



HAL
open science

Mesure de l'intensité d'aimantation à saturation en valeur absolue

Pierre Weiss

► **To cite this version:**

Pierre Weiss. Mesure de l'intensité d'aimantation à saturation en valeur absolue. *J. Phys. Theor. Appl.*, 1910, 9 (1), pp.373-393. 10.1051/jphystap:019100090037300 . jpa-00241531

HAL Id: jpa-00241531

<https://hal.science/jpa-00241531>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

MESURE DE L'INTENSITÉ D'AIMANTATION A SATURATION EN VALEUR ABSOLUE⁽¹⁾;

PAR M. PIERRE WEISS.

La connaissance de l'intensité d'aimantation à saturation est nécessaire pour la discussion de certaines questions théoriques. Je me suis proposé de la mesurer très exactement à la température ordinaire, pour le fer, le nickel, le cobalt et la magnétite.

La question a été défrichée par Ewing et Low⁽²⁾, au moyen de leur remarquable méthode de l'isthme. Ils ont exploré l'intervalle des champs compris entre 3000 et 24000 gauss et ont trouvé que l'intensité d'aimantation de plusieurs échantillons de fer doux reste sensiblement constante et voisine de 1700 unités, avec des fluctuations sans allure systématique atteignant 40 unités de part et d'autre de cette valeur. Roessler⁽³⁾ a fait des expériences beaucoup plus précises, mais dans des champs moins intenses, par la méthode magnétométrique avec des ellipsoïdes allongés. Il remarque que, entre 800 et 1300 gauss, l'aimantation n'augmente guère que de 0,5 0/0 de sa valeur, et croit pouvoir en conclure que la saturation est atteinte (1688 unités).

Par contre les expériences de du Bois et Taylor Jones⁽⁴⁾ semblent montrer que la saturation correspond à une intensité d'aimantation beaucoup plus élevée, qui serait à peine accessible dans les champs réalisables. Ils trouvent en effet, pour ne citer qu'un exemple, que pour un fer doux l'intensité d'aimantation croît de 1780 à 1850 entre 5000 et 15000 gauss.

La principale cause d'incertitude des mesures d'induction faites dans l'entrefer d'aimants puissants provient de ce que l'aimantation des pièces polaires n'est pas rigide, comme on l'a souvent supposé implicitement, mais qu'elle est influencée par les déplacements de la substance. J'ai déjà décrit sommairement⁽⁵⁾ la méthode nouvelle que j'ai employée ici et qui permet de réduire considérablement ce retentissement sur les pôles de l'aimant et, comme je vais le montrer, de l'enfermer entre des limites étroites et bien connues.

⁽¹⁾ Communication faite à la Société française de Physique : séance du 4 mars 1910.

⁽²⁾ J.-A. EWING et W. LOW, *Phil. Trans.*, t. CLXXX, A., p. 221; 1889.

⁽³⁾ ROESSLER, *Elektrotech. Zeitschr.*, t. XIV, p. 97, 114, 133, 149, 161; 1893.

⁽⁴⁾ H. DU BOIS et TAYLOR JONES, *Elektrotech. Zeitschr.*, t. XVII, p. 343; 1896.

⁽⁵⁾ P. WEISS, *C. R.*, t. CXLV, p. 1155; 1907.

La détermination de la loi de l'approche vers la saturation, qui est le complément indispensable de la mesure de l'intensité d'aimantation dans les champs élevés, a été poursuivie en même temps, elle a d'ailleurs par elle-même un certain intérêt.

Avant le présent travail, A. Droz ⁽¹⁾ a fait à ma demande, et en partie avec les mêmes appareils, des expériences qui doivent être considérées comme un acheminement vers celles que je donne ici.

Gumlich ⁽²⁾ a fait récemment un grand nombre d'expériences soignées sur les propriétés magnétiques du fer pur et d'un certain nombre de fers industriels. Pour les mesures dans les champs intenses, il se sert d'un isthme notablement perfectionné par rapport à celui des premiers expérimentateurs (longueur 28 millimètres, diamètre 3 millimètres), et sa manière de procéder, par retournement de l'isthme, est à l'abri de l'objection du retentissement sur les pièces polaires. Mais ces expériences, qui ont été faites plutôt en vue d'élucider des questions techniques par l'examen d'un grand nombre d'échantillons que pour déterminer très exactement les lois de la saturation, semblent sujettes à plusieurs autres causes d'erreur qui en limitent la précision. Notamment, l'intensité d'aimantation, quantité presque constante, est déterminée comme différence de deux quantités du même ordre de grandeur et, chacune, fortement variable.

M. Gumlich estime que le fer est aimanté sensiblement à saturation dès 2000 gauss et pousse les expériences jusqu'à 5000 gauss. La valeur la plus élevée de l'intensité d'aimantation qu'il trouve pour le fer le plus pur, contenant en tout 4,5 dix-millièmes d'impuretés, est 1720.

Principe de la méthode. — On dispose (*fig. 1*) dans l'axe de l'entrefer d'un électro-aimant puissant un solénoïde S très régulier relié à un galvanomètre balistique étalonné. On observe l'élongation du galvanomètre lorsque l'on retire suivant l'axe du solénoïde un petit ellipsoïde de la substance. Soient :

σ , l'intensité d'aimantation spécifique (moment magnétique de l'unité de masse) ;

m , la masse ;

⁽¹⁾ A. DROZ, thèse, Zurich, 1909, et *Archives des Sc. phys. et nat.*, 1910.

⁽²⁾ GÜMLICH, *Zeitschrift für Elektrochemie*, t. XV, p. 397; 1909; et *Elektrotech. Zeitschr.*, t. XXX, p. 1067-1096; 1909.

ζ , le champ que produirait au centre du solénoïde le courant I ;
 $\Delta\Phi$, la variation de flux mesurée par le balistique.

