Forces électromotrices-thermoélectrique dues à l'aimantation

Autor(en): **Kousmine, T.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **7 (1934)**

Heft VII

PDF erstellt am: **26.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-110396

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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Forces électromotrices-thermoélectriques dues à l'aimantation

par **T. Kousmine**, Lausanne.

(20. VIII. 34.)

Sommaire. Rappel des notions fondamentales de la théorie des forces électromotrices-thermoélectriques et définition des grandeurs utilisées. Les problèmes qui font l'objet de ce travail sont envisagés en général comme ressortissant au moins à deux phénomènes distincts: la variation magnétique des forces électromotrices-thermoélectriques et la différence de potentiel thermomagnétique longitudinale; pour nous ces deux types d'effets n'en forment en réalité qu'un seul. Expérimentalement, l'ensemble de ces problèmes peut se ramener pour le ferromagnétisme à celui des f.e.m. d'un couple comprenant le métal ferromagnétique successivement non-aimanté, aimanté normalement, puis enfin parallèlement au gradient de température, et un autre métal pratiquement insensible au champ magnétique. Les questions théoriques auxquelles cette étude expérimentale se rattache ont dirigé notre effort en particulier vers la comparaison des effets normaux et parallèles sur les mêmes échantillons.

Description de la technique mise en œuvre, des causes d'erreur et des précautions qu'elles entraînent; la précision obtenue est de 1% de la variation de la f.e.m. thermoélectrique soit d'environ 0,01% de la f.e.m. totale du couple.

Dans les deux métaux étudiés, soit le fer et le nickel, les effets de même type sont de même signe dans l'intervalle étudié, des champs faibles jusqu'au voisinage de la saturation. L'aimantation parallèle au gradient de température élève toujours le pouvoir thermoélectrique: l'aimantation normale, au contraire, l'abaisse toujours.

L'apparition des limites correspondant à la saturation est manifeste sur toutes les courbes, particulièrement sur celles du nickel, en corrélation avec la moindre intensité des effets démagnétisants dans ce métal. On constate cette différence caractéristique que dans le nickel les effets tant normaux que parallèles croissent régulièrement de zéro à leur limite, tandis que dans le fer ils accusent des maxima remarquablement nets.

L'existence de ces phénomènes est étroitement liée à celle de l'aimantation spontanée; en particulier la différence entre l'effet longitudinal et l'effet transversal mesure l'anisotropie thermoélectrique créée dans le milieu par la polarisation magnétique à saturation. Le rapport des deux effets a été trouvé d'environ —2, en accord avec la théorie basée sur l'existence de groupements élémentaires aimantés à saturation et dont les orientations initiales sont parfaitement désordonnées.

Introduction.

Le présent travail est une étude d'ensemble des phénomènes qui prennent naissance lorsque l'on aimante la branche ferromagnétique d'un couple formé avec un autre métal, pratiquement insensible à l'aimantation. On peut tout aussi bien dire que nous avons mesuré la force électromotrice-thermoélectrique entre

un métal ferromagnétique aimanté (dans le cas particulier il s'agit du fer et du nickel) et le même métal non-aimanté, cela dans les deux cas de l'aimantation parallèle, ou normale au gradient de température.

Avant d'aborder le sujet proprement dit, rappelons brièvement les quelques notions de la théorie des forces électromotrices-thermoélectriques qui nous seront utiles dans la suite et les définitions que nous avons adoptées.

§ 1. *Force électromotrice et pouvoirs thermoélectriques.*

La force électromotrice-thermoélectrique (f.e.m.) E_{AB} entre deux métaux A et B est dite positive quand elle a le sens de A vers B à travers la soudure froide. Ainsi, la f.e.m. Fer-Cuivre est positive et la f.e.m. Nickel-Cuivre négative.

La f.e.m. thermoélectrique totale est composée:

a) d'une f.e.m. de contact qui a le sens du cuivre au fer et du nickel au cuivre aux deux soudures;

b) d'une f.e.m. continue qui a le sens du gradient de température dans le cuivre et le sens inverse dans le fer et le nickel.

La f.e.m. thermoélectrique totale E est, en première approximation, fonction du second degré de la température de l'une des soudures, la température de l'autre étant maintenue fixe; sa dérivée est alors fonction linéaire de la température; elle est appelée *pouvoir thermoélectrique* p. Le pouvoir thermoélectrique du plomb se trouve être sensiblement indépendant de la température; il est pris égal à zéro, et les pouvoirs thermoélectriques des autres métaux sont conventionnellement rapportés à celui du plomb.

Si l'on connaît les pouvoirs thermoélectriques p et p' de deux métaux, on trouve facilement la f.e.m. E correspondante: c'est l'intégrale de l'expression:

$$dE = (p - p')\,dt \tag{1}$$

entre les deux températures choisies.

Par définition, le courant va, à travers la soudure froide, du métal qui a le pouvoir thermoélectrique le plus fort à celui qui a le pouvoir thermoélectrique le plus faible. Si l'on classe les métaux cités par ordre de pouvoirs thermoélectriques décroissants, on obtient la série suivante: Fer · Cuivre · Plomb · Nickel.

Les pouvoirs thermoélectriques du nickel et du fer diminuent avec la température, et c'est l'inverse pour le cuivre.

§ 2. *Influence de l'aimantation.*

Un couple comprenant un métal ferromagnétique voit sa f.e.m. E changée par aimantation de ce métal. On exprime ce même fait en disant que le pouvoir thermoélectrique d'un métal ferromagnétique dépend de l'aimantation. Ce phénomène a été découvert en 1856 par Sir Wm. Thomson[14]).

Nous appelons *f.e.m. thermoélectrique d'aimantation* la f.e.m. thermoélectrique entre un métal ferromagnétique non-aimanté et le même métal aimanté; cette f.e.m. peut être mesurée par la variation, sous l'effet de l'aimantation, de la f.e.m. thermoélectrique entre le métal ferromagnétique étudié, et un métal *quelconque*, pourvu que le pouvoir thermoélectrique de celui-ci ne varie pas sensiblement sous l'action d'un champ magnétique. La variation de E par aimantation ne dépend que du métal ferromagnétique employé et des températures, et en aucune façon du métal auxiliaire. Il s'en suit que seule la composante continue de la f.e.m. thermoélectrique de la branche ferromagnétique du couple dépend de l'aimantation; les f.e.m. de contact n'en dépendent pas et, bien entendu aussi, la composante continue de la branche non-magnétique. Cela a une importance théorique si l'on veut rattacher ce phénomène à l'existence de l'aimantation spontanée (voir plus bas).

