n'est en général guère que le dixième de celle due au spin. Exception pour la pyrrhotine ( $g=0,6$ ), pour laquelle le moment total est dû au spin et à l'orbite. L'effet gyromagnétique a été mesuré sur d'autres substances, pour lesquelles on peut calculer  $g$  à partir des états spectroscopiques, on a par exemple pour les ions paramagnétiques :

	$g$ exp.	$g$ calc.
Gd $^{+++}$	2,03	2
Ne $^{+++}$	0,78	0,73
Dy $^{+++}$	1,36	1,33

Cet accord confirme la valeur que l'on peut accorder à la relation (7) et par suite la conclusion tirée



en ce qui concerne l'origine du moment dans les ferromagnétiques.

La constitution de l'atome de Bohr quantifié, complétée par la notion du spin de l'électron, nous a permis de comprendre le mécanisme du moment élémentaire. Nous devons revenir sur la question de l'interaction entre porteurs de moment, qui fut traitée d'une façon formelle comme champ moléculaire de Weiss, mais que nous savons ne pas être réellement un champ magnétique. Il nous reste aussi à montrer où réside la différence entre les éléments ferromagnétiques et ceux qui ne le sont pas.

Dans ce but, il est nécessaire de rappeler brièvement l'essentiel des conceptions de la mécanique ondulatoire en ce qui concerne la structure des atomes, car le modèle corpusculaire employé seul ne permet

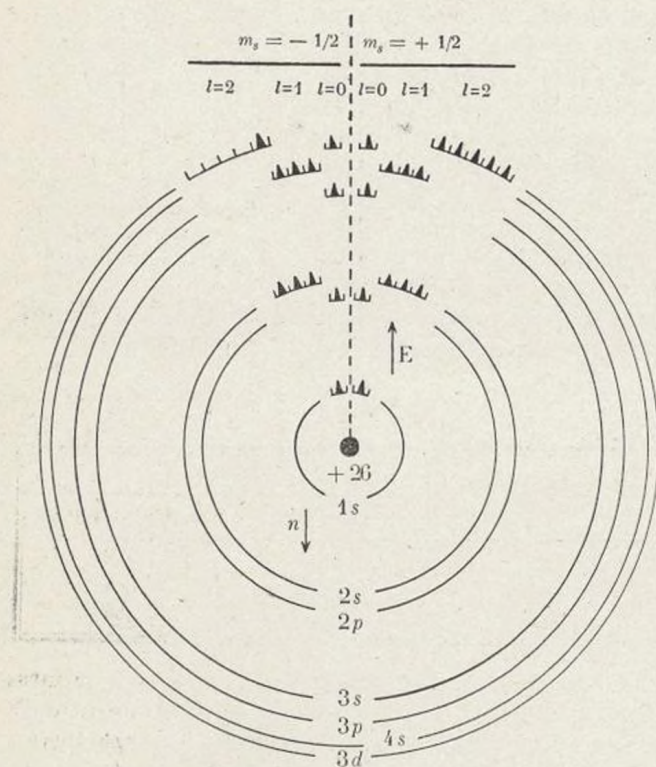


Fig. 8.

RÉPARTITION DES ÉLECTRONS DANS DES NIVEAUX D'ÉNERGIE POUR UN ATOME LIBRE DE FER.

pas de concevoir des interactions entre particules séparées. La mécanique nouvelle a heureusement libéré notre esprit de l'habitude de considérer un électron uniquement comme un point mathématique ayant une masse, une charge électrique, une énergie cinétique et de rotation, en lui associant une onde, dont l'équation de propagation permet d'étudier la probabilité de ses manifestations sous l'aspect corpusculaire aux divers points de l'espace et du temps.

Considérons donc à présent un atome libre, de fer par exemple; il est constitué par un noyau portant une charge  $+26 e$  ( $e = 4,80 \cdot 10^{-10}$  ués, ou  $1,60 \cdot 10^{-19}$  coulombs) entouré de 26 électrons répartis, non pas

en couches ainsi que le suggère la fig. 8<sup>(1)</sup>, mais dans des niveaux d'énergie, qui sont repérés par les nombres quantiques principaux  $n=1,2,3...$ . Chaque niveau d'énergie est décomposé en autant d'états qu'il est indiqué par son numéro d'ordre, et est désigné par les lettres successives  $s, p, d...$ , précédées du nombre quantique principal. Le niveau le plus bas est désigné  $1s$ , il contient 2 électrons (ce que l'on représente par  $1s^2$ ) ayant des spins opposés ( $-1/2$  et  $+1/2$ ).

Le niveau suivant  $n=2$  correspond à la couche  $2s$  contenant 2 électrons et à la couche  $2p$  contenant 6 électrons.

Au niveau suivant nous trouvons 2 électrons  $3s$ , 6 électrons  $3p$  et 6 électrons  $3d$ . Enfin, la couche extérieure des électrons  $4s$  en contient 2. Ces derniers forment les « électrons de valence », moins fortement liés au noyau, susceptibles d'être séparés de celui-ci dans l'ion  $Fe^{++}$ , et responsables de la conductibilité électrique.

