

# Sur la dépendance entre l'aimantation rémanente, l'aimantation spontanée et la température

Autor(en): **Perrier, Albert / Balachowsky, G.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **2 (1920)**

PDF erstellt am: **29.06.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-742534>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

SUR LA DÉPENDANCE  
ENTRE  
l'aimantation rémanente, l'aimantation spontanée  
ET LA TEMPÉRATURE

PAR

**Albert PERRIER et G. BALACHOWSKY**<sup>1</sup>

(Avec 5 fig.)

INTRODUCTION.

Le présent travail est une première recherche destinée à soumettre au contrôle expérimental des prévisions théoriques publiées par l'un de nous en 1913 déjà<sup>2</sup>.

Bien que les recherches empiriques sur l'action de la température sur les aimants permanents soient déjà anciennes en date, leurs résultats sont non seulement discordants, mais même contradictoires. Toutes recherchent un « coefficient » thermique de l'aimantation, postulant ainsi une variation thermique linéaire. Il s'est trouvé que ce coefficient n'est pas constant, qu'il est même apparu tantôt négatif tantôt positif, que les fonctions dans lesquelles il entre ne sont point réversibles, qu'il dépend non seu-

<sup>1</sup> Les résultats de ce travail ont été résumés à titre provisoire dans une brève notice présentée à la Société suisse de physique à Schuls le 8 août 1916 (*Archiv.*, t. 42 (4), 1916, p. 321). Les circonstances créées par la guerre ont obligé mon jeune collaborateur à quitter le laboratoire plus tôt qu'il ne comptait, ce qui n'a pas permis de développer le travail et de poursuivre les perfectionnements expérimentaux autant que nous l'aurions désiré. Les mêmes circonstances m'ont empêché jusqu'ici de rédiger la présente publication comme de reprendre la suite des expériences. A. P.

<sup>2</sup> PERRIER, Alb. Théorèmes sur la dépendance de l'aimantation rémanente et de la température. *Archiv.*, t. 34 (4), 1913, p. 360.

lement de la substance et de ses traitements antérieurs, mais même de la forme et des dimensions des échantillons<sup>1</sup>.

Un travail plus récent d'Ashworth<sup>2</sup> a donné des résultats plus clairs : nous renvoyons au mémoire « Théorèmes, etc. »<sup>3</sup>, pour la discussion de ce travail. Tout en étant en accord avec une partie des prévisions théoriques, il n'est pas assez général pour les appuyer suffisamment.

La question expérimentale posée par le travail théorique précité et qui doit être reprise complètement, peut être formulée ainsi :

*Déterminer la variation de l'aimantation rémanente en fonction de la température, mais de l'aimantation rémanente proprement dite, c'est-à-dire la matière se trouvant dans un champ magnétique continuellement nul, en outre à partir de n'importe quelle valeur initiale.*

Aucun travail antérieur ne s'est placé dans ces conditions, et ce sont précisément elles qui doivent permettre une solution simple, claire et exempte de contradiction. En particulier celle de l'absence de champ était en général fort loin d'être satisfaite, car les *barreaux* utilisés plaçaient la matière *dans leur propre champ démagnétisant*, lequel peut atteindre des centaines de gauss. On trouvera la discussion de nos résultats à la fin du mémoire.

Il n'est pas du tout aisé d'ailleurs de satisfaire expérimentalement aux conditions fixées ; car le premier examen déjà montre que la seule méthode qui permette de travailler rigoureusement à champ nul, celle du *tore aimanté*, est exclue puisque les observations balistiques ne se prêtent pas à des variations lentes.

Force est donc de recourir à des déterminations magnétométriques, ce qui introduit *ipso facto* les charges superficielles et les champs démagnétisants, par conséquent la nécessité de parer à ces derniers par des précautions spéciales.

<sup>1</sup> ASHWORTH, J.-R. The magnetic temp. Coeff. of the Ferromagnetic Elements, *Phil. Mag.* (6), t. 23, 1912, p. 36.

<sup>2</sup> V. en particulier : WIEDEMANN, G. *Pogg. Annalen*, v. 100, p. 235 ; 103, p. 563 ; 122, p. 355 (1852-1864). KOHLRAUSCH, F. *Leitfaden der Phys.*, 7. Aufl., p. 249. KLEMENCIC, J. *Wien. Ber.*, 108, p. 989, 1899. PRODINGER, M. *Wien. Ber.*, 109, p. 34, 1900.

<sup>3</sup> PERRIER, Alb. *Loc. cit.*

Nous avons eu dès lors à mettre au point des dispositifs répondant aux buts principaux suivants :

1. Donner à l'aimantation de barreaux d'essai telle valeur initiale que l'on veut à l'instant que l'on veut,
2. Annuler pour tout état magnétique de l'échantillon la résultante (au moins dans le sens longitudinal) des champs démagnétisants, du champ terrestre et de tout autre champ accidentel.
3. Réaliser dans toute l'étendue du barreau une température quelconque, la faire varier à volonté et la mesurer.
4. Déterminer l'aimantation.

L'installation comprenait schématiquement (voir fig. 1) : les échantillons, petites tiges cylindriques d'une quinzaine de cm de longueur et d'une fraction de mm de diamètre, placées dans l'axe d'un solénoïde étroit (répondant à la fois aux buts 1 et 2), le tout fixé à son tour à l'intérieur d'un four électrique à résistance, cylindre coaxial lui-même. A l'extérieur du four, un magnétomètre, système astatique de deux aiguilles verticales dans une boîte spéciale. La température était mesurée par couple thermoélectrique. En outre il y avait les accessoires obligés, bobines de compensation, ampèremètres, galvanomètre, rhéostats, circulations d'air et d'eau, etc. Voici quelques particularités que la mise au point de ces appareils a nécessitées pour les adapter aux buts poursuivis.

#### L'INSTALLATION.

*Aimantation et compensation des champs.* — Le solénoïde placé dans l'intérieur du four était un enroulement sur tube métallique d'une seule couche de cuivre isolé à l'amiante ; il avait un diamètre d'environ 2 cm et une longueur d'environ 50 cm. Le champ produit dans l'espace d'un échantillon était donc pratiquement uniforme. Le circuit de cette bobine était disposé de façon à pouvoir y envoyer à volonté des courants de l'ordre d'une dizaine d'ampères (pour l'aimantation ou la désaimantation préalable des échantillons) ou de quelques milliampères (production du champ de compensation pendant les observations proprement dites).



Cette compensation, nous l'avons vu plus haut, est nécessaire en principe ; les expériences l'ont confirmé pleinement et l'ont révélée fort délicate. On doit en effet annuler simultanément :

a) La composante verticale du champ terrestre ; de l'ordre de 0,7, elle peut provoquer à elle seule des aimantations de l'ordre de 500 C. G. S. dans le voisinage du point de Curie (suite de l'énorme susceptibilité initiale dans cette région de température).

b) D'autres champs accidentels pouvant provenir de pièces aimantées plus ou moins voisines.

c) Le champ démagnétisant.

Les deux premiers ne sont sujets qu'à de petites fluctuations accidentelles, le troisième dépend de la température puisque de l'aimantation.

Soit  $i$  l'intensité nécessaire à la compensation totale, nous pouvons poser :  $i = i' + i''$ , en désignant par  $i'$  et  $i''$  les courants nécessaires pour annuler respectivement le champ terrestre et ses satellites ( $\mathcal{C}_v$ ) et le champ démagnétisant ( $\mathcal{C}_d$ ) ; on a séparément

$$\mathcal{C}_v = \frac{4\pi ni'}{10} \quad \mathcal{C}_d = \frac{4\pi ni''}{10} = NI$$

$N =$  facteur démagnétisant ;  $J =$  intensité d'aimantation.