On traite d'habitude dans deux chapitres différents d'une part de « l'influence de l'aimantation sur le pouvoir thermoélectrique des métaux », d'autre part de la « différence de potentiel thermomagnétique longitudinale »; consulter en particulier le traité de Campbell[10]), pages 258 et 244. Il définit notamment cette dernière de la manière suivante: « Ettingshausen et Nernst découvrirent en 1886, qu'un champ magnétique transversal donne naissance à une f.e.m. longitudinale dans une plaque de bismuth dont l'une des extrémités est chaude et l'autre froide. L'effet semble varier en fonction du carré du champ magnétique et du gradient de température, mais est indépendant des dimensions de la plaque». A. Perrier, dans une série de publications [2]) à [6]), a montré l'identité de ces deux types d'effets et a proposé de les désigner par un terme plus général de « effets magnétothermoélectriques longitudinaux ». Nous reviendrons plus bas sur les interprétations théoriques proposées par A. Perrier, mais il nous semble indiqué de citer dès à présent ce que cet auteur dit des forces électromotrices d'aimantation et des différences de potentiel longitudinales :

« Pour la présente théorie, ils ne sont qu'un seul et même phénomène; ce que des considérations attentives de pure phéno-

ménologie déjà me semblent imposer d'ailleurs. Ici plus encore qu'avec les autres effets du champ magnétique, la raison de ces distinctions peu claires réside dans l'extrême discordance des résultats mis au jour par l'expérience. Je montrerai dans d'autres publications que ces discordances s'expliquent dans bien des cas sans invoquer des erreurs d'expérience, qu'elles peuvent être naturelles dans les conditions mal définies où l'on a opéré; je pense montrer en particulier que les propriétés y relatives des ferromagnétiques s'interprêtent clairement; et cependant, les observations ont donné là, je crois qu'on peut le dire sans exagération, un véritable chaos»*).

§ 3. *But du présent travail.*

Le programme expérimental que nous nous sommes assigné, et qui a été rempli, comme on le verra dans ce travail, était:

Etudier les variations produites dans la force électromotrice d'un couple formé par une branche ferromagnétique (nickel ou fer) et un métal dont l'aimantation est négligeable (cuivre) lorsque, le gradient de température étant maintenu fixe, on aimante progressivement la branche ferromagnétique *de zéro à la saturation*, et celà successivement dans une direction parallèle au gradient de température puis normalement à ce gradient; cette double étude a été faite sur le même échantillon, dans les mêmes champs et avec la même répartition des températures.

Il convient de remarquer que l'on résout du même coup la question des effets thermoélectriques entre le métal ferromagnétique aimanté et non-aimanté, ou encore entre ce même métal aimanté longitudinalement et transversalement au gradient de température. Cette voie indirecte pour ce problème particulier est d'ailleurs bien préférable à la mesure directe à cause de l'influence sur le phénomène des champs démagnétisants**).

Il n'existe à notre connaissance pas de recherches d'ensemble de cette sorte, lesquelles impliquent, comme on le verra plus bas, des exigences techniques assez sévères.

En lui même déjà, ce problème demande à être résolu expérimentalement d'une manière qui ne laisse plus place à la contradiction, ni même à l'équivoque; il suffit de consulter la bibliographie[10]) des travaux exécutés pour se convaincre qu'il n'en a pas toujours été ainsi.

Ceci provient, soit du fait des moyens matériels insuffisants pour l'attaquer autrement que par des aspects trop particuliers

*) Voir aussi à ce sujet l'opinion de St. Seass[16]).

**) Comparer en particulier avec les travaux de Ross[17]), St. Seass[16]) et Williams[18]).

et dans des intervalles trop étroits, soit aussi, que les questions elles-mêmes ne fussent pas posées clairement, ce qui a conduit à des réponses, pas nécessairement erronées, mais ininterprétables.

On n'a en général pas tenu compte de l'importance du choix des variables indépendantes (champ magnétique extérieur ou réel, intensité d'aimantation observable) et par conséquent du fait que les phénomènes normaux et parallèles à l'aimantation ne sont pas immédiatement comparables, à moins qu'il ne s'agisse des valeurs de saturation, lesquelles sont un résultat essentiel de notre travail.

(Voir plus bas l'influence sur le phénomène du champ démagnétisant.)

L'importance théorique de la question, indiscutable dès qu'on a reconnu l'intime connexion des propriétés magnétiques de la matière avec la structure atomique comme avec la structure réticulaire, s'est très fortement accentuée en ces dernières années.

Les effets thermoélectriques sont de ceux pour qui les répartitions statistiques de l'énergie des électrons sont l'élément le plus déterminant; le progrès de leur connaissance implique manifestement le progrès dans la connaissance réelle des électrons de la conduction métallique. Et à propos de ferromagnétisme en particulier, il convient d'invoquer ici deux faits récents de l'histoire des idées théoriques.

L'un, qu'il semble acquis que les porteurs de cette propriété sont certains électrons par leur moment propre (spin) et non nécessairement par leur moment orbital. On sait qu'on a même tenté d'attribuer le ferromagnétisme aux seuls électrons de conduction.

L'autre, que l'hypothèse de l'aimantation spontanée (P. Weiss) s'est enfin imposée à la grande majorité des physiciens, appuyée qu'elle est, d'ailleurs, par une interprétation quantique de Heisenberg.

Or, bien auparavant, cette hypothèse était prise systématiquement comme une des bases de la théorie générale des phénomènes de la conduction métallique des milieux ferromagnétiques, proposée par A. Perrier[5]). Dans cette théorie, les phénomènes thermoélectriques et les f.e.m. d'aimantation sont l'objet de prévisions nombreuses, pour la plupart nouvelles. Le présent travail soumet à l'épreuve de l'expérience ces nouvelles interprétations; on verra quelles précisions il donne sur les matériaux qui entrent dans la construction d'un cristal ferromagnétique pour réaliser cette mosaïque d'éléments saturés qui paraît peu à peu sortir du domaine de l'image pour entrer dans celui de la réalité.