Les 26 électrons du fer sont donc répartis ainsi :

$$2 - 2 \cdot 6 - 2 \cdot 6 \cdot 6 - 2$$

En général, dans les différentes couches, les spins se partagent également les deux orientations qui leur sont permises (+ et -); seule, la couche  $3d$  fait exception : dans celle-ci, la répartition n'est plus symétrique. On comprend ce fait en considérant les éléments précédant le fer dans la classification périodique. Si l'on conçoit la formation des éléments qui se suivent comme causée par le remplissage successif des niveaux d'énergie par des électrons, on sait qu'à partir de l'élément 21 (Scandium), la couche  $4s$  commence à se remplir avant que ne soit complète la couche  $3d$ ; comme celle-ci peut contenir au total 10 électrons (5 avec spin + et 5 avec spin -), on a

Tableau II

Nombre d'électrons dans les couches d'énergie (atomes isolés)

ÉLÉ- MENT	COUCHES					
	1 s	2 s . 2 p	3 s . 3 p	3 d		4 s
				spin-	spin+	
Sc	2	2 . 6	2 . 6	0	1	2
Ti	2	2 . 6	2 . 6	0	2	2
V	2	2 . 6	2 . 6	0	3	2
Cr	2	2 . 6	2 . 6	0	4	2
Mn	2	2 . 6	2 . 6	0	5	2
Fe	2	2 . 6	2 . 6	1	5	2
Co	2	2 . 6	2 . 6	2	5	2
Ni	2	2 . 6	2 . 6	3	5	2
Cu	2	2 . 6	2 . 6	5	5	1

le schéma de remplissage successif ci-dessus (pour les atomes libres).

(1) On sait qu'en mécanique ondulatoire, une « orbite » n'est pas réellement décrite, mais représente la probabilité de présence d'un électron. Si l'on tient à une image, il faut plutôt se représenter les électrons comme formant une sorte de nuage, de densité variable, autour du noyau, et non pas comme des corpuscules satellites.





Comme nous avons vu que l'aimantation est due principalement au spin de l'électron, ce sont les électrons de la couche  $3d$  qui sont intéressants au point de vue magnétique; en effet, dans les autres couches, les spins antiparallèles se compensent exactement, tandis que le paramagnétisme des éléments Cr, Mn, Fe, Co, Ni, est dû aux spins non compensés de leur couche  $3d$ .

Les niveaux d'énergie ne sont pas les mêmes pour les divers éléments <sup>(1)</sup>. A titre d'exemple, la fig. 9

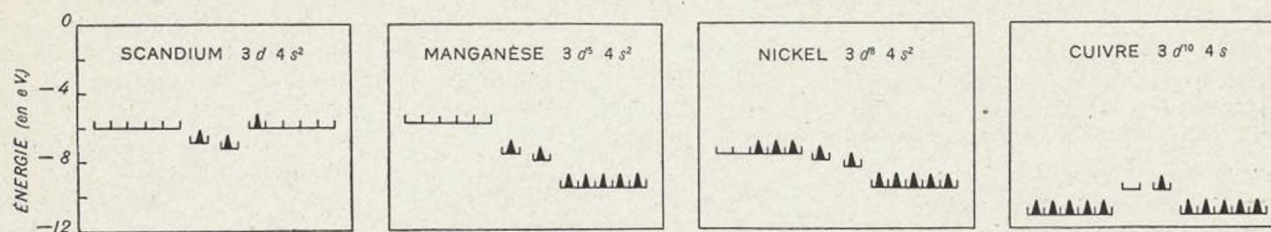


Fig. 9.

NIVEAUX ÉLECTRONIQUES  $3d$  ET  $4s$  POUR LE SCANDIUM, LE MANGANESE, LE NICKEL ET LE CUIVRE. EFFET DE L'ÉNERGIE D'ÉCHANGE.

montre les niveaux  $3d$  et  $4s$  pour le scandium, le manganèse, le nickel et le cuivre. Cette figure met en évidence un phénomène extrêmement important : lorsqu'un niveau est occupé par deux électrons au moins, les énergies sont différentes pour les deux groupes d'électrons à spins opposés, et la différence d'énergie dépend de la façon dont le niveau est occupé. Cette différence est appelée une « énergie d'échange », elle est due aux répulsions électrostatiques entre les électrons; dans les calculs de la mécanique ondulatoire, elle apparaît directement, et ne constitue pas une hypothèse supplémentaire. Nous voyons ainsi que les niveaux  $3d$  et  $4s$  sont dédoublés pour le manganèse et le nickel, le niveau  $4s$  l'est légèrement pour le scandium, alors que les niveaux  $3d$  pour Sc et  $4s$  pour Cu, ne contenant qu'un électron, ne le sont pas, pas plus que le niveau  $3d$  du cuivre, symétriquement rempli d'électrons à spins antiparallèles.

Considérons maintenant deux atomes identiques voisins. Des phénomènes apparaissent, analogues à ceux du couplage par induction de deux circuits oscillants, ou de deux pendules de même période reliés au même support : au lieu d'avoir un seul mode de vibration (le mode primitif commun aux deux systèmes), nous en avons deux (fig. 10). Plus généralement, si l'on rapproche  $q$  atomes pour former un solide, on a  $q$  modes de vibration, c'est-à-dire que chaque niveau d'énergie permis pour les électrons est multiplié par  $q$ . Cette multiplication des niveaux rend ceux-ci très serrés, et suggère que dans un cris-

tal, on doit considérer des bandes d'énergie plutôt que des niveaux séparés comme dans l'atome libre (dans la bande, on a en réalité une série discrète de niveaux, par exemple  $10^{24}$  niveaux, qu'il n'y a pratiquement pas lieu de considérer isolément). Il est dès lors évident que les bandes peuvent se recouvrir plus ou moins, et être plus ou moins larges.

De plus, le phénomène d'échange se produit sur les bandes comme sur les niveaux.