Ces formules permettraient en principe de calculer  $i'$  et  $i''$  lorsqu'on connaîtrait  $\mathcal{C}_v$ ,  $N$  et  $J$ . Nous avons en réalité procédé comme suit : plaçant un barreau auxiliaire de nickel exactement dans la position que doit occuper le barreau à étudier, on le chauffe au-dessus du point de Curie, toute l'aimantation disparaît, puis on le laisse refroidir : le champ terrestre ou ce qui en tient lieu provoque alors, dès le passage inverse et par suite de la très grande susceptibilité, une aimantation très marquée ; on cherche ensuite par tâtonnements le courant de la bobine nécessaire pour que ce phénomène ne se produise pas ; c'est bien évidemment l'intensité  $i'$  cherchée, déterminée ainsi directement, sans calculs, au lieu même et dans les conditions de l'expérience. On peut d'ailleurs contrôler cette détermination à volonté. Le nickel est plus favorable que le fer à cet effet à cause de la haute température exigée par ce dernier et son paramagnétisme  $\beta$  trop grand.

Reste  $i'' = \frac{10 N \mathcal{J}}{4 \pi n}$  ; nous avons d'abord calculé cette valeur en partant de  $N^1$  et de la déviation  $\alpha$  lue sur l'échelle du magnétomètre ; on a, en effet  $\mathcal{J} = C\alpha$ , la constante  $C$  étant déterminée par l'étalonnage de l'instrument (v. plus loin) ; puis nous avons porté sur un graphique  $i = i' + i''$  en fonction des  $\alpha$  du magnétomètre. La compensation se faisait par réglage de  $i$  d'après les lectures et le graphique.

Si simple que soit cette opération, elle prenait encore trop de temps, et la compensation ne pouvait suivre assez fidèlement les variations de l'aimantation. Nous avons dû arriver à supprimer l'intermédiaire du graphique, voici comment. On peut évidemment poser

$$i = C'(\alpha - \alpha_0)$$

$\alpha_0$  étant la déviation lue au magnétomètre *lorsque le champ démagnétisant est juste égal et de signe contraire au champ terrestre*. Nous avons alors fait glisser l'échelle des lectures en sorte que celles-ci soient directement  $\alpha - \alpha_0$  (choix convenable du zéro), puis shunté l'ampèremètre mesurant  $i$  par une résistance choisie en sorte qu'il indique non pas le nombre d'ampères mais  $\frac{i}{C'}$ . La compensation se réduit dans ces conditions manifestement à maintenir en permanence *l'intensité indiquée par l'ampèremètre à une valeur égale à l'indication de l'échelle magnétométrique*, ce en agissant sur des résistances à variation aussi continue que possible.

*Mesure de l'aimantation.* — Les moments magnétiques à mesurer sont fort petits, soit à cause des faibles quantités de matière, soit aussi de la faiblesse fréquente de l'aimantation ; et puis, le four et les accessoires interdisent de réduire trop la distance du magnétomètre aux échantillons. Les essais successifs ont conduit au système astatique déjà cité, constitué par deux aiguilles d'acier très dur de 160 mm de long et de 3 mm de diamètre, formant à une distance réciproque de 40 mm un équipage vertical rigide.

De la sorte, les échantillons étant de longueur à peu près

<sup>1</sup> DU BOIS, H. Valeurs déterminées expérimentalement, *Magnetische Kreise*, p. 45.

égale et placés verticalement, la sensibilité se tenait près du maximum compatible avec le système ; c'est ce qui a d'ailleurs décidé en faveur de la position verticale des échantillons malgré les avantages thermiques très sensibles parlant en faveur d'un emplacement horizontal. La situation d'équilibre était celle où les deux aiguilles étaient à égale distance des échantillons. Outre l'avantage de sensibilité, on élimine par là l'influence du champ des aiguilles.

Les dimensions très maniables de l'équipage mobile ont permis l'adjonction d'une petite commande micrométrique de la position relative des aiguilles, ce par quoi on a pu atteindre un *astatisme très parfait* ; et cela a dispensé du même coup de l'usage de tout aimant directeur ; le couple antagoniste a été fourni après divers essais par un ruban de bronze phosphoré servant en même temps de suspension.

Enfin, le moment d'inertie étant assez considérable, il a fallu amortir les oscillations en proportion, but qu'une palette métallique immergée dans du pétrole a atteint parfaitement.

L'action directe — considérable — de la bobine d'aimantation et de compensation des champs sur le magnétomètre a été éliminée à la manière connue par un second solénoïde vertical dont la position exacte de l'autre côté a été déterminée par quelques tâtonnements. Il est connecté, bien entendu, en série avec la première bobine et la compensation était ainsi automatique pour tous les champs dès qu'elle était réalisée pour l'un d'entre eux. Les lectures, purement relatives, étaient faites au moyen d'un spot projeté sur une échelle dépolie à 2 m par un miroir concave solidaire de l'équipage mobile ; pour les étalonner en unités absolues, nous mettions à la place exacte des échantillons un solénoïde d'égale longueur et de faible diamètre parcouru par des courants connus avec précision. Mais, les faibles dimensions de ce solénoïde ne permettant pas une mesure suffisamment précise de ses éléments géométriques, on a déterminé préalablement son moment par comparaison balistique avec celui d'un étalon de précision. On passe du moment global des barreaux à l'intensité de l'aimantation au moyen de leur masse connue et des densités de la matière aux températures considérées.

Tout l'appareil magnétométrique était enfermé dans une caisse en bois fermée sur sa face antérieure par une glace mon-