On a :

$$\sigma = \frac{\Delta\Phi}{m\zeta}.$$

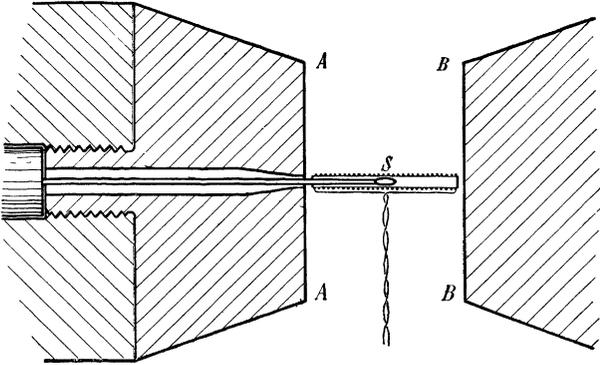


FIG. 1.

Si l'aimantation des pièces polaires était rigide, ζ serait égal à $4\pi n \left(1 - \frac{2l^2}{d^2}\right)$, où d est le diamètre, l la longueur du solénoïde et n le nombre de tours par centimètre. Si au contraire les surfaces frontales AA, BB des pôles étaient des plans indéfinis et la matière douée d'une perméabilité infinie, tout se passerait, pour la grandeur du phénomène d'induction, comme si, en retirant l'ellipsoïde, on avait enlevé en même temps deux ellipsoïdes aimantés dans le même sens et placés symétriquement au premier par rapport aux deux plans AA, BB. C'est ce que l'on peut appeler, par analogie avec les images électriques de lord Kelvin, les images magnétiques du premier ellipsoïde dans les deux plans. On voit d'ailleurs qu'il faut ajouter à ces premières images les images par réflexion multiples. Au lieu de cela il revient évidemment au même de considérer la variation de flux produite par l'extraction de l'ellipsoïde à la fois dans le solénoïde et dans ses images par réflexion simple ou multiple (fig. 2). En réalité, les surfaces frontales ne sont pas indéfinies et leur perméabilité n'est pas infinie. Mais il est probable qu'elle est encore assez grande, le fer des pièces polaires étant loin d'être saturé. Il faut donc choisir les dimensions du solénoïde et l'écartement des pièces polaires de telle

façon que la valeur de σ approchée par excès, dans l'hypothèse de l'aimantation rigide des pôles, soit très voisine de la valeur par défaut calculée avec le secours des images magnétiques. Avec les

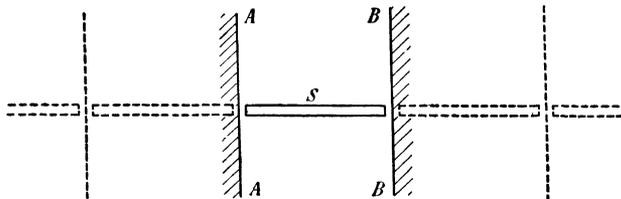


FIG. 2.

dimensions choisies, l'écart était de 2 millièmes de la quantité à mesurer. En prenant la moyenne, on était donc sûr de ne laisser subsister qu'une erreur inférieure à 1 millième.

Appareils. — L'*électro-aimant* a été précédemment décrit ⁽¹⁾. Ses noyaux ont 15 centimètres de diamètre; les surfaces frontales, de 10 centimètres de diamètre, sont écartées de 6^{cm},2. Le nombre d'ampère-tours le plus élevé employé dans ces expériences a été 94 000. Il donne alors un champ de 9 250 gauss. Les champs ont été mesurés en fonction du courant de l'électro-aimant avec le galvanomètre balistique, par comparaison avec un électro-aimant étalon ⁽²⁾.

Le *solénoïde* induit doit être très régulier. Il a été obtenu en enroulant un fil de cuivre de 0^{mm},2 recouvert de soie dans les filets d'une vis taillée dans un tube de laiton mince. Les 173 tours occupent une longueur de 56^{mm},68. Le diamètre intérieur du tube est de 4 millimètres.

Le position de chaque spire a été relevée à la machine à diviser. L'exactitude de celle-ci a été contrôlée en pointant les divisions d'un décimètre étalon du Bureau international des poids et mesures. Pour éliminer les erreurs pouvant provenir d'une courbure possible de l'axe du solénoïde, les pointés ont été faits suivant deux génératrices opposées. Ce solénoïde a été divisé en trois parties égales dans chacune desquelles on a déterminé le pas moyen par la règle déduite

(1) P. WEISS, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 353; 1907.

(2) *Loc. cit.*, p. 364, et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 433; 1907.

de la méthode des moindres carrés. On a trouvé ainsi :

	Première génératrice	Deuxième génératrice
Premier tiers	0 ^{cm} ,033703	0 ^{cm} ,033762
Deuxième tiers . . .	0 ,033772	0 ,033781
Troisième tiers ..	0 ,033785	0 ,033767

La régularité est grande ; mais, si l'on se propose d'éviter les erreurs de l'ordre de grandeur du millième, on ne saurait s'en tenir à une valeur moyenne du pas. On a donc calculé, au moyen de la position individuelle de chaque spire, la valeur que prendrait le champ dans le solénoïde traversé par un courant d'une unité électromagnétique, et cela non seulement pour le centre du solénoïde, mais encore pour les points voisins dans toute l'étendue occupée par l'ellipsoïde.