Il est commode pour la suite de représenter la dis-

tribution de l'énergie dans les divers états quantiques, c'est-à-dire le nombre  $dN$  des états compris entre deux énergies voisines  $E$  et  $E+dE$ . On obtient ainsi des images assez suggestives telles que celles de la figure 11. Dans celles-ci, l'énergie est portée en ordonnées, et, de chaque côté d'un axe central, nous avons porté la moitié des nombres d'états, de façon à pouvoir distinguer les spins opposés; on a enfin figuré par des points le remplissage des bandes.

La fig. 11 (a) se rapporte à la distribution dans le cas d'électrons libres, et le schéma indiqué permet assez bien de comprendre le mécanisme de l'aimantation dans le cas du paramagnétisme ordinaire : on part d'électrons dont les énergies sont comprises entre  $E_0$  et  $E_1$  et dont les spins antiparallèles se compensent, le système est magnétiquement neutre. Si l'on applique un champ extérieur  $H$ , les électrons à spin + ont leur énergie augmentée de  $\mu H$ , tandis que ceux à spins - ont leur énergie diminuée de la même quantité (fig. 11 (b)). Mais, une telle configuration n'est pas

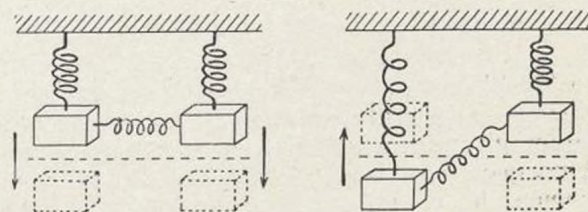


Fig. 10.

SYSTÈMES D'OSCILLATEURS MÉCANIQUES COUPLÉS ET LEURS DEUX MODES DE VIBRATION.

stable, et les spins de quelques électrons dont l'énergie a été augmentée se retournent, de façon à ce que l'énergie soit minima pour l'ensemble : on a alors la configuration de la fig. 11 (c) qui est celle de l'état aimanté. Lorsque le champ disparaît, les électrons reprennent l'arrangement stable de la fig. 11 (a). Un

<sup>(1)</sup> Le mode d'exposition qui suit est emprunté pour une large part à W. Chockley. Il ne prétend pas être une démonstration, il laisse de côté tous les détails, et aussi toutes les difficultés, de la théorie. Il nous a semblé intéressant de le présenter dans la Revue, car il permet de faire comprendre, au moins qualitativement, le mécanisme des phénomènes.



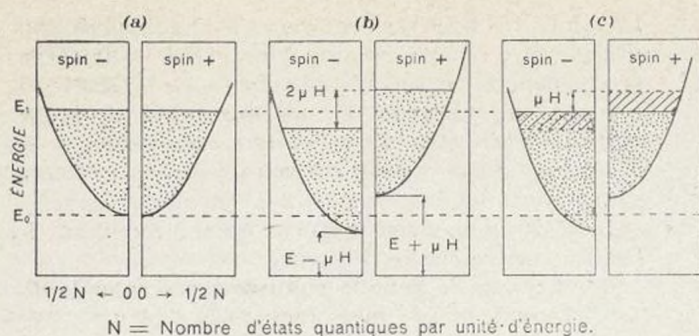


Fig. 11.

## PARAMAGNÉTISME DES ÉLECTRONS LIBRES.

- (a) Distribution des électrons dans la bande d'énergie.
- (b) Déplacement des niveaux dans un champ magnétique extérieur.
- (c) Distribution des électrons dans les bandes déplacées par le champ.

tel processus a lieu dans le cas des métaux alcalins par exemple, pour lesquels le calcul de la susceptibilité paramagnétique donne des résultats en accord satisfaisant avec l'expérience. Dans le cas des ferromagnétiques, les choses se passent différemment, les bandes intéressantes,  $3d$  et  $4s$ , ne sont pas celles d'électrons libres, leur forme est compliquée, nous les représentons schématiquement dans les figures suivantes par des courbes simples.

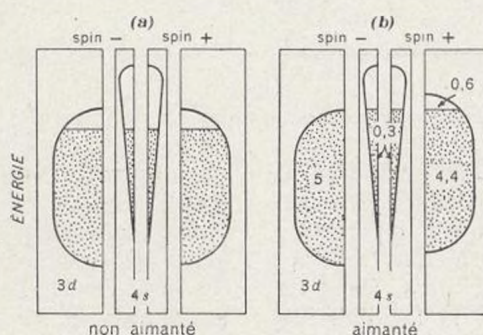


Fig. 12.

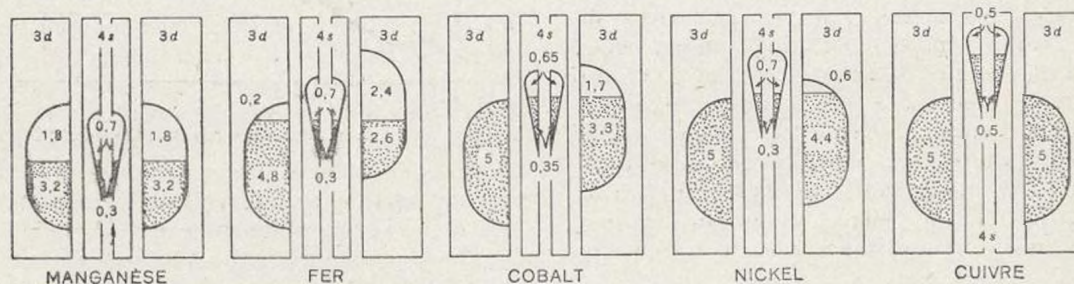
FERROMAGNÉTISME DU NICKEL.  
L'état aimanté est stable.