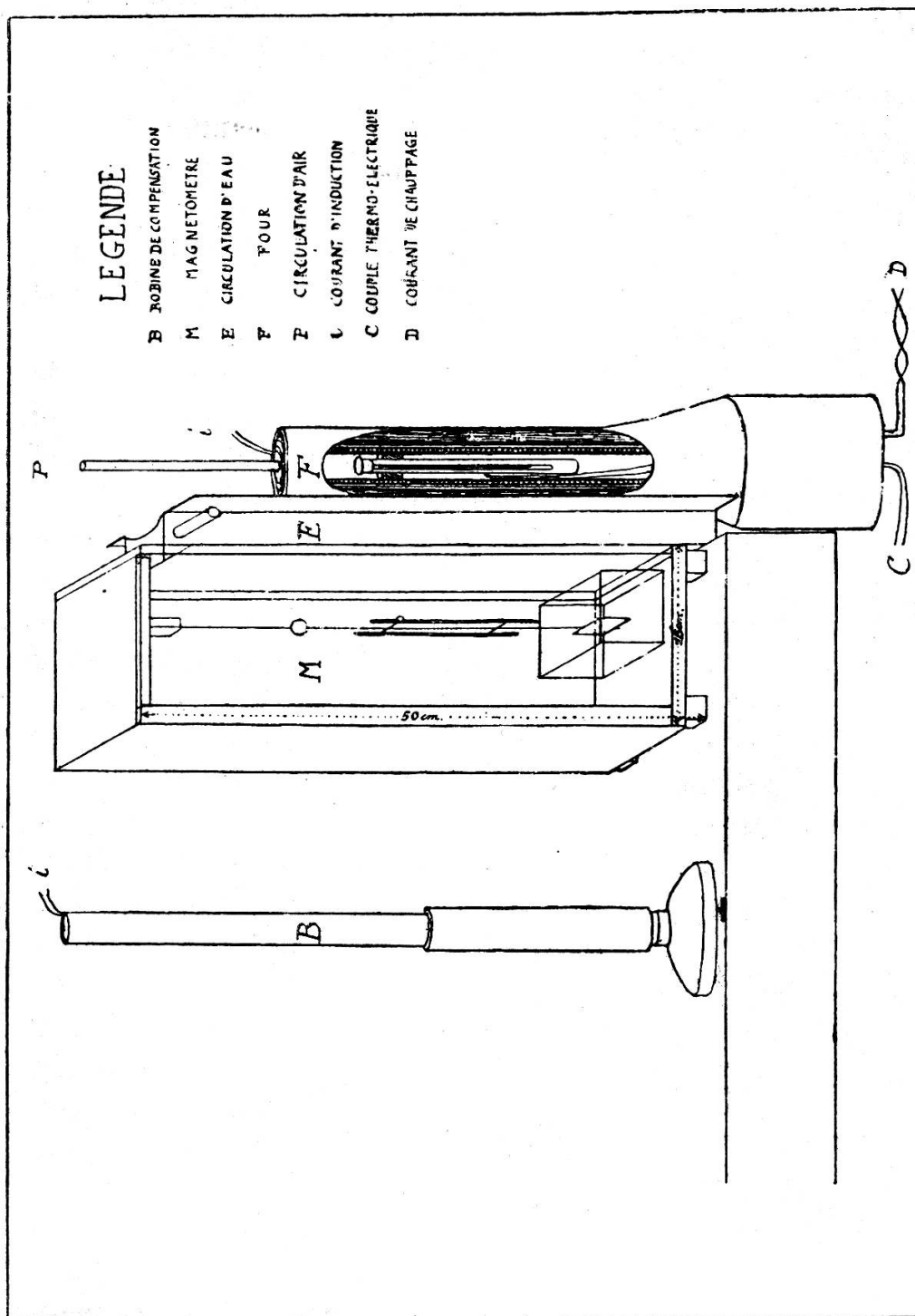


Fig. 1.

tée sur charnières. La proximité immédiate du four chaud était cause de multiples irrégularités de fonctionnement. Des plaques isolantes d'amiante épaisse ne s'étant pas montrées suffisantes,

on a établi une double paroi avec circulation continue d'eau (fig. 1, E) et monté la caisse sur de petites cales isolantes pour l'isoler de la console de marbre; la conduction thermique à travers celle-ci produisait en effet à la longue des perturbations appréciables.

*Production et mesure des températures.* — Le four à résistance devait satisfaire à la fois à deux conditions: ne produire absolument aucun champ magnétique à l'intérieur, puis donner une température uniforme sur une grande longueur de son axe (16 cm de par les échantillons).

Les enroulements bifilaires les plus soignés n'ont satisfait à la première exigence qu'imparfaitement; nous avons dit avec quel soin il est nécessaire de supprimer tout champ sur les barreaux. Nous avons dû recourir alors à une construction complètement inusitée et qui a donné toute satisfaction: sur un tube cylindrique de laiton long de quelque 60 cm, on a disposé du fil de grande résistance, *par portions rectilignes suivant les génératrices du cylindre*, puis connecté en sorte que le courant circulât parallèlement à l'axe du four alternativement dans un sens et dans l'autre: il n'a plus alors été possible de déceler aucune action sur les barreaux même dans les conditions de susceptibilité maximum.

L'accession à l'uniformité de température a été cherchée par la grande longueur du four, par la carcasse métallique épaisse et par des augmentations convenables de l'épaisseur du manteau d'amiante vers les extrémités. A  $400^{\circ}$  (tempér. extr. pour le nickel), la température était uniforme dans le four vide à  $0,5^{\circ}$  près sur une longueur de 16 cm; entre  $700$  et  $800^{\circ}$ , point de Curie du fer, nous n'avons pu obtenir un écart maximum de température (dans les mêmes conditions) inférieur à  $5^{\circ}$ . Les conditions des *observations* étaient rendues sensiblement plus favorables par la présence de la longue bobine d'aimantation sur carcasse métallique et par le fait que les échantillons étaient eux-mêmes de bons conducteurs.

Le refroidissement de l'ensemble abandonné à lui-même étant beaucoup trop lent en face de la nécessité de construire des cycles avec la température comme variable, on a ménagé au sommet du four une petite tubulure branchée sur une pompe; on



pouvait ainsi provoquer un balayage de bas en haut du four, dont l'efficacité était réglable de la place de l'opérateur.

Les couples thermoélectriques ont été constantan-argent pour le nickel, platine-platine rhodié pour le fer. Leur soudure thermométrique a été placée au contact des échantillons (pour le fer, avec le tube enveloppe) à une hauteur telle qu'elles indiquaient leur température moyenne si celle-ci n'était pas parfaitement uniforme. Les soudures froides étaient maintenues dans de la glace fondante.

En l'absence de potentiomètre, les couples étaient fermés sur un galvanomètre à bobine mobile de faible résistance, en série avec un millier d'ohms de manganine, pour éviter toute influence sur la constante des variations thermiques de résistance du reste du circuit. Le circuit extérieur tout entier était isolé sur paraffine et les fils d'accès à la soudure protégés par des tubes de verre pur; à ce prix seul, il a été possible d'éliminer toutes dérivations perturbatrices. Les températures étant lues directement sur l'échelle du galvanomètre, celle-ci a été étalonnée à plusieurs reprises par des points fixes (ébullition de l'eau, fusion de l'étain, fusion du zinc, fusion de l'antimoine<sup>1</sup>).

*Les corps d'essai.* — Les petits barreaux de nickel étaient découpés dans du fil de Kahlbaum contenant 1-1,5 % de cobalt; ils ont été soigneusement recuits et dressés avant l'usage. Pour le fer, nous avons étudié du fer doux de Suède, taillé dans l'intérieur d'un gros barreau, tréfilé et recuit avec soin dans une atmosphère d'hydrogène; puis un échantillon de fil de fer du commerce. Pour éviter toute oxydation, ces éprouvettes ont été calées dans l'axe de tubes de verre durs par un peu de fil de platine très mince; ces tubes furent vidés d'air et scellés à la lampe.

Il est important, pour la comparabilité des diverses observations, que les échantillons occupent une position parfaitement fixe dans le four. Ils ont été à cet effet montés à poste fixe dans

<sup>1</sup> Les circonstances ont fait que nous n'avons disposé que d'antimoine de pureté douteuse; les températures au delà de 500° sont donc un peu incertaines; cependant la concordance satisfaisante des points de Curie avec ceux d'observations antérieures et la bonne superposition des points observés sur les courbes des *f e m* connues des couples indiquent que cette incertitude ne saurait être grave.



des tubes bien réguliers, tous identiques, et qui venaient s'adapter sans jeu dans des liaisons de laiton à l'intérieur du four.