Par suite de circonstances extérieures, l'exécution de ce travail a duré beaucoup plus longtemps que nous n'aurions désiré. Au moment où il a été entrepris, il visait aussi comme but particulier, la question de l'existence simultanée dans les molécules de moments électriques rigidement liés aux moments magnétiques: A. Staring, dans son travail de thèse « Sur la dissymétrie électrique des molécules de fer »[7]) pensait avoir observé une dyssymétrie d'aimantation du fer, produite par un courant électrique longitudinal, parcourant l'échantillon de fer étudié. Il dit ceci: « Un courant électrique, respectivement le champ qui l'entretient, provoque ou modifie l'aimantation dans le fer qu'il parcourt; cette aimantation est longitudinale par rapport au champ électrique et de sens inverse. Tout se passe comme si les molécules du fer avaient un moment électrique de sens opposé à celui de leur moment magnétique.»

L'auteur a, en somme, cherché à produire une polarisation magnétique par l'action d'un champ électrique. Il était naturel de chercher à produire le phénomène inverse, c. a. d. une polarisation électrique par l'action d'un champ magnétique. (Voir A. Perrier[1]).) Cette question a été tranchée négativement depuis par d'autres recherches[7a]). Comme conséquence de cette polarisation, on aurait pu s'attendre à trouver une f.e.m. d'aimantation dépendant du sens du champ magnétique: le renversement de celui-ci, sans renverser le sens de la f.e.m., aurait modifié sa valeur.

§ 4. *Grandeurs et sens des effets étudiés.*

Avant de donner la description expérimentale, résumons les quelques valeurs numériques auxquelles nous avons affaire et les résultats essentiels obtenus.

La f.e.m. totale fer-cuivre augmente par aimantation longitudinale du premier métal, et diminue par aimantation transversale; c'est l'inverse pour la f.e.m. nickel-cuivre. L'aimantation est dite longitudinale ou transversale suivant que les lignes de force du champ magnétique sont parallèles ou perpendiculaires au gradient de température.

Au point de vue thermoélectrique, ces métaux se rangent dans l'ordre suivant:

Fer aimanté longitudinalement
Fer non-aimanté
Fer aimanté transversalement
Cuivre
Plomb

Nickel aimanté longitudinalement
Nickel non-aimanté
Nickel aimanté transversalement.

A remarquer que dans les deux métaux ferromagnétiques le pouvoir thermoélectrique augmente par aimantation longitudinale et diminue par aimantation transversale*).

Sens du champ magnétique. A la précision des expériences, la f.e.m. d'aimantation a la même valeur pour les deux sens du champ; *elle est indépendante de son sens.*

E cuivre-fer pour les températures aux soudures de 0° et 100°.

La f.e.m. de contact est de 2880 microvolts environ et ne varie pas sensiblement avec la température; elle est dirigée du cuivre au fer. Les deux f.e.m. de contact se détruisent et n'entrent pas en ligne de compte pour le calcul de la f.e.m. totale E.

La f.e.m. continue est de 990 microvolts environ dans le fer, dirigée du chaud au froid et de 260 microvolts dans le cuivre, dirigée du froid au chaud. La f.e.m. totale E est ainsi de 1250 μV. environ, soit de 12,5 μV/degré. Ces valeurs sont tirées du Recueil des constantes de la Société française de Physique.

Notre échantillon donnait une f.e.m. E de 11,4 μV/d. dans le cas du fer pur et de 9,0 μV/d. dans celui du fer de commerce. La f.e.m. d'aimantation longitudinale a été trouvée de 0,14 μV/d. au maximum et de 0,08 μV/d. à la saturation. La f.e.m. d'aimantation transversale est de 0,08 μV/d. au maximum et de 0,06 μV/d. vers la saturation.

On voit que la variation de la f.e.m. E par aimantation est en général inférieure à 1%.

E cuivre-nickel pour les températures aux soudures de 0° et 100°.

La f.e.m. de contact est dirigée du nickel au cuivre et vaut: 5970 μV. à 0° et 9200 μV. à 100°. La f.e.m. continue est de 970 μV. dans le nickel, dirigée du chaud au froid, et de 260 μV. dans le cuivre, dirigée du froid au chaud. La f.e.m. totale $E = 9200 - 5970 - 970 - 260 = 2000$ μV. soit de 20 μV/degré environ.

L'échantillon étudié présentait une f.e.m. E de 21,05 μV/d. La f.e.m. d'aimantation parallèle fut trouvée de 0,30 μV/d. et la f.e.m. d'aimantation normale de 0,14 μV/d.; ces deux valeurs correspondent à la saturation qui est en même temps la valeur maximum de la f.e.m.

Sens de variation de la composante continue de la f.e.m. A. Perrier a montré[3]) que: « Il ne peut exister de différence

*) Le gradient dV/dt augmente *en valeur absolue* par aimant. longit. et diminue par aimant. transvers.

de potentiel entre deux régions d'une même pièce de fer (ou de nickel) dont les aimantations sont égales mais de directions différentes.» Nous en concluons que seule la composante continue de la f. e. m. dans le métal ferromagnétique varie sous l'influence de l'aimantation: elle augmente par aimantation longitudinale et diminue par aimantation transversale. Nous dirons donc que la f.e.m. d'aimantation ΔE est positive dans le premier cas et négative dans le second.

En effet, dans l'hypothèse de P. Weiss[15]) un métal ferromagnétique est aimanté à saturation à l'intérieur de domaines élémentaires, même en l'absence de tout champ extérieur, qui n'a pour effet que d'orienter cette aimantation dite spontanée et due à l'action mutuelle des porteurs du ferromagnétisme. Sous l'influence du champ extérieur les moments moléculaires s'orientent ou pivotent tous ensemble sans que leur position relative change à l'intérieur d'un de ces domaines élémentaires. Un métal aimanté ne diffère du même métal non-aimanté que par l'orientation de l'aimantation des domaines, ordonnée dans le premier cas et désordonnée dans le second. Il n'y aurait donc ainsi pas de force électromotrice de contact entre un métal ferromagnétique aimanté et le même métal non-aimanté. Le graphique de la fig. 13 résume l'essentiel des resultats expérimentaux.

Disposition des expériences.

§ 5. *Principe.*

La principale difficulté expérimentale de ces recherches est l'obtention aux soudures de températures suffisamment stables; en effet, une variation de température de 1 degré provoque déjà une variation de f.e.m. du même ordre de grandeur que la modification maximum due à l'aimantation.

La différence de température est maintenue constante par de l'huile, chaude d'un côté et froide de l'autre, circulant dans des récipients tubulaires (E fig. 2 et 3), du type échangeur, et provenant de grands réservoirs bien isolés R_1 et R_2; la température est réglée dans ces derniers par la circulation, dans des serpentins S_1 et S_2, de vapeur d'eau bouillante d'un côté, et d'eau froide des canalisations de l'autre.