Fig. 13.

## DISTRIBUTION DES ÉLECTRONS DANS LES BANDES D'ÉNERGIE POUR LE MANGANÈSE, LE FER, LE COBALT, LE NICKEL ET LE CUIVRE.

La fig. 12, relative au nickel, montre que les bandes  $3d$  et  $4s$  se recouvrent partiellement. En 12 (a), nous donnons la configuration qu'auraient des électrons dans un état non aimanté de l'atome, mais nous avons vu (fig. 9) que, par suite du phénomène d'échange, le niveau  $3d$  était dédoublé dans l'atome libre, le niveau le plus occupé ayant son énergie augmentée (en valeur absolue). Cet effet d'échange agit de la même façon dans le nickel métallique : la fig. 12 (b) montre l'arrangement qui en résulte, et qui est stable : la répartition des dix électrons des couches  $3d$  et  $4s$  est différente de ce qu'elle était dans l'atome libre, en particulier, dans la couche  $3d$ , on trouve 0,6 électron par atome, dont les spins ne sont pas compensés. Le calcul de Slater, qui donne le nombre de trous positifs dans la bande  $3d$  du nickel a été confirmé récemment par Farineau par l'étude expérimentale des bandes d'émission des rayons X; il est difficile de ne voir

là qu'une simple coïncidence numérique avec le moment atomique du nickel, qui est précisément égal à 0,6 magnétons de Bohr, et de ne pas penser que le nombre de trous positifs dans la bande  $3d$  donne directement une interprétation quantitative du moment atomique.

Nous donnons dans la figure 13 les schémas analogues pour le manganèse, le fer, le cobalt, le nickel et le cuivre, de façon à rendre compte de la disposition relative des bandes. On voit comment se fait le remplissage dans l'état stable d'énergie minimum. La répartition des électrons, au lieu d'être celle des atomes isolés du tableau II qui ne tient pas compte des énergies d'échange, est donnée au tableau III.

Les nombres de la dernière colonne sont égaux aux moments ferromagnétiques des éléments exprimés en magnétons de Bohr.

La figure 14 reprend le cas du chrome pour lequel les électrons  $3d$  sont également répartis avec des spins deux à deux antiparallèles, si bien qu'aucun effet d'échange n'a lieu, et la configuration 14 (a) est stable, tandis que celle représentée en 14 (b) et qui correspondrait à un état spontanément aimanté ne l'est pas.

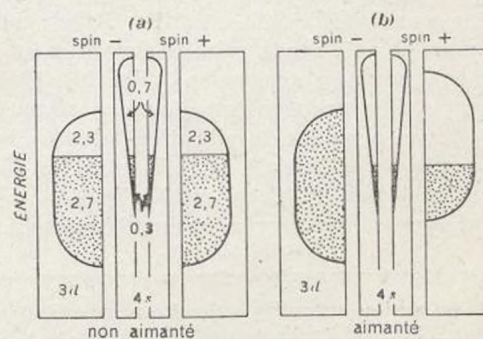


Fig. 14.

ABSENCE DE FERROMAGNÉTISME DANS LE CHROME.  
L'état aimanté est instable.



Pour qu'un élément soit ferromagnétique, il ne suffit pas qu'il possède des électrons à spins non compensés, il faut encore que les spins d'atomes voisins soient

Tableau III

Répartition des électrons dans les bandes d'énergie  
(atomes dans un solide)

Elément	Nombre d'électrons dans les bandes				Total	Trous positifs dans les bandes		Différence
	3d+	3d-	4s+	4s-		3d+	3d-	
Cr	2,7	2,7	0,3	0,3	6	2,3	2,3	0
Mn	3,2	3,2	0,3	0,3	7	1,8	1,8	0
Fe	4,8	2,6	0,3	0,3	8	0,2	2,4	2,22
Co	5	3,3	0,35	0,35	9	0	1,7	1,70
Ni	5	4,4	0,3	0,3	10	0	0,6	0,61
Cu	5	5	0,5	0,5	11	0	0	0

parallèles. Le calcul des énergies montre que pour aligner les spins d'un nombre fini d'atomes, contenus dans un petit volume, il faut que ceux-ci soient assez rapprochés. D'une façon plus précise, l'énergie d'interaction dépend de la distance ( $d-\delta$ ) entre les couches magnétiques 3d de deux atomes voisins ( $\delta$ =diamètre de la couche 3d) (fig. 15). Stoner et Néel ont calculé, chacun moyennant diverses hypothèses sur la forme des bandes, les énergies d'interaction dans le cas des réseaux cristallins les plus fréquents. La figure 16 reproduit la courbe de Néel : les distances ( $d-\delta$ ) sont portées en abscisses, et en ordonnées, les énergies, ou ce qui revient au même, les champs moléculaires, en unités arbitraires (1). Les énergies positives correspondent au ferromagnétisme tandis que les énergies négatives correspondent à l'antiparallélisme des porteurs élémentaires, c'est-à-dire aux états paramagnétiques. Le cas du fer est intéressant, car dans son réseau cubique centré (fer  $\alpha$ ), chaque atome de fer est entouré de 8 voisins à la distance 2,48 Å et de 6 voi-

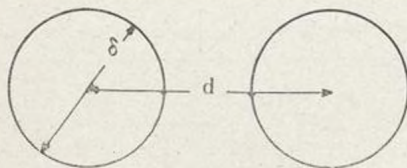


Fig. 15.