Abstraction faite de l'influence de la longueur finie du solénoïde, on trouve que la constance du champ est presque parfaite dans toute la région moyenne. Les écarts ne dépassent pas 1/4 000 et sont à peu près égaux et de signe contraire suivant que l'on utilise les pointés sur l'une ou l'autre génératrice. En tenant compte de la longueur finie et de ce que le pas subit une légère variation systématique entre le premier et le troisième tiers, on trouve pour le champ :

$$H = 370,94 - 0,0674x - 1,11x^2,$$

où x représente en centimètres la distance du point considéré sur l'axe au centre du solénoïde. On en déduit par un calcul facile le champ moyen dans un ellipsoïde de demi-grand axe a et de dimensions transversales faibles :

$$H_m = 370,88 - 0,20a^2.$$

Or $a = 0,45$, donc $H_m = 370,84$,

De ce que la substance occupe non le centre du solénoïde mais une étendue de 9 millimètres, il ne résulte donc qu'une correction insensible de 1 dix-millième, une petite erreur dans le centrage de l'ellipsoïde ne doit pas davantage avoir un effet appréciable.

Ce champ H_m est précisément la constante G' du solénoïde supposé fini :

$$G' = 4\pi n \left(1 - \frac{d^2}{2l^2} \right) = 4\pi n (1 - 0,00367).$$

Pour le solénoïde augmenté de ses images magnétiques, on trouve :

$$G' = 4\pi n (1 - 0,00168),$$

qui diffèrent de 2 millièmes. La moyenne donne donc

$$G = 371,21.$$

Le *galvanomètre* est un Deprez-d'Arsonval d'un modèle très répandu, dont le cadre, notablement plus léger que d'habitude, est suspendu à une lame de bronze phosphoreux longue et mince qui lui donne une durée d'oscillation simple de 4,3 secondes environ. Le fil d'amenée inférieur du courant est une hélice en bronze phosphoreux dont le couple est extrêmement faible. La résistance totale du circuit induit est d'une centaine d'ohms dont la moitié à peu près se partage entre le fil de suspension et l'hélice inférieure du galvanomètre. L'équipage du galvanomètre est largement hyperapériodique, de sorte que la sensibilité a pu être réglée dans de larges limites au moyen de résistances dans un circuit induit. L'emploi du shunt a été évité à cause de l'objection à laquelle il donne lieu relativement à la loi de partage d'un courant instantané, bien que des expériences comparatives aient montré que cette cause d'erreur est certainement très faible. Pour ramener plus rapidement le galvanomètre au zéro quand l'amortissement est fort, j'ai mis dans le circuit une petite bobine dans laquelle on peut déplacer à la main une aiguille aimantée.

Le miroir du galvanomètre a 2 centimètres de diamètre et 4 mètres de rayon. Il donne une image très fine et très nette d'un fil métallique fin sur une échelle transparente Carpentier, en verre, dont la division est très exacte. Dans la plupart des cas, les élongations ont été de l'ordre de grandeur de 200 millimètres. Les lectures successives pour le même phénomène concordaient généralement à 1 dixième de millimètre près, les moyennes de groupes de quatre observations ne différaient en général que de quelques centièmes de millimètre.

L'entrefer du galvanomètre étant très exactement de révolution et le cadre centré aussi exactement que possible, les écarts de la proportionnalité des lectures du galvanomètre à aux quantités d'électricité induite q ont été très faibles par suite de la grande distance de l'échelle au miroir. Les déviations ont été trouvées très exactement

égales dans les deux sens. La relation entre q et δ peut donc être écrite :

$$q = a\delta + b\delta^3 + c\delta^5 + \dots$$

Ce n'est que par des mesures répétées et très précises que l'on a pu mettre en évidence l'existence des termes de degré supérieur au premier. En admettant arbitrairement que toute la non-proportionnalité est due au deuxième terme, on trouve :

$$q = a \left\{ \delta + 0,032 \left(\frac{\delta}{100} \right)^3 \right\}.$$

Cette correction, qui ne dépasse pas 1 millième, a été faite. De plus je me suis astreint à étalonner le galvanomètre par une impulsion de grandeur voisine de celle du phénomène à mesurer.

L'étalonnement du galvanomètre a été fait au moyen d'une induction mutuelle exactement connue et d'un courant primaire déterminé en valeur absolue. L'induction mutuelle a été obtenue au moyen d'un solénoïde étalon, entouré en son milieu d'un nombre convenable de tours de fil, restant constamment dans le circuit induit.

Après plusieurs essais moins heureux (laiton, serpentine), j'ai employé comme support du solénoïde une colonne de marbre blanc de 1 mètre de longueur et de 10 centimètres environ de diamètre, tournée au diamant noir, et dans laquelle a été tracé avec le même outil un filet hélicoïdal destiné à recevoir l'enroulement formé d'un fil de cuivre nu de 0^{mm},5. Le pas de l'enroulement a été réalisé avec une grande exactitude. On a relevé à la machine à diviser la position des 272 spires les plus voisines du milieu et on les a partagées en trois groupes pour lesquels on a trouvé, pour la longueur moyenne occupée par 87 spires :

139^{mm},08
139^{mm},07
139^{mm},05

On en déduit pour le pas, dans la région moyenne :

1^{mm},5985.

Le diamètre du solénoïde a été mesuré au moyen de deux palmers de précision de Brown et Sharpe, qui ont donné des résultats concordants. Les moyennes des séries de mesures faites au milieu du solénoïde dans deux azimuts rectangulaires ont donné la même

valeur de :

$$98^{\text{mm}},624.$$

La bobine est très légèrement conique. A l'une de ses extrémités le diamètre est inférieur de 3 centièmes de millimètre et à l'autre supérieur de 6 centièmes de millimètre à sa valeur au milieu.