Les métaux sont amenés à la forme de lames planes (ordre de $200 \times 30 \times 1$ mm^3) sur les grandes faces desquelles sont soudés les fils de cuivre d'un circuit potentiométrique, $A\,B\,C$ (fig. 1 et 2). Un tiers environ à chaque bout des lames est immergé dans les courants d'huile, chaude et froide.

Lames et accessoires sont installés dans la région centrale d'une paire de grandes bobines de HELMHOLTZ que l'on oriente à volonté en sorte que leur champ magnétique peut-être soit horizontal, soit vertical, en restant parallèle au plan des lames (effets démagnétisants réduits).

Nous avons en outre exécuté une série d'expériences sur un ensemble de dix couples de fils de fer parallèles au champ magnétique et montés en série afin d'élever la précision absolue.

Pour désaimanter les échantillons, nous envoyons dans les bobines un courant alternatif rapidement décroissant.

§ 6. *Potentiomètre.*

Nous avons fait construire un potentiomètre spécialement adapté à ces mesures: fig. 2. Le circuit principal $ABCKK'$ est fait entièrement en fils de manganine de même provenance, afin d'exclure les forces thermoélectriques parasites; le reste du circuit étant en cuivre, les deux soudures manganine-cuivre, qui le relient au potentiomètre sont immergées dans un Dewar D rempli de pétrole, et dont la température ne varie pratiquement pas. Les fils de différents diamètres ont été choisis soigneusement de façon à donner des f.e.m. thermoélectriques négligeables; les fils de connexion reliant les curseurs K et K' au reste du circuit sont aussi de la même espèce de manganine.

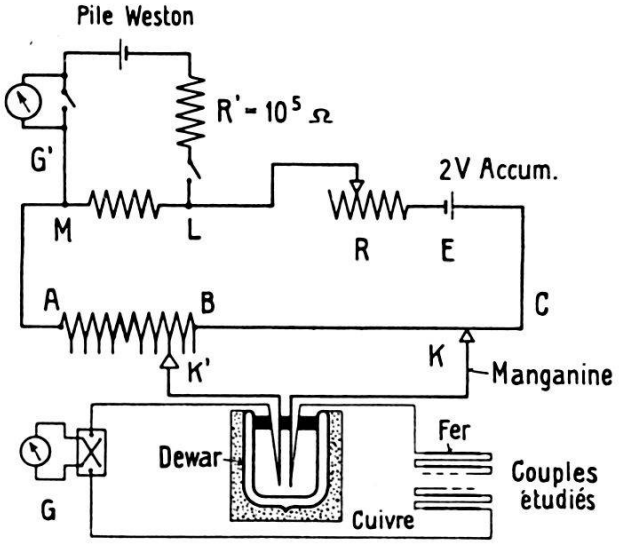


Fig. 1.
Schéma du potentiomètre.

Le circuit potentiométrique $LMABCER$ fig. 1 comprend:

1. La bobine étalon LM, sur laquelle est branchée la pile étalon Weston. Sa résistance est de 899,0 ohms dans les mesures avec les fils de fer et de 10,000 ohms dans celles avec les plaques.

2. La bobine AB de 200 spires, avec une prise sur chaque spire; sur l'une de ces spires on fixe le fil K'; la résistance de la bobine AB est de 20,85 ohms; la résistance moyenne d'une spire est de 0,104 ohms; la résistance entre le point B — zéro du pont à curseur — et chacune des 200 prises a été soigneusement déterminée avec 4 chiffres exacts.

3. Le fil à curseur BC (longueur 1 mètre, diamètre 1,5 mm.); le curseur glisse sur une règle divisée en mm. La résistance du fil est de 0,2363 ohms; elle a été mesurée par tronçons de 10 cm. et reconnue proportionnelle à sa longueur à 0,2% près. Le curseur K étant mis sur la division zéro de la règle et le fil K' sur la prise zéro de la bobine AB, la résistance entre cette prise et le curseur a été trouvée égale à 0,0001 ohm, donc négligeable par rapport à la résistance du pont BC.

4. Le rhéostat de compensation R.

5. L'accumulateur de 2 volts E. La principale qualité requise de la f.e.m. de comparaison E est d'être stable. Nous avons pris 6 accumulateurs en parallèle et les avons placés dans un local au sous-sol, à température relativement constante. Ces précautions prises, la variation de la compensation était inférieure à 0,05% en 24 heures. Les accumulateurs sont placés sur une épaisse plaque de paraffine et la ligne qui les relie au potentiomètre est noyée également dans la paraffine: l'isolement est ainsi excellent.

Le circuit de la pile étalon comprend:

1. Une pile étalon Weston de 1,0185 volts à 15°.
2. Une résistance de protection R' de 100,000 ohms.
3. Un galvanomètre G'. Contrairement au montage habituel d'un potentiomètre qui ne comprend qu'un seul galvanomètre, branché sur un commutateur, et employé alternativement pour la compensation et pour la mesure de la f.e.m. inconnue, nous avons préféré utiliser deux galvanomètres: G', peu sensible pour la compensation, et G, très sensible, pour la mesure de la f.e.m. étudiée. La compensation est faite à 0,05% près. La période de G' étant de 2 sec., les lectures sont rapides.

Rapidité et précision des mesures.

La résistance du fil BC a été prise environ deux fois plus grande que celle d'une spire de la bobine AB, de façon qu'il soit toujours possible de faire correspondre l'augmentation de f.e.m. du couple par aimantation au déplacement du curseur K seul. Cette disposition accroît la rapidité des mesures qui doit être, comme on le verra plus bas, la plus grande possible.

La précision des tensions sur la bobine AB dépend de la précision de la détermination des résistances et atteint 4 chiffres. La précision des tensions sur le pont à curseur dépend surtout de la sûreté du repérage de la position du curseur et de l'homogénéïté du fil. On peut estimer que la position du curseur est sûre à 1 mm. près en tout cas, ce qui correspond à une f.e.m. de 0,3 microV. dans les mesures faites avec les fils (10 couples) et à 0,024 microV. dans celles faites avec les plaques (1 couple).

Le circuit de mesure est composé de fils de manganine K et K' soudés aux fils de cuivre, qui les relient aux couples étudiés et au galvanomètre G; celui-ci est branché sur un commutateur.