DISTANCE DES COUCHES INCOMPLÈTES 3d DE DEUX ATOMES VOISINS.  
Dans les substances ferromagnétiques le rapport  $d/\delta$  est supérieur à 1,5 (Slater).

sins à 2,60 Å : à la première, correspond une interaction sensiblement nulle, l'aimantation spontanée de

(1) Nous avons vu que c'est le champ moléculaire, ou le point de Curie qui, dans la théorie de Weiss, traduit l'existence des forces d'interaction.

l'atome de fer proviendrait donc de ses 6 voisins placés suivant les axes quaternaires. Quant au fer cristallisé dans le système du cube à faces centrées (fer  $\gamma$ ), il a une distance interatomique trop faible pour être ferromagnétique, tandis que l'azoture de fer, avec le même réseau un peu dilaté, est ferromagnétique.

Le gadolinium, autre élément ferromagnétique, se placerait sur la partie droite de la courbe.

On voit que le ferromagnétisme peut apparaître dans les composés du manganèse si la distance entre ses atomes est augmentée; or, c'est le cas dans certains alliages de cet élément dont le ferromagnétisme peut surprendre à première vue, tels sont le borure et l'azoture de manganèse, certains alliages Mn-Pd et les composés fortement magnétiques du manganèse

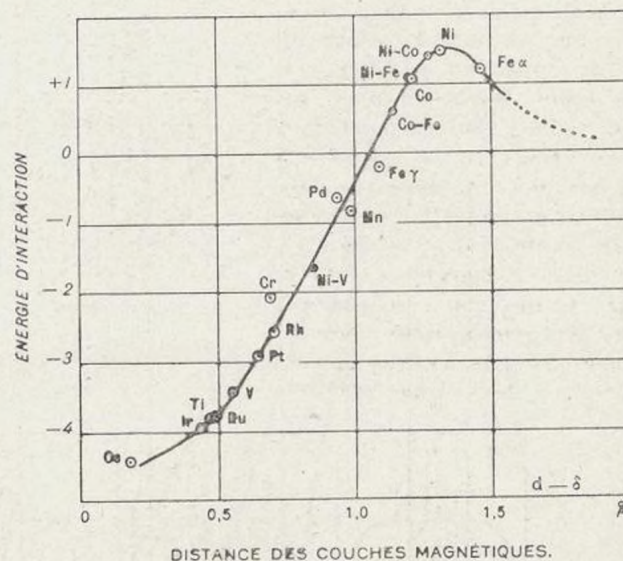


Fig. 16.

LE CHAMP MOLÉCULAIRE EN FONCTION DE LA DISTANCE DES COUCHES MAGNÉTIQUES (Néel).

avec le bismuth, ou l'antimoine ou l'arsenic. Le chrome devient aussi ferromagnétique dans le chrometellure par accroissement des distances atomiques.

On déduit encore de cette courbe que si l'on rapproche des atomes par compression, le champ moléculaire diminue, c'est ce qui arrive pour un alliage à 30 p. 100 de nickel qui, par compression sous 10000 atm., n'est plus ferromagnétique à température ordinaire. Les études des structures aux rayons X permettent de déterminer  $d$ , tandis que des formules dues à Slater permettent d'apprécier le diamètre  $\delta$ , on peut donc, au moins qualitativement, rendre compte du ferromagnétisme ou de l'absence de ferromagnétisme d'un grand nombre d'alliages. Disons toutefois qu'il faut être prudent, car tous les éléments du calcul ne sont pas connus, et les facteurs qui modifient la distance (température, pression) modifient les énergies de vibration des atomes et par suite aussi les interactions.



Il nous reste à montrer comment les théories précédentes rendent compte de quelques résultats expérimentaux relatifs aux alliages.

Dans les alliages du nickel avec le cuivre, le moment atomique et le point de Curie diminuent régulièrement pour s'annuler pour 60 p. 100 de cuivre; or, chaque fois qu'on remplace un atome de nickel

res, on doit s'attendre à ce que l'alliage à 30 p. 100 (atomiques) ne soit plus ferromagnétique, ce qui a lieu effectivement. On pourra de même ajouter 20 p. 100 d'aluminium (trivalent), 15 p. 100 de silicium ou d'étain (quadrivalents) et 12 p. 100 d'antimoine (pentavalent). La figure 17 donne les résultats des expériences de Sadron, qui a mesuré les moments