Le diamètre du fil est $0^{\text{mm}},502$, d'où le diamètre moyen du solénoïde :

$$98,624 - 0,502 = 98^{\text{mm}},122.$$

J'ai employé deux bobines induites de 10 tours et de 20 tours dont les diamètres sont :

	20 tours	10 tours
Diamètre extérieur...	$118^{\text{mm}},46$	$117^{\text{mm}},43$
— intérieur...	$113^{\text{mm}},25$	$115^{\text{mm}},25$

La longueur du solénoïde est de $959^{\text{mm}},6$. La correction à apporter à la valeur du flux du solénoïde indéfini ne dépasse pas 7,4 millièmes.

Le courant dans ce solénoïde a été de 1 ampère, mesuré à un ampèremètre de précision, sans coefficient de température, de Siemens et Halske. Cet instrument ne sert qu'au repérage du courant qui est en réalité déterminé en mesurant la différence de potentiel, voisine de 1 volt, aux bornes d'une résistance étalon de 1 ohm. La différence de potentiel est donnée par comparaison avec celle d'un élément étalon Weston au moyen d'un potentiomètre Franke, dont l'exactitude propre n'intervient pas, les deux différences de potentiel à comparer étant très voisines. L'élément Weston a été trouvé exactement concordant avec un autre Weston, muni comme le premier et comme l'ohm étalon d'un certificat de l'Institut physico-technique de Charlottenburg. La concordance des étalonnements a montré que le repérage se fait avec une précision voisine du dix-millième.

Le *champ à l'intérieur de la substance H* diffère du champ extérieur H_e de la valeur du champ démagnétisant de l'ellipsoïde :

$$H = H_e - RI,$$

où L est le coefficient démagnétisant de l'ellipsoïde et I l'intensité d'aimantation. L peut être calculé à partir des dimensions de l'ellipsoïde, supposé exactement réalisé. On a en effet :

$$L = 4\pi \frac{1 - e^2}{e^2} \left[\frac{1}{2e} L \frac{1 + e}{1 - e} - 1 \right],$$

où e est l'excentricité.

Quand la substance a une susceptibilité très grande dans les champs faibles, on peut aussi déterminer L expérimentalement, en remarquant qu'alors l'équation ci-dessus se réduit sensiblement à :

$$H_e = LI.$$

Le calcul de L n'a pas été possible pour la magnétite et pour le fer Kreuzler, dont la forme ne rappelait que de loin un ellipsoïde, la détermination expérimentale est en défaut pour les ellipsoïdes de cobalt, à cause de la faible susceptibilité de cette matière. Mais, dans les cas où les deux méthodes ont pu être employées, elles ont donné les résultats :

	Rapport des axes	L calculé	L observé
Fer Kohlswa .	0,401	1,701	1,667
Fer Merck ...	0,394	1,669	1,617
Nickel.....	0,404	1,715	1,815

dont la concordance est suffisante eu égard au but poursuivi. Les champs donnés plus loin sont corrigés du champ démagnétisant de l'ellipsoïde.

Le terme de saturation ne prend un sens précis que par la *connaissance de la loi d'approche*. Or l'on peut imaginer plusieurs raisons pour lesquelles dans un champ fini les aimants élémentaires ne s'alignent pas complètement. J'ai examiné précédemment ⁽¹⁾ la loi d'approche à laquelle conduit l'hypothèse d'une constitution cristalline, et j'ai trouvé que la distance de la courbe d'aimantation à son asymptote est un infiniment petit du second ordre en $\frac{1}{H}$.

D'autre part, d'après la théorie cinétique du magnétisme étendue aux corps ferromagnétiques par l'hypothèse du champ moléculaire, la saturation absolue, correspondant au parallélisme complet des aimants moléculaires, n'est accessible pour un champ fini qu'à la température du zéro absolu. A toute autre température il se produit une aimantation spontanée moindre qui, une fois surmontés les champs démagnétisants internes d'origine magnéto-cristalline, fournit l'aimantation à saturation, au sens usuel du mot. A partir de cette saturation, il reste une susceptibilité paramagnétique qui, dans un champ indéfiniment croissant, conduirait finalement à la saturation absolue. On se rend compte facilement que, même dans un champ de

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 680; 1907.

10 000 gauss, cette susceptibilité paramagnétique ne saurait fournir, pour les ferromagnétiques, à la température ordinaire, qu'une augmentation de l'aimantation de quelques cent-millièmes de sa valeur. Sauf retouche ultérieure de la théorie, il faut donc renoncer à chercher dans ce phénomène une part des variations observées dans les champs élevés.

Enfin, au point de vue de la théorie du champ moléculaire, on doit distinguer l'état des parties profondes d'un corps pour lesquelles la sphère d'action moléculaire est complète de celui des régions dans lesquelles cette sphère d'action est entamée par la surface libre ou par des surfaces de discontinuité intérieure. Ces dernières portions de matière jouent certainement un rôle subordonné par rapport aux premières; mais, si l'on considère la structure microcristalline des métaux et les variations de densité d'un échantillon à l'autre qui montrent combien peu le contact des éléments cristallins est intime, on jugera que les couches superficielles n'ont pas nécessairement un effet négligeable.

Or ces matières à champ moléculaire exceptionnel ont des propriétés différentes de celles de la matière profonde, et il est probable que certaines parties sont dans un état comparable à l'état β du fer. S'il en est ainsi, il y aura aussi dans les couches superficielles une portion, probablement très faible, de la substance pour laquelle la température ordinaire est précisément celle de la perte du ferromagnétisme et dont, par conséquent, la susceptibilité est infinie. Il se peut donc que cette matière contribue pour une part appréciable à l'accroissement de l'aimantation dans les champs très intenses, suivant une loi difficile à évaluer *a priori*; mais, à défaut d'hypothèse plus plausible, on peut lui attribuer le phénomène de la loi d'approche hyperbolique trouvé pour toutes les matières, le cobalt excepté.