*Manipulations et causes d'erreurs.* — La mise en place étant ainsi faite on aimantait à l'intensité choisie en envoyant un courant continu dans le solénoïde, puis on établissait le courant de compensation et on commençait le chauffage en réglant désormais ce courant sur les indications du magnétomètre. Ces opérations, malgré toutes les précautions d'ordre pratique prises, sont malaisées à effectuer par un seul observateur ; en outre le réglage du courant de compensation ne peut être rigoureusement continu. Pour les dernières expériences, on a pu disposer d'un aide qui ne s'occupait que du réglage et la régularité en a été sensiblement accrue. Rigoureusement, il aurait fallu ne lire au magnétomètre qu'après avoir rendu la température stationnaire. Ce procédé est extrêmement long et cela présente en particulier l'inconvénient suivant : la nature même des expériences exclut l'observation du zéro du magnétomètre pendant un cycle de variation de température, à fortiori des observations alternées à droite et à gauche ; on ne pouvait donc contrôler le zéro et fixer ainsi les déviations qu'avant et après chaque cycle : d'ailleurs il n'est jamais rigoureusement fixe et il est donc de toute importance que l'intervalle de temps entre deux contrôles successifs ne soit pas trop considérable. Aussi avons-nous préféré, pour le relevé de la forme des courbes, procéder par variation continue et lente de la température. Bien entendu non sans avoir cherché, par des expériences comparatives, dans quelle mesure ce mode de faire était légitime ; ces expériences ont consisté à relever un nombre très limité (pour que la durée soit faible) de points à température stationnaire sur des cycles avec des points de départ variés et à observer ensuite des cycles très voisins par variation continue. Nous avons pu ainsi choisir des vitesses de variation telles que l'on peut, sans erreurs appréciables, procéder par variation continue pour toutes les observations à température croissante, et avec un peu plus de difficulté pour le refroidissement mais seulement avec le nickel et non avec le fer. La raison tient au refroidissement artificiel ; si faible qu'on choisisse le courant d'air, la soudure du couple, qui était séparée du fer par une paroi de verre, n'était plus à la tempé-

rature du métal; pour le nickel inaltérable, on a vu que la soudure faisait corps avec l'échantillon.

Il est d'ailleurs clair que, suivant les buts poursuivis dans chaque expérience, nous avons pris des vitesses de variation adaptées, les points stationnaires étant la limite à vitesse nulle.

Nous estimons la précision moyenne des résultats numériques à 0,5 %.

#### LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

*Réversibilité et irréversibilité.* — C'est la difficulté à laquelle on se heurte toujours dès qu'il s'agit de ferro-magnétisme à température variable. D'après la plupart des travaux sur le sujet qui nous occupe, l'irréversibilité semble être la règle. La théorie qui a guidé le présent travail fait prévoir au contraire la réversibilité sous la réserve exposée dans la publication théorique et que nous reprendrons plus loin. En fait, nous avons observé une irréversibilité assez considérable mais passagère.

Ayant communiqué à l'échantillon une certaine aimantation, puis lui ayant fait subir une oscillation de température (ample sans toutefois dépasser, bien entendu, le point de Curie) aller et retour, on retrouvait en général une aimantation sensiblement plus faible. Ajoutons immédiatement que cette irréversibilité est capricieuse, que la manière dont le corps a été aimanté a une grande influence sur sa valeur numérique et *même son signe*. Son ordre de grandeur moyen était de 10 à 15 % pour le nickel et elle a pu atteindre 40 % dans un cas particulier avec le fer; et d'autre part, nous avons pu observer, ayant aimanté un barreau d'abord fortement puis faiblement en sens contraire que le cycle thermique en champ nul, parcouru subséquentment, a entraîné non plus une diminution, mais une augmentation sensible de l'aimantation rémanente.

La courbe B de la fig. 2 donne un exemple de premier chauffage et refroidissement. Nous reviendrons sur ces phénomènes dans la discussion des résultats. Après ce seul premier chauffage, rarement après un second, les courbes se fixaient à une réversibilité presque complète, quels que soient l'aimantation ou le mode d'aimantation choisis. Presque complète, car il subsiste une petite réserve relative au nickel, que nous n'avons plus eu le temps



d'élucider complètement: l'indication au magnétomètre augmentait légèrement mais rapidement au début du chauffage, et

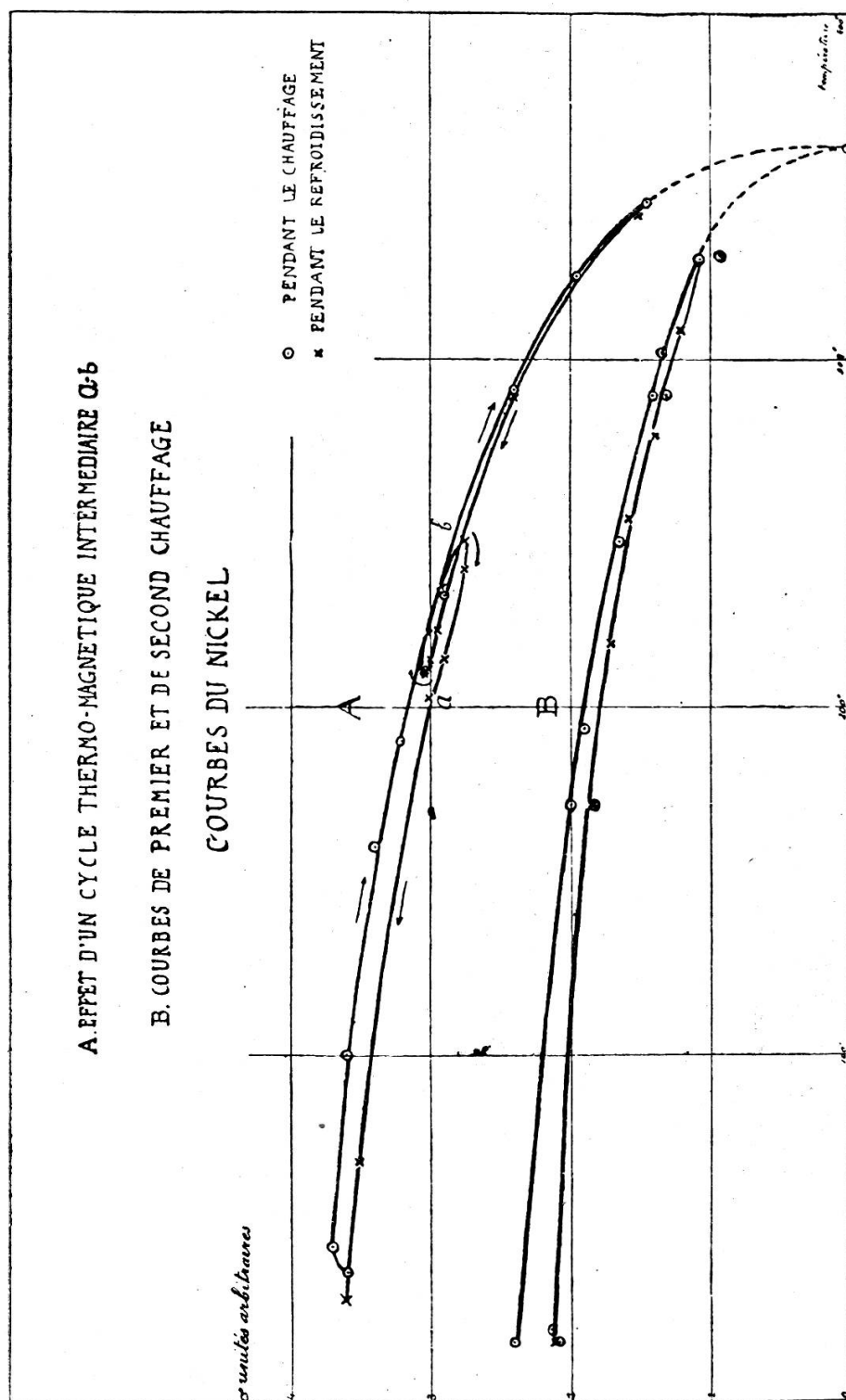
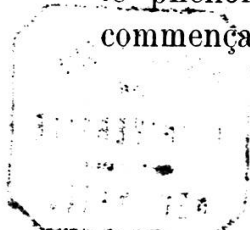


Fig. 2.

le phénomène inverse se produisait lorsque la température commençait à décroître, après quoi la variation suivait une



marche normale. Ce phénomène est illustré par le tableau I et les courbes A de la fig. 2, pour lesquels nous avons choisi à dessein un exemple particulièrement net avec des rebroussements secondaires en cours de transformation.