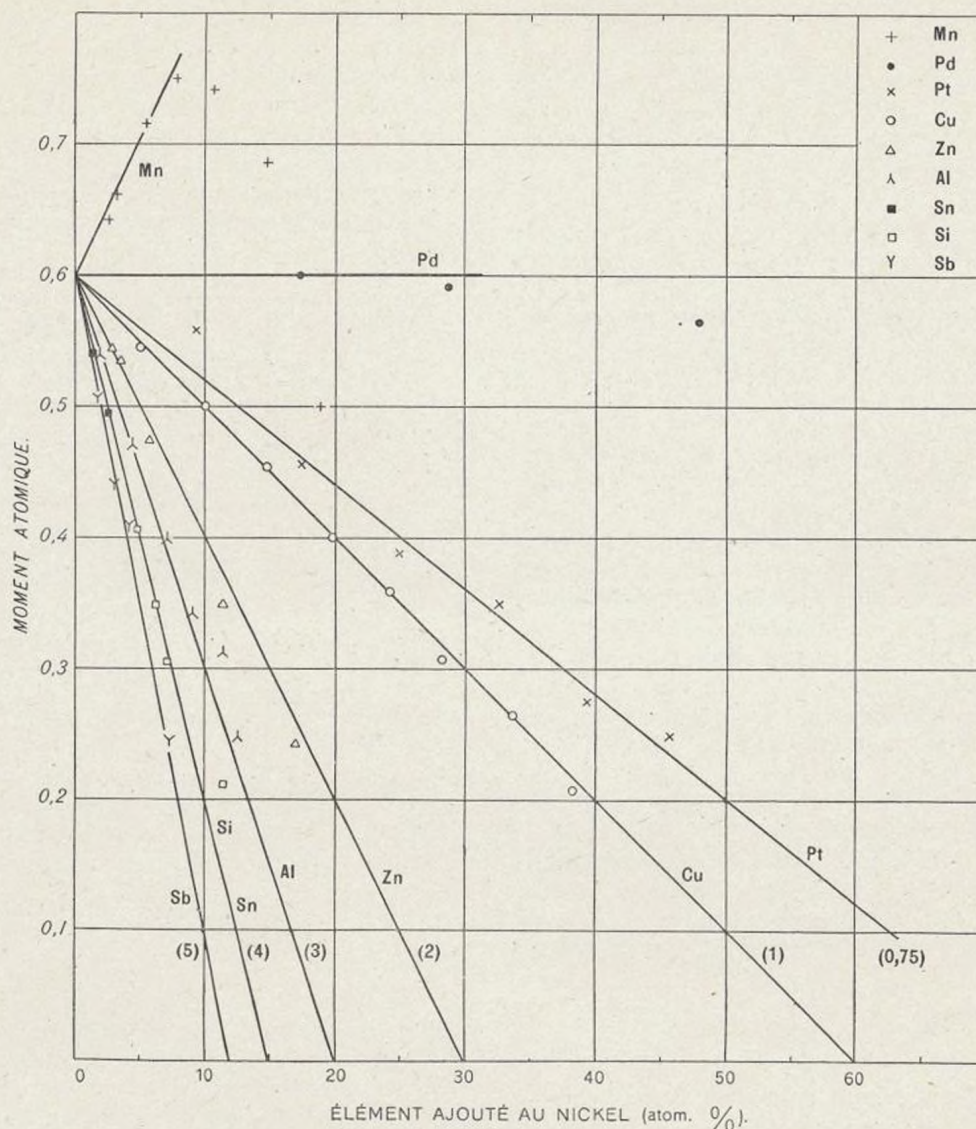


Fig. 17.

VARIATIONS DU MOMENT ATOMIQUE DU NICKEL PAR ADDITION D'ATOMES ÉTRANGERS LUI APPORTANT 1, 2, 3, ... ÉLECTRONS.  
(Expériences de Sadron).

par un atome de cuivre, on ajoute un électron; comme il y a 0,6 trous positifs dans l'atome du nickel, il est clair que sur 100 atomes de nickel, lorsqu'on en aura remplacé 60 par 60 atomes de cuivre, on aura rempli tous les trous par des électrons, c'est-à-dire que l'alliage obtenu n'aura plus d'aimantation spontanée. De la même façon, si au lieu de cuivre, on ajoute du zinc, dont chaque atome apporte 2 électrons supplémen-

taires de nombreux alliages de nickel; on constate un bon accord avec l'hypothèse. Malheureusement, cette explication ne convient que pour les alliages de nickel, les alliages de fer en particulier se comportent différemment.

L'allure de la courbe fig. 16, qui présente un maximum entre le nickel et le fer montre une interaction plus forte pour des alliages Ni-Fe que pour chacun de



ces éléments pris séparément; or, l'expérience donne réellement un maximum pour le point de Curie des ferronickels.

En rapportant l'aimantation à saturation au nombre total des électrons 3d et 4s dans l'atome, Pauling a pu donner l'allure générale de la variation de l'aimantation pour de nombreux alliages renfermant les éléments de transition. La figure 18 représente en traits interrompus la courbe de Pauling, on y a porté aussi les résultats expérimentaux : on voit que, si

riques ne sont pas toujours telles qu'on pourrait les souhaiter. Il fallait aussi, pour conserver quelque homogénéité à l'ensemble, négliger d'autres développements de la théorie. De plus, nous avons écarté de nombreux problèmes importants qui restent à résoudre.

C'est ainsi que nous avons passé sous silence les données récentes sur le paramagnétisme à haute température, qui montrent, pour les ferromagnétiques au delà de leur point de Curie, des écarts à la rela-