Les résultats ont été exprimés au moyen de l'intensité d'aimantation spécifique. C'est la donnée immédiate de l'expérience et aussi la plus significative. J'ai ajouté accessoirement, pour faciliter la comparaison avec les données antérieures, l'intensité d'aimantation rapportée à l'unité de volume, qui suppose en outre la connaissance de la densité et dont la signification devient douteuse dès que la matière est suspecte de porosité. C'est pourquoi j'ai remplacé dans quelques cas la densité de l'échantillon étudié par la densité maximale de la même substance.

Pour la représentation graphique des résultats, j'ai porté I en fonction de $\frac{1}{H}$ ou de $\frac{1}{H^2}$. Les écarts à partir des lois d'approches simples sont alors mis en évidence par des déviations de la ligne droite.

En principe il eût été indifférent de faire porter l'examen de la loi d'approche sur le champ lui-même, ou le champ extérieur qui devient infini en même temps que lui et, dans le voisinage de la saturation, en diffère d'une quantité constante égale au champ démagnétisant de l'ellipsoïde. Mais cette différence est étrangère à la question et, pratiquement, elle n'est pas très petite par rapport au champ ; il est donc naturel de l'éliminer. Mais, même cette précaution prise, ce n'est que la physionomie d'ensemble des expériences qui permet d'estimer si l'on a trouvé la loi d'approche et l'on doit réserver la possibilité d'un démenti donné par de nouvelles expériences dans des champs encore beaucoup plus intenses. C'est avec cette restriction que doivent être prises les affirmations énoncées plus loin.

Remarquons enfin que les lois d'approche que j'ai trouvées sont dans tous les cas d'accord, qualitativement, avec celles de M. Droz (*loc. cit.*), qui a fait un plus grand nombre d'expériences sur cette question, par des procédés un peu différents.

Résultats. — *Fers.* — Trois échantillons de fer relativement purs ont été étudiés. Le fer de *Kohlswa* (Suède) est en tiges laminées de 6 millimètres de diamètre; sa densité a été trouvée égale à 7,8624. Il contient :

C	= 0,09 0/0
P	= 0,024
Si	= 0,04
Mn	= 0,06
S	= 0,009

Impureté totale = 0,223 0/0

Le deuxième échantillon a été obtenu en fondant au four électrique à résistance, dans une atmosphère d'azote, du fer électrolytique très pur de Merck contenu dans une nacelle de magnésie. On a fait sans résultat, sur 15 grammes de ce fer, qui se sont dissous sans résidu dans l'acide chlorhydrique étendu, les réactions habituelles pour déceler le manganèse, le soufre et la silice. On a pu dans ces deux fers tourner des ellipsoïdes assez exacts.

Le troisième échantillon de fer a été préparé avec un soin extrême

par H. Kreisler⁽¹⁾, qui l'a mis obligeamment à ma disposition. Ce fer était sous forme d'une lame de 0^{mm},43 d'épaisseur, qui a été enroulée d'abord de manière à faire un cylindre de 9 millimètres de longueur et de 3^{mm},20 de diamètre. Ce cylindre a été pointé ensuite aux deux bouts de façon à réaliser grossièrement un ellipsoïde. Les masses et dimensions de ces trois échantillons sont :

	Masses	Grand axe	Petit axe
Fer Kohlswa.....	0,4925	8,950	3,585
— électrolytique fondu....	0,4675	9,000	3,541
— Kreisler.....	0,3467	9,00	3,20

Les résultats sont réunis dans les tableaux suivants et représentés à la *fig. 3*.

Kohlswa		Électrolytique fondu		Kreisler	
H	σ	H	σ	H	σ
686 gauss	212,88	615 gauss	212,94	1616 gauss	212,24
986	214,50	760	213,83	1929	212,95
1574	215,42	1060	214,51	2523	213,70
2160	215,70	1655	215,00	3109	213,96
3078	215,96	2240	215,26	4028	} 214,46 214,31
4536	216,11	3160	215,55	5484	
6414	216,23	4620	215,72		
		6500	215,82		

La *fig. 3* montre que, pour les deux premiers fers, la loi d'approche est presque identique, le troisième est notablement plus *dur*, magnétiquement.

Les formules suivantes résument ces expériences :

$$\begin{aligned}
 \text{Kohlswa} & \dots\dots\dots 216,5 \left(1 - \frac{7,9}{H} \right) \text{ à } 19^\circ \\
 \text{Électrolytique fondu} & \dots\dots\dots 216,08 \left(1 - \frac{7,94}{H} \right) \text{ à } 17^\circ,3 \\
 \text{Kreisler} & \dots\dots\dots 215,33 \left(1 - \frac{19,1}{H} \right) \text{ à } 18^\circ
 \end{aligned}$$

L'extrapolation consistant à déduire des expériences la valeur pour $H = \infty$ n'ajoute donc, pour les deux premières substances, qu'un millième environ, elle ne donne donc pas lieu à une grande incertitude. Il est assez remarquable que, pour l'intensité d'aimantation à saturation spécifique, ces trois substances se rangent dans

(1) H. KREUSLER, *Ber. Deutsch. Phys. Ges.*, t. VI, p. 344 ; 1908.

l'ordre inverse de leur pureté probable. Des erreurs d'expériences expliquant ces divergences me paraissent devoir être exclues. Il est possible que la densité plus grande qui restreint l'influence des discontinuités internes explique la saturation plus élevée du premier