Le galvanomètre G doit être très sensible, à 0,03 microvolts au minimum, et aussi très rapide, pour permettre d'exécuter toute la série des mesures relatives à une seule valeur du phénomène étudié, dans un minimum de temps. (Voir plus loin les conditions de travail.) Ces deux conditions sont, pour ainsi dire, incompatibles dans un galvanomètre d'Arsonval ordinaire; il faut en particulier avoir en vue la faible résistance du circuit, inférieure à 1 ohm, et l'amortissement qui en résulte. Le galvanomètre, type Zb, construit par Kipp et Zonen à Delft, nous a donné entière satisfaction. C'est un galvanomètre à très petit cadre mobile et suspension en quartz; sa sensibilité est de 10^{-7} volts par 0,01 radian et sa période de 2,4 sec.

§ 7. *Echangeurs, bains d'huile.*

Deux tubes de laiton à paroi double E (fig. 2, 3 et 4) sont placés l'un au-dessus de l'autre, leur axe étant vertical; les extrémités en regard sont éloignées de 7 cm. et fermées par des bouchons en bakélite; ceux-ci sont percés et laissent passer la plaque ou les fils de fer ou de nickel et les fils de cuivre; les soudures sont à l'intérieur des tubes de laiton et protégées par une petite calotte métallique du contact direct avec le courant d'huile: les filets d'huile peuvent présenter des différences de température accidentelles encore sensibles.

L'huile, chaude dans un tube et froide dans l'autre, arrive par le tube central et s'en va par la paroi double (principe du contre-courant des échangeurs). Nous avons constaté, comme on peut le prévoir a priori, que la position relative des tubes chaud et froid n'est pas indifférente quant à la stabilité des températures des soudures; celle-ci est meilleure quand le tube à l'huile froide se trouve au-dessous de l'autre: on évite, en effet, ainsi des courants de convection gênants.

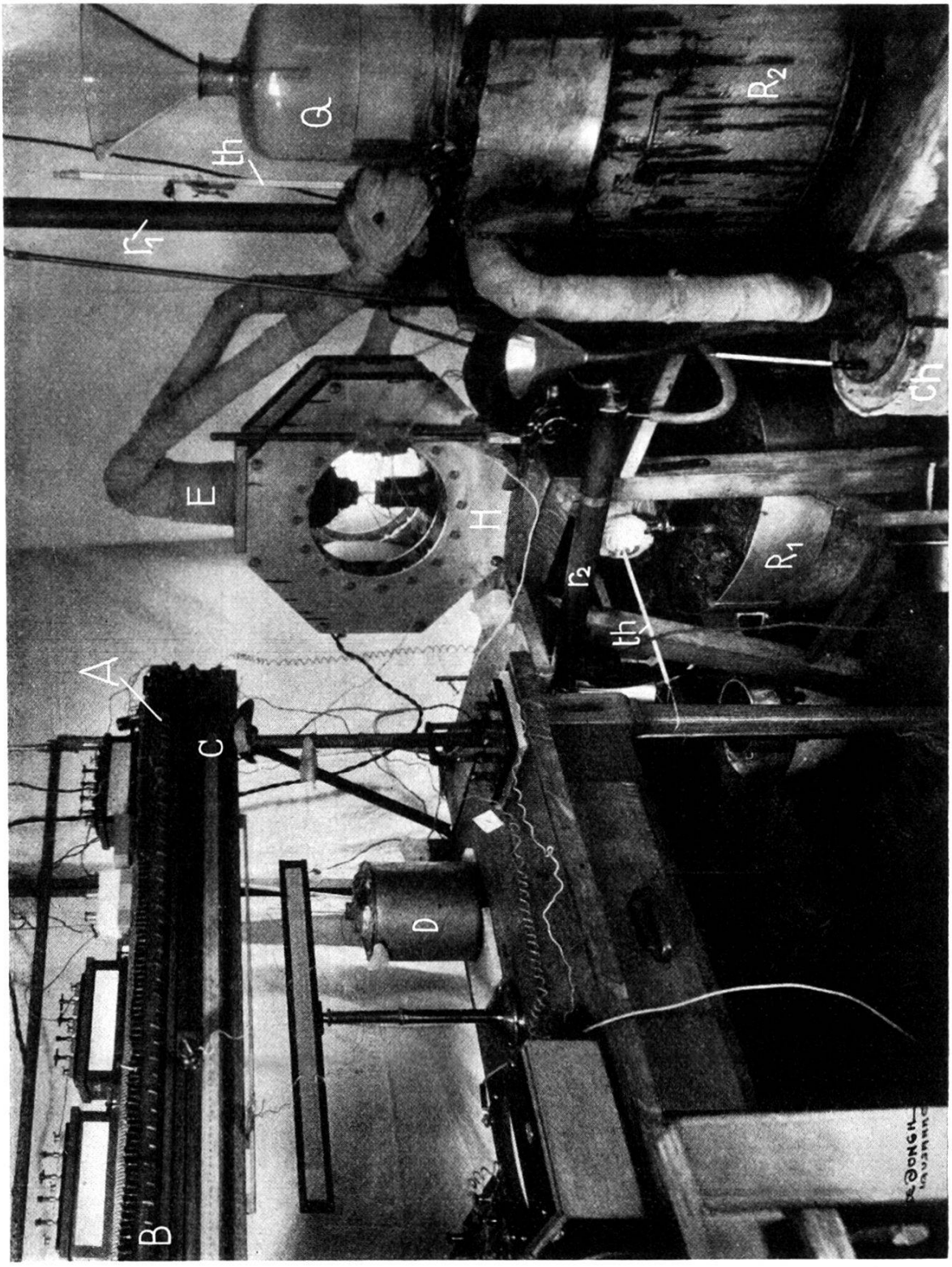


Fig. 2.
Photographie de l'installation.

Fermeture étanche et isolement électrique. Une difficulté particulière de ce montage est l'étanchéité de la fermeture des bouchons pour l'huile chaude et, surtout des orifices laissant passer les plaques ou les fils: il fallait trouver un mastic isolant, supportant

la température de 100° et non-soluble dans l'huile de vaselime chaude. La bakélite s'est révélée excellente, tant au point de vue isolement électrique, qu'à celui de sa résistance à l'huile chaude. La résistance électrique entre les couples et les échangeurs est supérieure à 10^6 ohms.