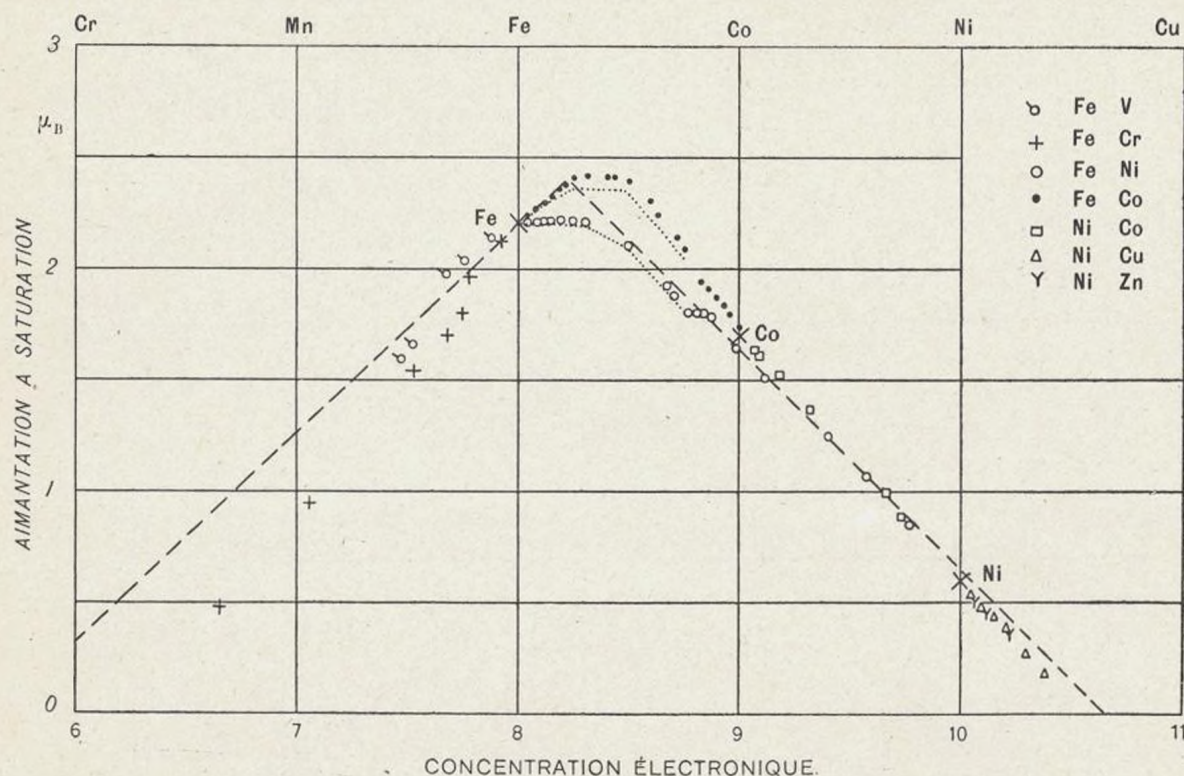


Fig. 18.

MOMENTS ATOMIQUES EN FONCTION DE LA CONCENTRATION ÉLECTRONIQUE.

— — — courbe théorique de Pauling.

..... courbes théoriques de Néel.

Valeurs expérimentales de Weiss, Peschard, Marian, Forrer, Fallot.

l'accord n'est pas réalisé dans le détail, le résultat d'ensemble est encourageant.

Nous arrêtons là les exemples. Cette revue des théories du magnétisme montre les progrès accomplis, par le nombre de plus en plus grand des faits expérimentaux que l'on interprète. Nous craignons seulement, au terme de cet exposé, de laisser l'impression d'une théorie presque achevée, qui a réponse à toutes les questions essentielles. Mais, il était nécessaire, pour la clarté des explications, de maintenir dans l'ombre les difficultés et les échecs, il fallait choisir les exemples les plus caractéristiques, les mieux étudiés et les plus simples. Même pour ceux-ci, le lecteur a pu constater que les concordances numé-

tion (3) de Curie-Weiss (fig. 19), écarts qui, malheureusement, ne se produisent pas dans le sens prévu par les théories modernes.

Nous n'avons pas parlé des lois d'approche vers la saturation absolue, c'est-à-dire vers l'aimantation réalisée lorsque tous les porteurs sont orientés, au zéro absolu et dans un champ infini ; dans les champs intenses croissant,  $I$  suit en effet une loi expérimentale en  $1/H$  due à Weiss, mais que la théorie ne permet pas de comprendre, tandis qu'aux basses températures, la théorie ondulatoire assigne une loi d'approche en  $T^{3/2}$  qui, si elle a été vérifiée dans le cas du fer et du nickel, ne semble pas valable pour tous les alliages.

Le fer avec ses alliages est particulièrement



réfractaire aux essais d'interprétation, on peut se demander à son sujet s'il n'y a pas lieu d'envisager des changements du moment atomique, qui dépendrait des porteurs voisins, contrairement à l'hypothèse de l'invariabilité du moment de chaque porteur, admise jusqu'ici. En tout cas, l'augmentation du moment atomique par addition de cobalt, de nickel, de platine, de rhodium et d'iridium, est remarquable.

les atomes dans le même état, et sans tenir aucun compte des ions (l'atome moins ses électrons  $3d$  et  $4s$ ) qui subsistent et baignent pour ainsi dire dans une atmosphère d'électrons. Diverses configurations atomiques pourraient être ainsi envisagées, chacune ayant son moment en accord avec les théories précédentes, et le moment apparent que l'on mesure serait une résultante dépendant de l'équilibre entre les ions.