TABLEAU I  
Aimantation  $\mathcal{J}_r$  en unités arbitraires

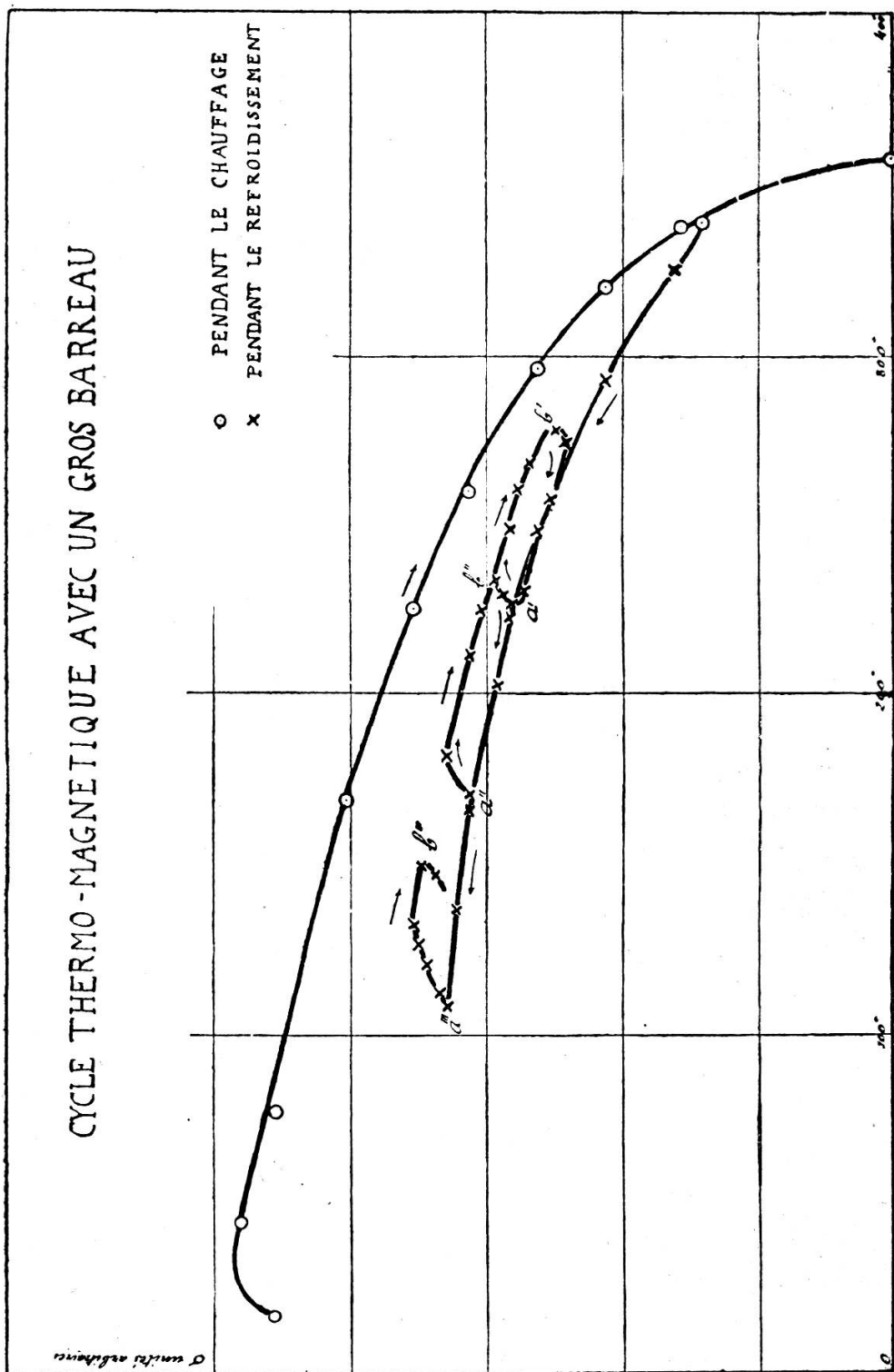
$t$	$\mathcal{J}_r$	$t$	$\mathcal{J}_r$
38	36,0	214	30,0
45	37,0	211	30,0
100	36,0	210	30,3
160	34,0	211	30,3
190	32,0	221	30,0
232	29,0	235	29,0
291	24,0	248	27,5
324	19,5	240	27,5
345	14,5	228	28,0
341	15,2	214	29,0
290	24,0	202	30,0
232	29,0	132	33,5
222	29,5	70	35,0
		30	36,1

Nous pensons que ce phénomène parasite n'est pas quelque chose de profond, pour la raison *expérimentale* que son *amplitude dépend du diamètre des barreaux*.

Comparons en effet les courbes A, fig. 2, relevées avec une tige de 0,5 de diamètre avec celles de la fig. 3 correspondant à un diamètre de 1 mm pour la même longueur de la même substance. Il est manifeste que cette irréversibilité particulière est ici beaucoup plus accusée. Nous inclinons à penser qu'il s'agit là encore d'un effet secondaire des charges superficielles; leur distribution est loin d'être concentrée aux deux extrémités et elle n'est pas semblable sur des cylindres de différents diamètres. Qu'une légère différence de répartition des températures s'accuse entre le chauffage et le refroidissement, on trouverait possible que le courant de compensation, suivant les indications du magnétomètre, provoque une petite aimantation ou désaimantation supplémentaire. On peut imaginer de telles répartitions; mais une discussion approfondie serait ici superflue, *seules des*



expériences nouvelles avec fours et barreaux différents auraient été en mesure de trancher. Le fait que le fer, protégé davan-



tage par son enveloppe de verre, n'a pas manifesté sensiblement ce phénomène parasite parle en faveur de cette idée

Par contre le fer nous a ménagé de plus grandes difficultés ; sa réversibilité ne s'est accusée nette et indépendante de la direction de l'aimantation qu'avec un réglage beaucoup plus soigné du champ compensateur. Ceci est évidemment dû et à l'aimantation plus forte (champ démagnétisant par conséquent aussi) et au champ coercitif plus faible ; ce qui signifie, dans l'hypothèse de l'aimantation spontanée, que celle-ci se renverse irréversiblement dans les éléments microcristallins avec une beaucoup plus grande facilité. Preuve en est que nous avons consacré beaucoup de temps au fer de Suède dont l'aimantation paraissait particulièrement sensible. Très pur et soigneusement recuit, il présentait une grande facilité d'aimantation et de désaimantation. Nous avons alors essayé du fil de fer du commerce de mêmes dimensions et peu recuit. Le tableau II contient quelques exemples des différences entre l'aimantation au départ et l'aimantation au retour d'oscillations de température de 600-700°.

TABLEAU II

Aimantations (en C. G. S.) avant et après cycles thermiques

Substance	$\mathcal{J}$ initiale	$\mathcal{J}$ finale	Différences en %
Fer de Suède . . . . .	197	187	- 5,1 %
	314	320	+ 2,0
	416	410	- 1,5
	416	422	+ 1,5
	451	424	- 6,0
Fil de fer du commerce.	387	386	} < 0,5 %
	428	427	

Enfin, une expérience importante pour appuyer les conclusions doit encore être indiquée ici. En parcourant des cycles avec une compensation des champs intentionnellement un peu trop forte, nous avons observé systématiquement une aimantation finale plus élevée qu'au départ et l'inverse avec une compensation trop faible. Cela suffit à faire admettre que les petites irréversibilités subsistantes et qui n'avaient aucun caractère systématique proviennent des imperfections de la compensation, en particulier du fait qu'elle ne saurait être rigoureusement continue.