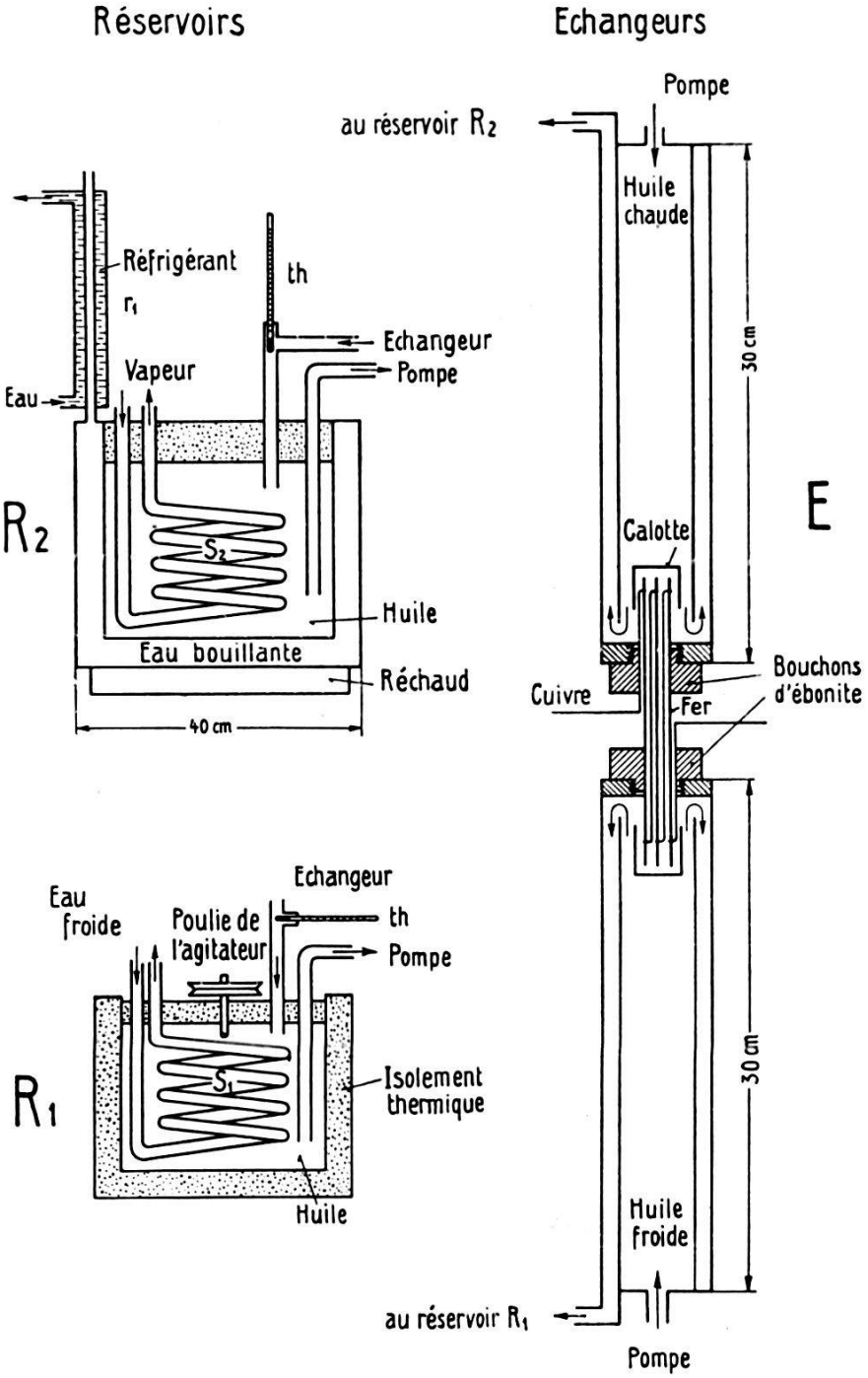


Fig. 3.
Réservoirs. Echangeurs.

Réservoirs. L'huile est mise en circulation par deux pompes, mues par deux moteurs électriques; elle est puisée dans de grands réservoirs d'huile.

La température du réservoir froid R_1 (fig. 2 et 3) est maintenue par de l'eau prise directement à la conduite du bâtiment et circulant dans un serpentin immergé dans l'huile; si le débit d'eau est suffisamment grand, sa température reste constante à $0{,}1^0$ près pendant des heures. Une sensible amélioration a été apportée par l'isolement thermique soigné des conduites d'amenée de l'eau, du robinet à l'appareil. L'huile froide, après avoir circulé dans le tube échangeur, revient au réservoir; celui-ci est muni d'un agitateur mis en mouvement par le moteur qui actionne la pompe.

Le réservoir d'huile chaude R_2 (fig. 2 et 3) est entouré d'un manchon d'eau bouillante; la vapeur d'eau est recueillie et condensée dans un réfrigérant vertical r_1 et retombe dans l'eau bouillante. Un serpentin est immergé dans l'huile et traversé par de la vapeur d'eau bouillante provenant d'une chaudière *Ch* fig. 2. Cette chaudière et l'enveloppe extérieure du réservoir sont chauffés électriquement. La vapeur du serpentin est également condensée dans un réfrigérant r_2 et l'eau recueillie dans un récipient. La chaudière est munie d'une soupape et alimentée par un filet d'eau provenant d'une bouteille Q remplie d'eau distillée.

Isolement thermique. Les réservoirs, les échangeurs et les tuyaux de circulation sont soigneusement isolés avec de l'ouate, de l'amiante et du carton.

Huile. L'huile employée est de l'huile de vaseline pure; elle ne présente aucun caractère acide et n'attaque pas les métaux, même à chaud.

Températures. La différence de température des soudures peut être déduite de la f.e.m. entre le fer ou le nickel et le cuivre, qui est mesurée au potentiomètre; les couples ont été préalablement étalonnés. Les températures sont de plus contrôlées par un couple auxiliaire de cuivre-constantan, placé dans le voisinage immédiat des soudures.

Des thermomètres, se trouvant à la sortie de l'huile, permettent de contrôler en tout temps la marche normale de la circulation.

§ 8. *Bobines de Helmholtz.*

Le champ magnétique uniforme est produit par deux bobines de Helmholtz de grandes dimensions.