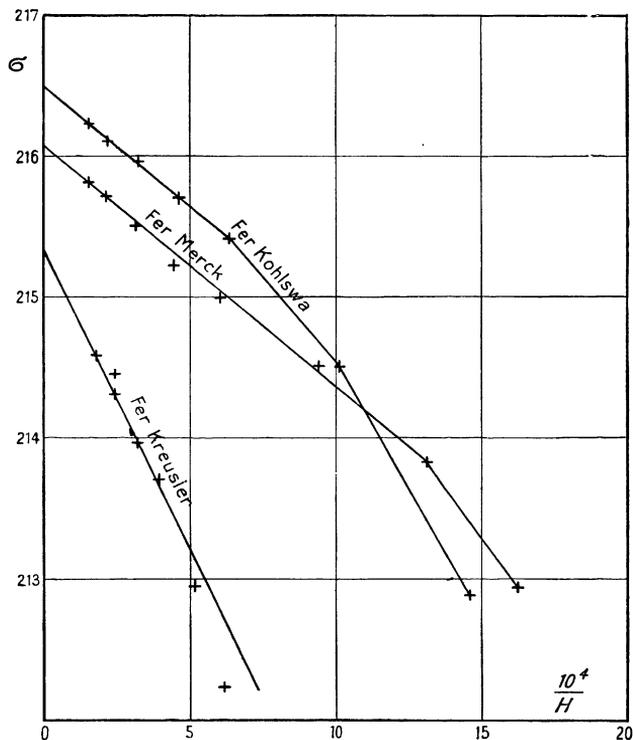


FIG. 3.

fer. Quant au troisième, Gumlich⁽¹⁾ déjà avait trouvé sur un autre échantillon une valeur anormalement élevée du champ coercitif et en avait conclu à la présence probable de gaz dissous. En résumé, la valeur $\sigma = 217$, augmentée un peu de celle du fer de Kohlsua pour tenir compte des impuretés, est probablement exacte à 0,50/0 près. C'est aussi à cette valeur près que l'on peut estimer que l'intensité d'aimantation à saturation d'une substance est une quantité définie.

(1) E. GUMLICH, *Ber. Deutsch. Phys. Ges.*, t. VI, p. 371; 1908.

Avec la densité trouvée pour le fer de Kohlswa, cette valeur donne :

$$I = 1706 \quad \text{à } 19^\circ.$$

Nickel. — Le nickel a été, sur demande spéciale, fourni à un très haut degré de pureté par Merck. Reçu sous forme pulvérulente, il a été fondu en lingot dans une nacelle en magnésie, plongée dans un courant d'azote, au moyen du four électrique à résistance, puis tourné sous forme d'ellipsoïde. Cette dernière opération a été très

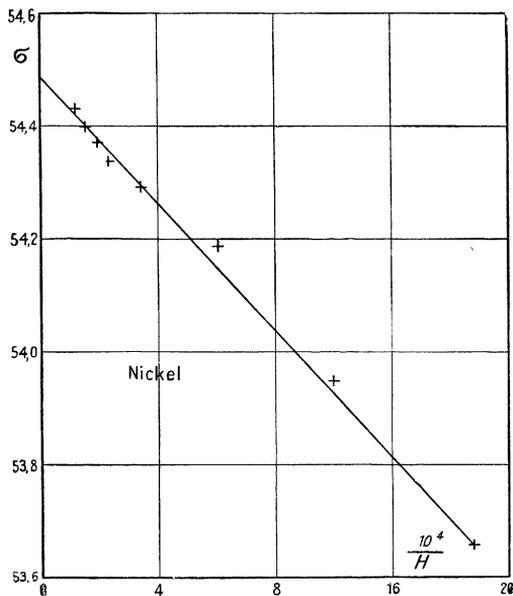


FIG. 4.

délicate à cause de la fragilité due à une structure cristalline très prononcée, accompagnée d'une certaine porosité. La masse de l'ellipsoïde est de $0^{\text{sr}},54198$, le grand axe a $9^{\text{mm}},018$, le petit axe $3^{\text{mm}},638$. Les résultats sont contenus dans le tableau suivant et représentés dans la *fig. 4*.

NICKEL (18°)

H	σ	H	σ
676 gauss	53,65	4118 gauss	54,34
997	53,95	5043	54,37
1654	54,19	6498	54,40
2929	54,29	8378	54,43

La *fig.* 4 montre que la loi d'approche est hyperbolique. La formule $\sigma = 54,49 \left(1 - \frac{9,7}{H}\right)$, résume ces expériences.

Une autre détermination à 16°,7 a donné $\sigma = 54,72$; elle présente avec la précédente une différence de l'ordre de grandeur de celle que doit donner la variation thermique, plus grande à la température ordinaire pour le nickel que pour le fer.

En adoptant pour la densité 8,79 (Landolt, Tilden), on trouve :

$$I = 479,0 \quad \text{à } 18^\circ.$$

Cobalt. — Les trois ellipsoïdes de cobalt ont été obtenus comme l'ellipsoïde de nickel, à partir de cobalt extrêmement pur préparé spécialement pour cette expérience par Merck et fondu au four à résistance dans une atmosphère d'azote. Comme le nickel, le cobalt n'a été à haute température en contact avec aucun autre solide que la nacelle en magnésie. Les lingots de cobalt n'avaient pas la porosité du nickel et se travaillaient très bien au tour, à peu près comme un acier à outils non trempé. Les deux premiers ellipsoïdes avaient déjà servi à des expériences sur la variation de l'intensité d'aimantation avec la température et avaient, de ce fait, séjourné pendant plusieurs heures à des températures comprises entre 1 100° et 1 200°. Pendant ces expériences les ellipsoïdes avaient été protégés du contact de l'enveloppe (stéatite ou platine) par une couche de magnésie calcinée. Après chaque nouveau chauffage, j'avais remarqué un *durcissement magnétique* de la substance qui, par exemple, ne prenait plus, après la série des expériences à haute température, que 92 0.0 de l'intensité d'aimantation primitive dans un champ de 18 000 gauss.