Les fonctions  $\mathcal{J}_r = f(t)$  et leur liaison avec  $\mathcal{J}_{max.} = f(t)$ . — La forme générale des courbes est suffisamment caractérisée par les figures 4 et 5 qui accusent leur type commun. Mais on peut aller beaucoup plus loin car nous rappelons que la théorie fait prévoir même leur identité quelle que soit l'aimantation dont on part, au chauffage comme au refroidissement. Pour rendre la comparaison facile et rapide, nous avons consigné directement dans les tableaux III, IV, V, VI, VII non pas les aimantations observées, mais leurs rapports en % avec l'aimantation à une température identique pour tous les cycles; cette aimantation est désignée par aimantation « initiale »  $\mathcal{J}_{in.}$  et donnée en unités C. G. S. Pour le nickel on a choisi cette grandeur subséquentment à la petite variation irréversible notée.

TABLEAU III

Nickel : aimantations en % de la valeur initiale ( $\mathcal{J}_{in.}$ )  
(températures croissantes)

$\mathcal{J}_{in.}$ (C. G. S.)	191°	220°	250°	270°	305°
70	85,4	83,5	75,7	73,3	56,9
96	88,2	89,7	78,7	75,3	62,4
144	84,5	80,0	74,3	69,3	58,8
145	89,5	81,1	72,4	70,0	58,5
217	86,5	79,5	74,1	68,0	58,3
218	86,6	81,3	74,4	71,2	60,0
	86,0	81,8	74,9	71,2	59,1
	Moyennes				

TABLEAU IV

Nickel : aimantations en % de la valeur finale ( $\mathcal{J}_{fin.}$ )  
(températures décroissantes)

$\mathcal{J}_{fin.}$ (C. G. S.)	191°	220°	250°	270°	305°
70	85,4	78,7	75,7	72,5	56,9
96	86,9	83,2	73,3	70,2	61,1
137	89,0	81,3	75,8	70,1	60,0
145	82,5	81,2	76,3	72,4	60,0
169	87,5	82,7	74,7	72,7	58,1
212	88,2	81,2	74,5	71,0	52,4
218	86,4	81,7	74,3	70,5	60,7
233	85,4	80,5	75,2	68,2	57,5
	86,4	81,3	75,0	70,9	58,3
	Moyennes				

TABLEAU V

 Nickel : aimantations en % de la valeur initiale ( $J_{in.}$ )  
 (températures croissantes)

$J_{in.}$ (C. G. S.)	190°	220°	250°	305°	342°
68	85,0	80,8	73,3	56,0	26,0
167	86,2	81,3	76,6	61,4	28,6
184	84,2	79,4	73,2	58,3	33,4
209	89,0	80,7	73,7	56,7	37,8
228	85,3	80,2	74,7	57,9	33,0
	85,9	80,5	74,3	58,1	31,8
	Moyennes				

TABLEAU VI

 Fer de Suède (aimantation en % de  $J_{in.}$ )  
 (températures croissantes)

$J_{in.}$ (C. G. S.)	286°	405°	517°	605°	653°
184	94,7	87,0	76,7	68,5	61,5
312	—	82,8	72,0	62,4	56,5
332	91,4	86,7	78,7	67,7	60,0
339	94,4	85,5	73,6	64,2	59,6
387	—	86,3	74,6	66,7	61,3
424	—	83,5	70,7	63,3	58,2
428	94,3	86,0	73,7	66,0	60,2
	93,5	85,4	74,3	65,5	59,6
	Moyennes				

TABLEAU VII

 Fer du commerce (aimantation en % de  $J_{in.}$ )  
 (températures croissantes)

$J_{in.}$ (C. G. S.)	405°	517°	605°	653°
387	87,2	74,2	67,2	59,5
428	88,5	78,0	70,0	63,4
479	87,5	76,5	67,3	61,0
	87,7	76,2	68,2	61,3
	Moyennes			

Les tableaux III et IV sont extraits des observations pour une même série générale, mais les mesures au chauffage alternant

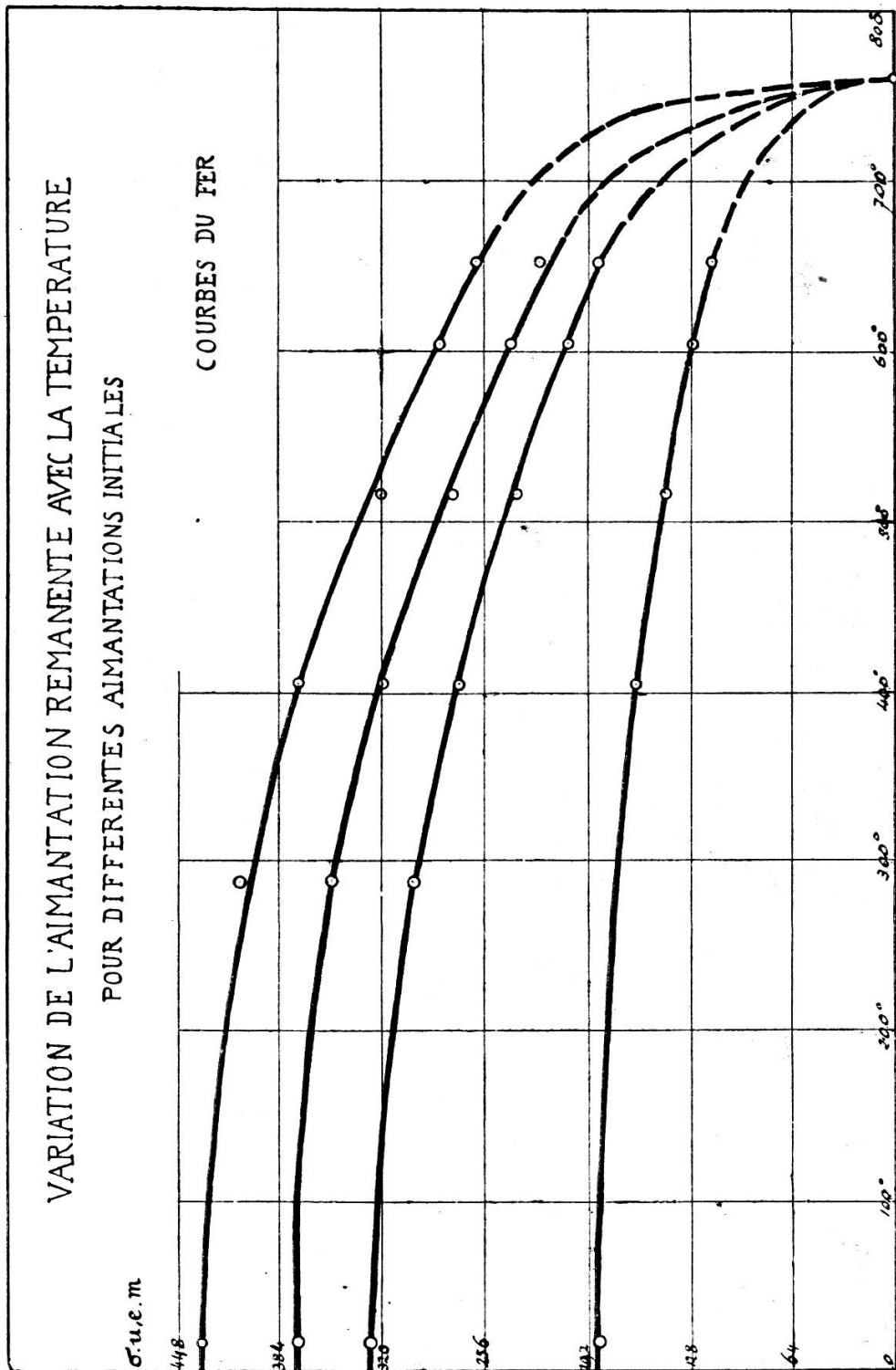


Fig. 4.

avec celles au refroidissement. Le tableau V correspond à un réglage différent et en outre a été relevé par deux observateurs,

ce qui a permis de s'approcher davantage du point de Curie. On a vu que la difficulté augmente considérablement dans cette région par suite de l'énorme accroissement de la susceptibilité.