Le long de l'axe les lignes de force sont remarquablement paral-

lèles; la composante axiale du champ, à la distance y de l'axe, est donnée par:

$$\mathcal{H}_y = \frac{32\pi}{5\sqrt{5}\,R}\left\{1 - \frac{54}{125}\left(\frac{y}{R}\right)^4\right\}\frac{n \cdot i}{10}$$

i est intensité du courant en ampères.
n le nombre de tours de chacune des bobines = 419.
R le rayon de la spire équivalente à la bobine = 20,45 cm.

Dans notre cas, les fils ou la plaque occupent le long de l'axe des bobines un espace cylindrique de rayon inférieur à 2 cm. $y/R = 0{,}1$ et le terme correctif est inférieur à 0,01 % du terme constant.

Le champ sur l'axe $\mathcal{H}_0 = 18{,}5 \cdot i$ gauss. (Voir MAXWELL, tome 2, § 713.)

§ 9. *Désaimantation.*

Pour désaimanter le fer ou le nickel, nous envoyons dans les bobines de Helmholtz un courant alternatif rapidement décroissant, fourni par le secondaire d'un transformateur. Cette opération devant s'exécuter le plus rapidement possible, nous avons monté un transformateur à circuit secondaire mobile, pouvant être éloigné du primaire par l'intermédiaire d'une poulie et d'un contrepoids (fig. 4). Les deux circuits s'emboîtent sur un large noyau de fer vertical; le primaire est alimenté par le courant du réseau (216 volts).

§ 10. *Conditions de travail et précision des mesures.*

Une valeur de la f.e.m. d'aimantation est obtenue par la différence de deux lectures au potentiomètre, lectures correspondant aux deux valeurs de la f.e.m. thermoélectrique entre le cuivre et le métal étudié en présence et en absence du champ magnétique. Nous avons déjà vu que cette différence est du même ordre de grandeur (les températures restant constantes) que celle qu'on provoquerait en faisant varier la différence des températures de 1 degré. Ainsi, pour obtenir une précision de 1%, il est nécessaire de maintenir les températures aux soudures constantes à moins de $0{,}01^0$ près durant la série des opérations se rapportant à une valeur de la f.e.m. étudiée. Pour atteindre ce résultat, on peut agir sur deux facteurs:

a) la constance même des températures aux soudures,

b) la rapidité d'exécution de la série d'expériences se rapportant à un point à déterminer.

Pour déterminer une valeur de la f.e.m. d'aimantation, il faut, après avoir préalablement compensé le potentiomètre, procéder à la série suivante d'opérations:

1. lire la valeur de la f.e.m. thermoélectrique en l'absence du champ magnétique.

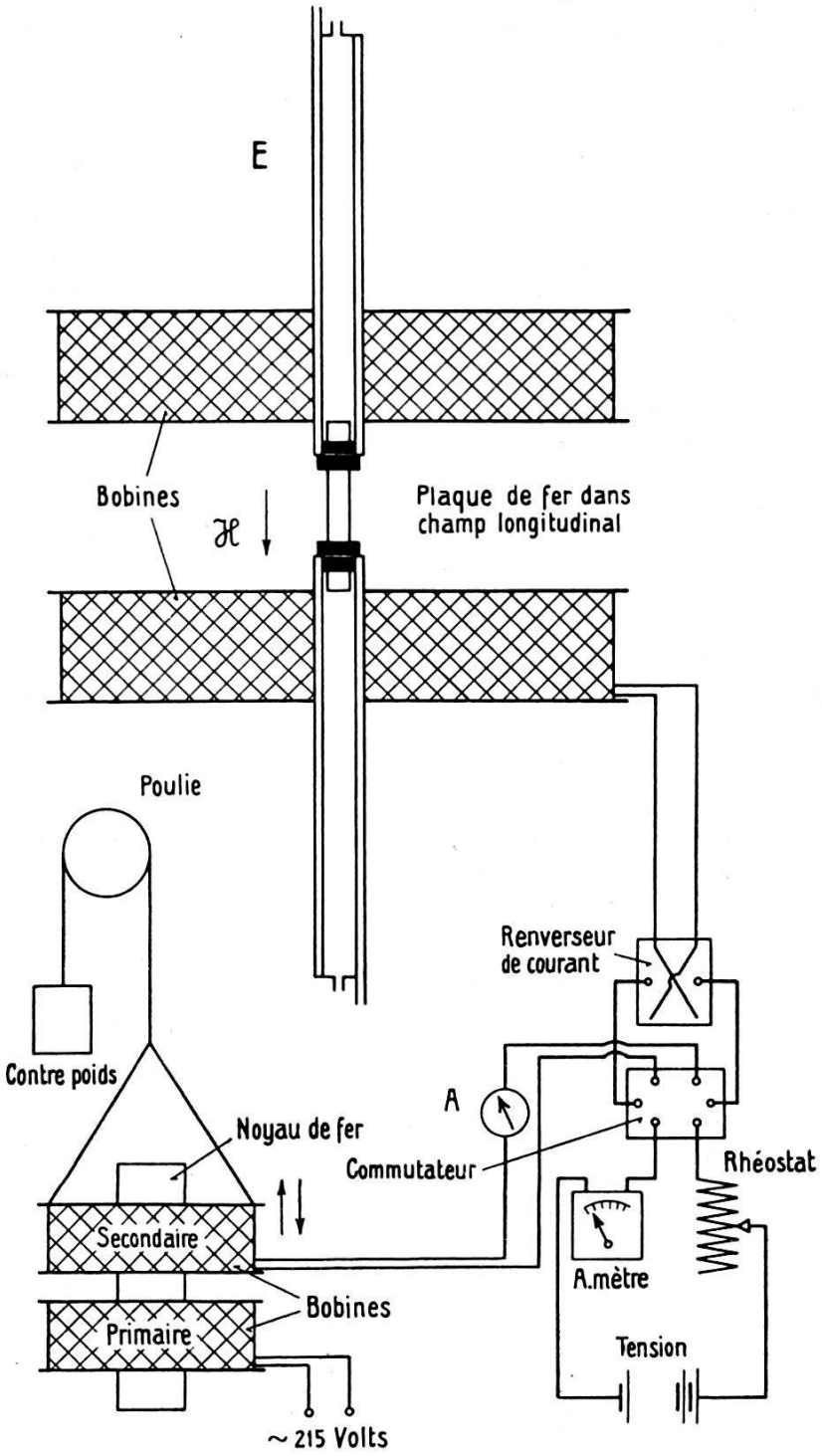


Fig. 4.
Bobines de Helmholtz.