Le cobalt 1 (*fig.* 5), qui, après le durcissement à haute température, avait subi un repos de deux mois à la température ordinaire, a été recuit pendant sept heures à 500° (*fig.* 5), et il est revenu ainsi à un état plus doux. L'implusion du balistique, pour un champ extérieur de 9 250 gauss (champ intérieur voisin de 7 000 gauss) a passé

de 165 millimètres à 170^{mm},94. Après un nouveau recuit à 400°, de une heure et demie, on a trouvé 171 millimètres, donc aucun changement. Un chauffage à 600° a produit un nouveau durcissement, en ramenant l'impulsion à 165^{mm},8 qu'un nouveau recuit de dix-sept heures à 500° n'a pu faire disparaître, la matière donnant finalement une impulsion de 167 millimètres. Il semble donc que si l'on peut ramener la matière à l'état doux, cela ne peut être que par

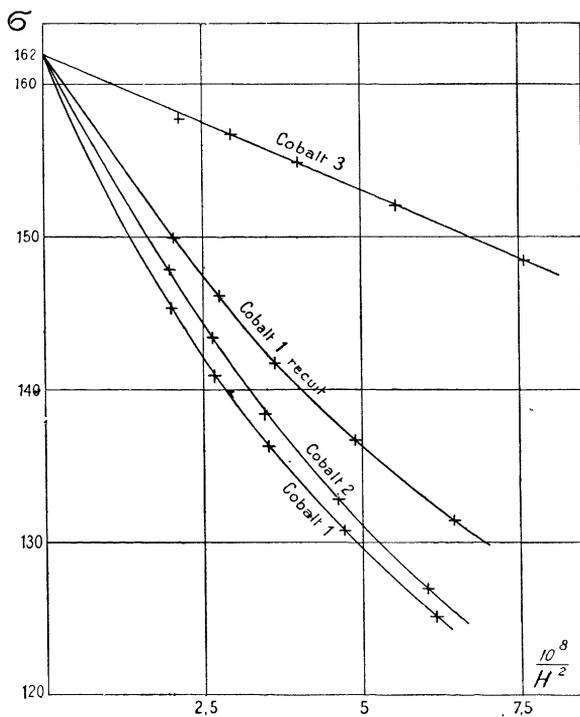


FIG. 5.

des recuits très prolongés à des températures inférieures à 500°. Le résultat est donc médiocre ; tous les recuits essayés n'ont même pas réussi à rendre au cobalt un état aussi doux que celui qu'il garde après la fusion.

Les résultats sur ces trois échantillons de cobalt sont contenus dans les tableaux suivants.

	Masse	Grand axe	Petit axe
Cobalt 1.....	0,3769	7,925	3,261
— 2.....	0,4121	8,405	3,269
— 3.....	0,4462	8,215	3,440

COBALT 1 RELATIVEMENT DUR

H	σ	H	σ
208	28,8	4610	130,7
370	39,0	3320	136,3
3240	116,3	6110	140,9
4030	125,2	7070	145,3

COBALT 1 RECUIT PENDANT 7 HEURES A 500°

H	σ	H	σ
3940	131,4	6030	146,2
4520	136,7	7000	149,9
5240	141,8		

COBALT 2 RELATIVEMENT DUR

H	σ	H	σ
120	14,9	3470	117,5
260	28,1	4270	127,0
450	39,0	4850	132,8
600	46,5	5560	138,4
1040	63,7	6360	143,4
1510	78,5	7340	147,8
2490	101,4		

COBALT APRÈS FUSION, RELATIVEMENT DOUX (17°)

H	σ	H	σ
85	35,2	4240	152,0
170	51,2	5000	154,8
40	115,1	5815	156,7
2330	135,1	6830	157,7
3633	148,5		

Ces expériences ont été représentées dans la *fig. 5*, dans laquelle on a porté en abscisses les valeurs de $\frac{1}{H^2}$ et en ordonnées celles de σ . Pour le cobalt doux seulement, les champs ont été suffisants pour mettre en évidence une loi d'approche bien déterminée. La distance à l'asymptote de saturation est proportionnelle à $\frac{1}{H^2}$.

On trouve graphiquement $\sigma_\infty = 162$ à 17° avec une incertitude de 1 0/0 et même peut-être davantage à cause de l'importance de l'ex-

trapolation. Quant aux trois courbes se rapportant à des cobalts relativement durs, leur allure semble indiquer que, suivant toute vraisemblance, elles convergent vers la même valeur de σ_{∞} . C'est précisément ce à quoi l'on s'attend si l'on attribue ces modifications assez profondes de l'état magnétique à des anisotropies variables s'opposant plus ou moins à l'orientation de l'aimantation dans la direction du champ. On déduit du graphique, pour l'intensité d'aimantation spécifique du cobalt doux dans les champs élevés :

$$\sigma = 162 \left(1 - 1,41 \frac{10^6}{H^2} \right) \quad \text{à } 17^{\circ},$$

et pour l'intensité d'aimantation à saturation rapportée à l'unité de volume, en multipliant par la densité 8,712 (Landolt, Tilden) :

$$I = 1412 \quad \text{à } 17^{\circ}.$$

Magnétite. — L'intensité d'aimantation de la magnétite dans les champs élevés a été déterminée à plusieurs reprises. M. du Bois ⁽¹⁾ trouve pour l'intensité à saturation d'une magnétite cristallisée, par la méthode magnéto-optique, $I = 350$. J'ai trouvé précédemment ⁽²⁾ 435 pour un cristal de magnétite de Brozzo et 469 pour un cristal du Tyrol. M. V. Quittner ⁽³⁾, dans une nouvelle étude détaillée de l'aimantation de la magnétite cristallisée, a constaté la grande diversité des échantillons en mesurant leur densité : il a trouvé 5,08; 5,49; 5,41; 5,252. Ce dernier nombre se rapporte à un cristal remarquablement homogène qui a donné $I = 480$ dans un champ de 1 200 gauss. Aucune de ces mesures ne prétend à une très grande précision.