Le tableau VI concerne le fer le plus doux (Suède), qui a offert de très grandes difficultés.

La figure 4 illustre les observations pour le fer. Nous n'avons pas fait de figure spéciale pour le nickel, la fonction donnée par les moyennes se trouve à la figure 5.

Une première chose frappe très nettement : les petits écarts que présentent entre eux les rapports aux mêmes températures n'ont absolument rien de systématique ; et on doit bien noter que les rapports, par la nature même des observations, *ne résultent pas de moyennes, mais d'une seule lecture pour chaque point*. On remarquera que les *moyennes* des rapports à température croissante et à température décroissante sont égales à une précision sensiblement supérieure aux 0,5 % indiquée comme limite générale des erreurs dans les expériences.

Les autres séries non consignées ont conduit aux mêmes résultats. Le fer les vérifie aussi ; et, comme il s'est agi d'aimantation initiale descendant jusqu'au 15 % seulement de la saturation, on peut considérer, pour les deux métaux, cette conclusion comme certainement acquise de *l'homologie des variations thermiques de l'aimantation rémanente quelle que soit sa valeur de départ*.

Nous n'avons pas noté dans les tableaux la *température de disparition de l'aimantation rémanente*. C'est là un point essentiel des courbes ; nous avons réuni les résultats de quelques déterminations faites dans ce sens au tableau VIII.

TABLEAU VIII

Températures de disparition de l'aimantation dans champ nul

Nickel		Fer de Suède
361°		763°
357°		768°
365°		763°
361°		763°
361°		
362°,5	Moy.	764°,1
361°	Val. prob.	763°
<hr/>		
Moy.	361°,2	



Ces observations n'ont pas été faites simultanément, mais échelonnées entre les autres expériences ; elles sont notées dans l'ordre chronologique, d'où l'amélioration des concordances. La théorie prévoit que ce point doit être exactement celui de Curie (disparition de l'aimantation spontanée). Il est donc indiqué de comparer ces résultats avec ceux de Radovanovitch<sup>1</sup> pour le nickel et de Renger<sup>2</sup> pour le fer, lesquels ont déterminé ces points au moyen de la disparition de la susceptibilité initiale (extrapolation au champ nul). Leurs chiffres sont 359° pour le nickel et 757° pour le fer. La concordance est aussi bonne qu'on peut la souhaiter. Nous avons noté en effet (v. p. 13) quelle incertitude subsistait sur les températures dès 500° et au delà, et l'on sait, d'autre part, les écarts incomparablement plus grands qui se sont manifestés dans d'autres travaux sur les mêmes points (ainsi Ashworth trouve pour le nickel au delà de 388°, pour le fer au delà de 785°). Enfin il n'y a pas lieu de comparer avec les points de disparition dans des champs intenses, ceux-ci étant jusqu'à 20° plus élevés et ne correspondant plus au même phénomène (ferro-magnétisme sollicité).

L'affinité des courbes d'aimantation rémanente étant établie, c'est-à-dire l'existence *d'une seule fonction* pour chaque substance, il reste à voir si ou dans quelle mesure cette fonction est la même que l'aimantation spontanée.

La comparaison n'est pas possible rigoureusement : l'expérience n'a permis de déterminer que l'aimantation dans des champs très intenses, soit la *saturation* au sens habituel de ce mot ; or celle-ci *diffère par excès* de l'aimantation spontanée d'autant plus que la température est plus élevée, ce phénomène étant identique au déplacement du point de disparition sous l'action du champ rappelé plus haut. Mais en l'absence de toute autre donnée, nous avons réuni dans les tableaux IX et X les chiffres interpolés d'après les travaux de Hegg<sup>3</sup> et Bloch<sup>4</sup> sur l'aimantation à saturation. La fig. 5 permettra la comparaison de ces fonctions.

<sup>1</sup> RADOVANOVITCH, D. *Thèse de Doctorat*, Zürich (Univ.), 1910.

<sup>2</sup> RENGER, K. *Thèse de Doctorat*, Zürich (Ec. polyt.), 1913.

<sup>3</sup> HEGG, F. *Thèse de Doctorat*, Zürich (Ec. polyt.), 1910.

<sup>4</sup> BLOCH, O. *Thèse de Doctorat*, Zürich (Ec. polyt.), 1911.

TABLEAU IX  
Nickel (aimantations en % de  $J_{in.}$ )

Observations	191°	251°	305°	342°
Hegg (champs très intenses)	82,9	72,0	54,7	[35,9]
Bloch (très intenses)	86,2	77,0	64,6	37,0
Moyennes H. B. . . .	84,6	74,5	59,7	36,5
P. et B. (champ nul)	86,0	74,9	59,1	
	86,4	75,0	58,3	
	85,9	74,3	58,1	31,8

TABLEAU X  
Fer (aimantations en % de  $J_{in.}$ )

Observations	405°	517°	605°	653°
Hegg (champs très intenses)	90,5	83,7	74,9	66,2
P. et B. (champs nuls)	85,4	74,3	65,5	59,6
	87,7	76,2	68,2	61,3

On voit que, pour le nickel, la fonction est comprise entre celles des deux auteurs. Pour le fer, la courbe d'aimantation dans

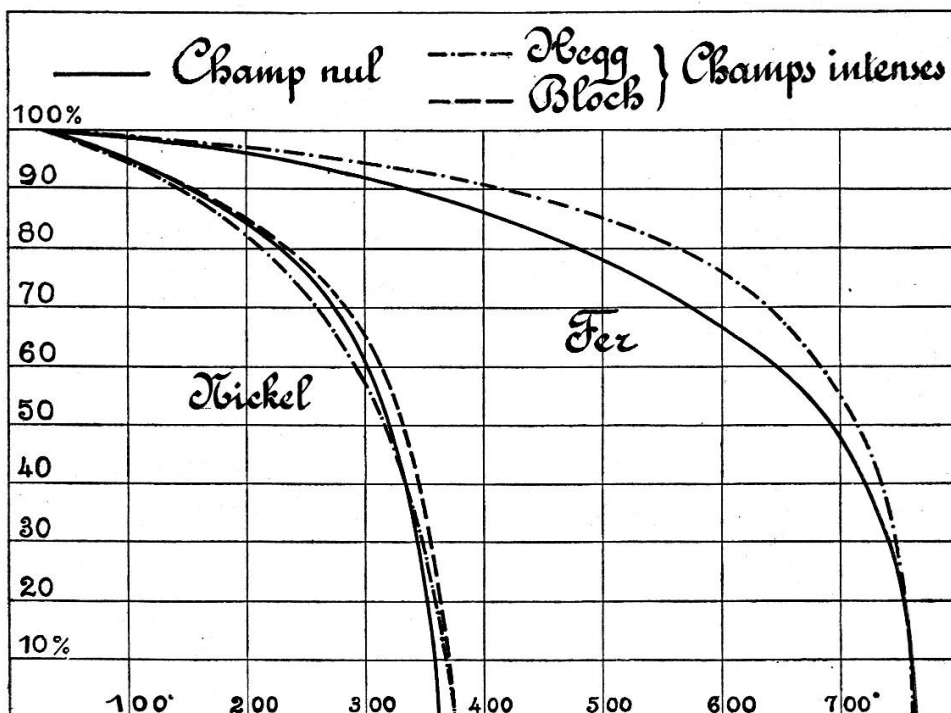


Fig. 5.