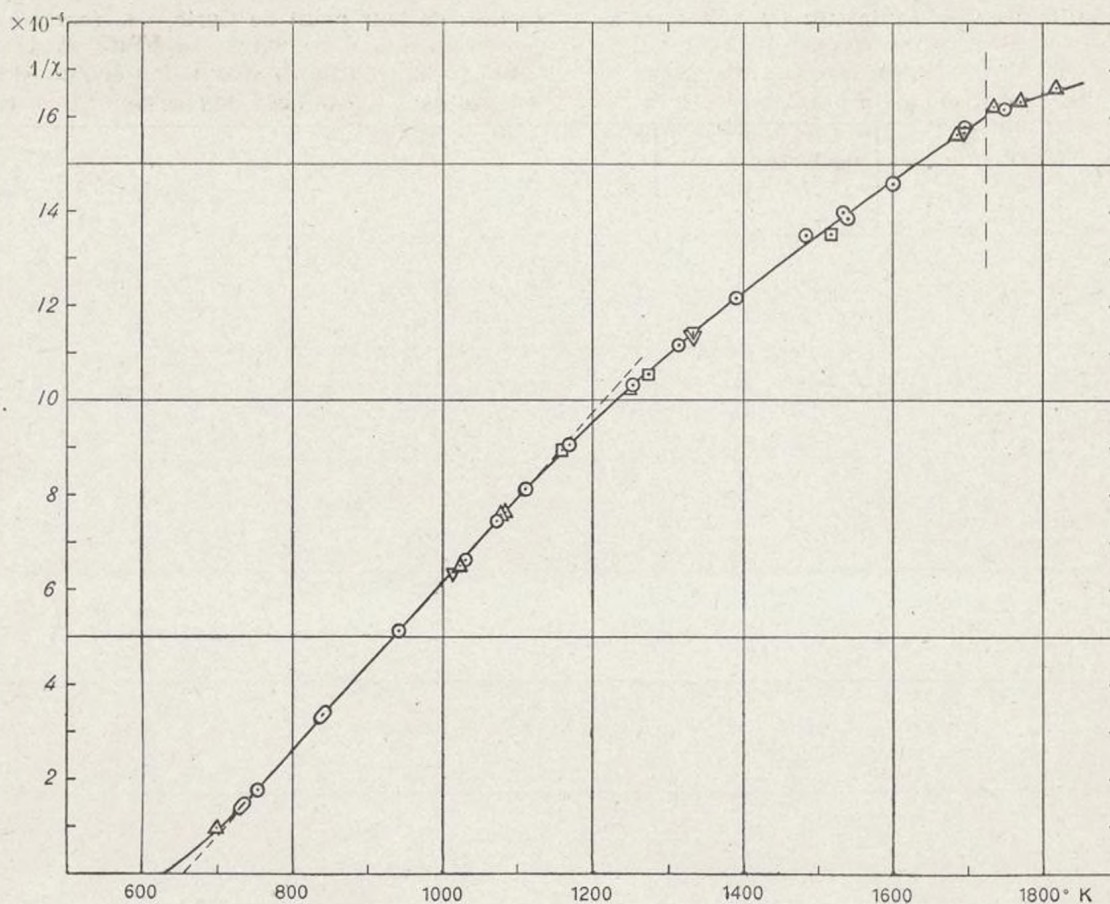


Fig. 19.

PARAMAGNÉTISME DU NICKEL A HAUTE TEMPÉRATURE.

La loi de Curie-Weiss donne pour  $1/\chi$  une loi linéaire en  $T$ . On remarquera la concavité de la courbe, visible surtout au-delà de  $1100^\circ \text{K}$ . Le point de fusion du nickel est indiqué à  $1725^\circ \text{K}$ . (expériences de Fallot, en 1939, inédites). (Les points marqués différemment proviennent de séries d'expériences différentes).

La théorie des bandes électroniques développée ici suppose, avec Heisenberg, que tous les moments sont orientés par un champ extérieur, tandis qu'on peut aussi admettre, avec Néel, qu'une *partie seulement des porteurs de moment s'orientent*, et cela, en fonction du nombre de leurs voisins. Cette hypothèse a permis de mieux rendre compte de la variation des moments des ferronickels et des ferrocobalts : la figure 18 donne en ponctué les courbes théoriques obtenues.

Enfin, dans le même ordre d'idées, il a été récemment signalé que les difficultés rencontrées actuellement peuvent provenir de la façon dont on traite « collectivement » les électrons, en supposant tous

Néel a montré par exemple qu'une configuration  $3d^7 4s^2 4p$ , bien que non conforme aux états spectroscopiques des atomes isolés, donne en moyenne 0,202 ions à 3 magnétons de Bohr par atome de nickel : les propriétés magnétiques concordent de façon très satisfaisante avec cette hypothèse, et l'on retrouve ainsi la valeur expérimentale de 0,6 magnétons par atome, aussi bien qu'avec le schéma  $3d^8 4s^2$  utilisé ci-dessus, comportant 0,6 électrons à 1 magnéton.

Ces dernières remarques montrent qu'il reste encore beaucoup à faire, tant au point de vue théorique qu'au point de vue expérimental, où l'on a



besoin de données sûres. Une difficulté des études magnétiques vient du petit nombre d'éléments ferromagnétiques. Parmi ceux-ci, le *nickel*, avec un point de Curie facilement accessible, a un réseau simple, aussi est-il repris constamment par les théoriciens; le *fer* présente deux systèmes cristallins, un point de Curie assez élevé et trop proche de sa température de transformation; le *cobalt*, avec un système cristallin hexagonal, se sature difficilement, il a aussi une variété allotropique et un point de Curie très élevé; le *gadolinium* n'a pas encore été préparé en quantité suffisante pour être beaucoup étudié, son point de Curie est situé au voisinage de la température ambiante. Une telle diversité pour un si petit nombre d'éléments rend difficile toute explication générale, et permet au contraire facilement à une simple coïnci-

dence numérique d'orienter les recherches dans une direction fausse.

Quoiqu'il en soit, les curieuses propriétés magnétiques sont restées trop longtemps une énigme pour la science, et lorsqu'une explication cohérente se présente, qui intègre ces phénomènes dans nos connaissances générales sur la structure de la matière, nous pouvons l'accepter provisoirement, à condition d'en connaître les limites et les insuffisances. Il est du moins satisfaisant pour l'esprit — bien qu'au fond on ne fasse que reculer le problème de la connaissance — de trouver au sein de l'atome des différences susceptibles d'expliquer les propriétés macroscopiques de la matière.

(manuscrit reçu le 18 août 1941)