Mais la diversité des propriétés des cristaux montre qu'il est nécessaire de préparer artificiellement de la magnétite pure. On l'obtient en calcinant au chalumeau oxyhydrique le sesquioxyde Fe^2O^3 . Cet oxyde lui-même est préparé à partir de l'oxalate et est très pur (Merek). La magnétite fond à une température inférieure à celle de la fusion du platine. Mais le dégagement de gaz continue encore au-dessus de la température de fusion et pour être sûr de chasser tout l'oxygène en excès, il est bon de porter la matière à une température très élevée.

(1) H. DU BOIS, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 36 : 1890; — *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXIX, p. 262, 301; 1890.

(2) P. WEISS, thèse, Paris, 1896, et *Éclairage électrique*, VII.

(3) V. QUITTNER, thèse, Zurich, 1908, et *Archives des Sc. phys. et nat.*, XXVI, p. 358, 453, 585; 1908.

Jeme suis servi d'une nacelle en iridium, en lui donnant une forme elliptique et en la remplissant de manière que la ménisque de magnétite soit suffisamment convexe, on obtient directement par fusion un ellipsoïde approché. Je donne ici le résultat des expériences faites sur deux matières, la magnétite 1, dans laquelle il restait sans doute de l'oxygène en excès, et la magnétite 2 pour laquelle cette cause d'erreur a été évitée :

MAGNÉTITE 1 (19°) (impure)

H	σ	H	σ
3020	79,97	5130	80,43
4210	80,32	6590	80,57

MAGNÉTITE 2 (16°) (pure)

H	σ	H	σ
1770	89,77	5810	90,43
3120	90,20	6610	90,49
4230	90,27	7460	90,52
5150	90,34	8490	90,49

MASSE

Magnétite 1.....	0,19708
— 2.....	0,17977

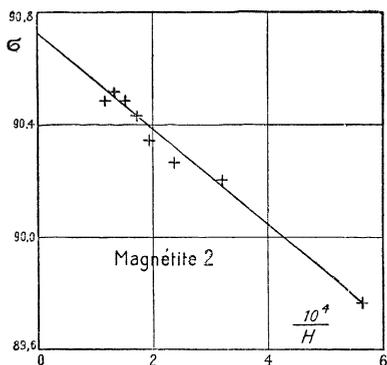


FIG. 6.

Les expériences sur la magnétite 2 sont représentées dans la fig. 6. La loi d'approche est hyperbolique, pour les deux échantillons, pour lesquels l'aimantation spécifique dans les champs élevés

392 WEISS. — INTENSITÉ D'AIMANTATION A SATURATION
peut être représentée par :

$$\sigma = 81,06 \left(1 - \frac{39}{H}\right) \text{ à } 19^\circ \text{ (magnétite impure),}$$

$$\sigma = 90,72 \left(1 - \frac{19}{H}\right) \text{ à } 16^\circ,2 \text{ (magnétite pure).}$$

La valeur de l'intensité d'aimantation à saturation en volume est donc, en adoptant la densité 5,252, la plus élevée de Quittner se rapportant sans doute à un cristal sensiblement dépourvu de porosité :

$$I_\infty = 476,5 \quad \text{à } 16^\circ,2.$$

Le tableau suivant résume les *résultats* de ce travail :

	t	σ_∞	I_∞
Fer.....	19°	217	1706
Nickel.....	18°	54,5	479,0
Cobalt.....	17°	162	1442
Magnétite.....	16°,2	90,72	476,5

La distance entre la courbe et l'asymptote de saturation obéit à une loi variable suivant les substances. Pour le cobalt, elle est un infiniment petit du second ordre en $\frac{1}{H}$ conformément à la théorie reposant sur l'anisotropie des éléments de structure. La dureté magnétique exceptionnelle du cobalt, la grande variabilité de cette dureté avec l'histoire antérieure de l'échantillon, l'apparition, dans certaines expériences de déviation, de couples inexplicables par ailleurs, qui suggèrent aussi une forte anisotropie des cristaux élémentaires, viennent à l'appui de cette interprétation.

Pour toutes les autres substances, la distance entre la courbe et l'asymptote est un infiniment petit du premier ordre en $\frac{1}{H}$. Il y a donc une autre cause qui empêche la complète saturation et sur laquelle l'effet de l'anisotropie ne prédomine qu'exceptionnellement. On peut la chercher dans les propriétés spéciales des couches superficielles.

Indépendamment de toute interprétation, la technique employée dans ce travail permet de poursuivre l'étude expérimentale des deux constantes σ_∞ et a , de la formule donnant l'intensité spécifique dans les champs élevés :

$$\sigma = \sigma_\infty \left(1 - \frac{a}{H}\right).$$

Les expériences sur des divers fers ont déjà montré que σ_{∞} varie très peu pour un même corps pur. Il serait intéressant d'étudier cette constance approximative sur un plus grand nombre d'échantillons et de séparer ce qu'elle peut contenir de l'influence d'impuretés de celle de l'état physique et notamment de la densité.

La deuxième constante a est beaucoup plus variable d'un échantillon à l'autre. Elle représente ce que l'on peut appeler la dureté magnétique dans les champs intenses. Une étude expérimentale étendue de cette quantité permettrait peut-être de pénétrer dans le mécanisme encore obscur de la loi d'approche.

Enfin on peut remarquer que dans les deux cas où les mesures ont été faites sur plusieurs échantillons de la même matière (fer, magnétite), à une diminution de σ_{∞} correspond une augmentation de a . Si cette relation était générale, elle serait manifestement favorable à l'hypothèse qui attribue l'écart de la saturation à la matière des couches superficielles et des surfaces de discontinuité entre les éléments de structure.