*champ nul se trouve nettement au-dessous*, c'est-à-dire que la diminution est sensiblement plus rapide que celle de l'aimantation dans le champ intense ; cette divergence est, on le voit, exactement dans le sens prévu plus haut. Nous n'avons pas eu à disposition pour le fer d'autres données que celles de M. Hegg. Nous pensons, à en juger d'après sa température de disparition du ferro-magnétisme, évidemment un peu trop basse, que toutes ses températures élevées sont entachées d'une erreur dans le même sens. Une correction dans cette direction rapprocherait les deux fonctions.

#### DISCUSSION ET CONCLUSIONS.

Nous avons rappelé dans l'introduction le problème expérimental qui découlait des prévisions théoriques et on a vu les réponses de l'expérience. Discutons-les en regard de la théorie des *grandeurs magnétiques homologues*. Rappelons tout d'abord que les théorèmes démontrés d'autre part (A. P., *loc. cit.*) s'établissent, en ce qui touche l'aimantation rémanente seulement, en admettant dans les microcristaux l'existence d'une aimantation à saturation<sup>1</sup>, sans hypothèse d'autre part sur sa possibilité ou ses conditions d'existence.

L'apparition d'une aimantation rémanente s'explique, non pas par des positions privilégiées des cristaux, mais par une aimantation à composantes dans la direction considérée dans un plus grand nombre d'éléments que dans la direction opposée. Et on admet que dans chacun des éléments, il faut vaincre un certain champ coercitif pour renverser la direction d'aimantation, d'où la stabilité de l'aimantation résultante. En considérant les variations de température de l'ensemble on arrive au théorème général :

*L'aimantation rémanente varie suivant la même loi que l'aimantation spontanée des éléments, ce, quelle que soit la valeur initiale choisie.*

Sous cette forme brève, cette proposition contient diverses conclusions particulières exposées d'autre part et dont l'une est

<sup>1</sup> V. travaux de M. P. Weiss sur le « champ moléculaire » pour les possibilités de l'existence d'une telle aimantation (« spontanée »).

évidemment la réversibilité. Or, si l'expérience accuse bien réellement la réversibilité, ce n'est qu'après un premier, parfois un second chauffage. Y a-t-il contradiction ? Nous ne le pensons pas : l'expérience notée p. 15 et d'autres similaires pourraient, au besoin sans hypothèse, montrer qu'il n'y a pas là deux phénomènes distincts, mais simplement une question de déterminations différentes des conditions expérimentales, car elle indique par interpolation qu'on pourrait chercher un *mode d'aimantation préalable tel qu'il donnerait la réversibilité thermique immédiate*. Mais on peut préciser théoriquement en rappelant que la démonstration brute postule expressément que la polarisation n'est renversée dans aucun des éléments pendant la variation de température ; or ce ne peut être possible que si le champ en tout point est nul ou mieux encore inférieur au champ coercitif en ce point. Il est assez peu probable que ces conditions soient réalisées exactement car les microcristaux ne sont pas sans action mutuelle, mais on pourrait penser que si l'effet de ces actions n'est pas nul, il se compense sur l'ensemble par effet de moyenne. Or, cela peut être vrai s'il n'y a pas d'aimantation globale (toutes directions également représentées), ce ne peut plus l'être dès qu'il existe une direction privilégiée : dès lors l'aimantation d'ensemble, étant stable à une certaine température, c'est-à-dire dans tous les éléments séparément, il pourra se faire qu'elle ne le soit plus dans certaines régions lorsque, par chauffage, le *champ coercitif dans ces régions aurait diminué un peu plus vite que l'aimantation spontanée*<sup>1</sup> ; il se produit alors sous l'action des cristaux voisins de nouveaux renversements de cette aimantation, *mais qui ne correspondront évidemment pas à un renversement inverse au refroidissement, pas plus qu'à un nouveau chauffage subséquent puisque les champs en cause n'ont pas changé de signe*.

Si cela est juste, on peut s'attendre à ce que l'irréversibilité thermique pour un même corps puisse se produire dans les deux

<sup>1</sup> Dans des travaux antérieurs, l'un de nous (A. P. : « Les variations thermiques de l'hyst., etc. ». *Archives*, 1909 (4), t. 28, p. 5, 119, 237, consulter part. chap. III) a montré que, en effet, les *champs coercitifs diminuent plus rapidement que l'aimantation* pour le nickel, le fer, la magnétite.

sens : c'est exactement l'expérience rappelée plus haut. Si cela est vrai, on peut s'attendre encore à ce que la réversibilité soit d'autant plus difficile à réaliser et l'irréversibilité d'autant plus accentuée que l'aimantation spontanée (puisque les actions mutuelles lui sont proportionnelles) est plus grande et les champs coercitifs plus petits : la comparaison offerte plus haut entre le fer, corps de grande aimantation et de faible champ coercitif, et le nickel aux propriétés inverses, et notablement mieux réversible, s'accorde pleinement avec cette prévision.

Ces considérations faites, il n'y a aucune raison de considérer la première irréversibilité comme un phénomène à part et on peut alors sans ambiguïté comparer entre elles les courbes réversibles seulement.

On a vu que dans tous les cas considérés, *elles sont, pour une même substance, identiques, à un paramètre constant près que l'on peut choisir arbitrairement en choisissant l'aimantation initiale.* Les écarts n'ont jamais été systématiques et s'expliquent pleinement par la très grande difficulté de compensation des champs.

En outre, *ces courbes se sont montrées presque identiques à celles de l'aimantation à saturation relevées par d'autres observateurs, ce qui est en plein accord avec la théorie : les aimantations dans champ nul forment donc bien des séries de grandeurs correspondantes (« homologues ») pour chaque corps séparément ; on peut dire qu'il n'y a à proprement parler qu'une fonction  $\mathcal{J}_r = f(t)$  pour chaque ferromagnétique, et que ces fonctions sont parentes pour des substances différentes dans la mesure où  $\mathcal{J}_{max.} = f(t)$  sont elles-mêmes parentes.*

Les discordances des observations antérieures rappelées au début doivent donc bien être attribuées, ainsi que l'un de nous l'exprimait dans la publication théorique, à l'indétermination des conditions expérimentales, notamment à la négligence des champs parasites de quelque nature qu'ils soient.

Une étude devant vérifier ces conclusions avec une précision plus grande devra reprendre le tout avec des moyens notablement plus riches et plus perfectionnés, notamment en ce qui concerne l'uniformité de la température et celle des champs dont les présentes expériences ont fait ressortir la grande importance ;

d'autre part, il serait nécessaire de faire une étude auxiliaire complète de l'aimantation à saturation sur les mêmes échantillons et avec la même échelle de température.

On peut souligner l'intérêt de telles recherches en faisant remarquer que, d'un point de vue théorique seulement, elles constituent en quelque sorte une *consécration de l'aimantation spontanée* dont certains travaux récents ont contesté l'existence. La seule expérience déjà, montrant qu'une aimantation très faible communiquée à haute température augmente d'elle-même considérablement par *refroidissement en l'absence de tout champ extérieur* ne saurait guère s'interpréter simplement d'une autre manière.

Lausanne, Laboratoire de Physique de l'Université.

---