2. établir le champ en envoyant dans les bobines de Helmholtz un courant électrique, qu'on renverse une dizaine de fois, pour stabiliser le cycle d'aimantation.

3. lire l'intensité de ce courant.

4. déplacer le curseur K (fig. 1) et repérer sa nouvelle position correspondant à la compensation de la f.e.m. thermoélectrique en présence du champ. Ce déplacement est directement proportionnel à la f.e.m. d'aimantation. Pour augmenter la rapidité des manipulations, nous avons construit notre potentiomètre de façon à ce qu'il soit toujours possible d'obtenir cette nouvelle compensation par le déplacement du curseur K seul, le curseur K' restant fixe.

5. désaimanter le métal étudié.

6. lire à nouveau la valeur de la f.e.m. en absence du champ et vérifier qu'elle se retrouve être la même qu'au début à une précision permettant d'assurer 1% d'exactitude à la f.e.m. d'aimantation.

Avec de l'entraînement, on arrive à exécuter toute cette série d'opérations en moins d'une minute.

Chaque série d'opérations a été répétée un grand nombre de fois, pour chaque intensité du courant d'aimantation; c'est par la constance des nombres obtenus que l'on juge surtout de la valeur des résultats, car, devant les erreurs imputables à la non-constance des températures, toutes les autres ont été rendues négligeables.

§ 11. *Causes d'erreur et précautions prises.*

Tout doit être isolé à la paraffine, renouvelée chaque fois que l'isolement devient défectueux. Nous avons pu constater de grandes déviations du galvanomètre en circuit ouvert, dues à la charge électrostatique de l'équipage mobile, produite par le courant alternatif de désaimantation; on les supprime en améliorant l'isolement.

Il faut éviter toute f.e.m. thermoélectrique parasite dans le circuit des couples étudiés (fer-cuivre ou nickel-cuivre), circuit K-K' de la fig. 1; ces f.e.m. parasites peuvent provenir du contact de métaux différents, ou même du contact de mêmes alliages, mais de torches différentes. Ainsi, il a été trouvé que deux échantillons de manganine de différents diamètres donnaient une f.e.m. d'environ 1 à 2 microvolts par degré, f.e.m. du même ordre de grandeur que celle entre le cuivre et la manganine, et dépassant le 10% de la f.e.m. fer-cuivre.

Les f.e.m. parasites apparaissant à l'intérieur d'un galvanomètre ordinaire, à contacts laiton-cuivre-bronze phosphoré, peuvent facilement atteindre 2 microvolts, malgré un isolement thermique soigné à l'ouate, et dans les conditions habituelles de répartition des températures dans un laboratoire; le galvanomètre que nous

avons employé, à contacts cuivre-or, n'offre aucune f.e.m. parasite appréciable, sans aucun isolement thermique, et même dans des circonstances thermiques défavorables, telle que la proximité d'un brûleur à gaz.

Les contacts à mercure ont été complètement bannis du montage; pour peu que le mercure cesse d'être parfaitement propre, ils peuvent engendrer des f.e.m. allant jusqu'à 10 microvolts.

§ 12. *Etalonnement des couples.*

La courbe de la f.e.m. E en fonction de la température peut être représentée approximativement par la formule: $E = at - bt^2$, si l'une des soudures est à t^0 et l'autre à 0^0. Nous avons voulu, au début, déterminer avec soin les coefficients a et b; mais nous avons constaté que, suivant le choix des points expérimentaux par lesquelles on se propose de faire passer la parabole, on obtient pour a des valeurs différant l'une de l'autre de 2 à 4% et cela dans l'intervalle entre 0^0 et 100^0. Aussi, nous nous sommes contentés d'étalonner les couples utilisés seulement pour la température d'ébullition de l'eau, température à laquelle ont été faites toutes les expériences.

Résultats.

§ 13. *Observations sur le fer.*

a) *Aimantation longitudinale.*

Comme on peut le voir sur les graphiques 6, 7 et 13, la f.e.m. ΔE entre le fer non-aimanté et le fer aimanté longitudinalement croît rapidement dans les champs faibles, atteint un maximum très marqué de 0,14 μV/degré dans le cas de fils de fer (fer ordinaire du commerce) et de 0,16 μV/degré dans le cas de la plaque (fer électrolytique très pur); ce maximum correspond à une valeur bien déterminée du champ extérieur de 111 gauss et une valeur de l'aimantation de 1400 gauss environ; elle atteint alors 1,5% de la valeur totale de la f.e.m. E fer-cuivre.

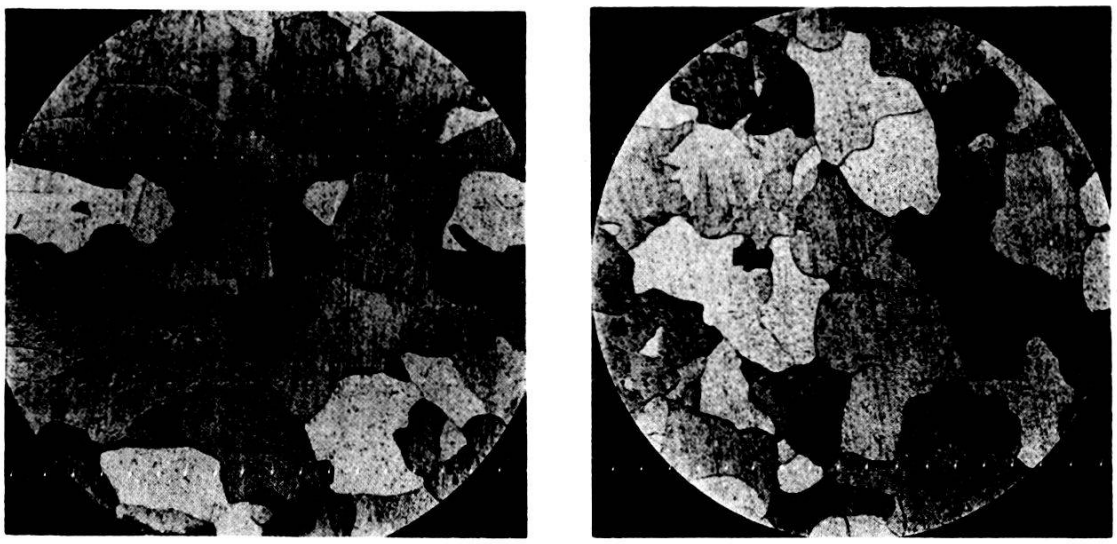
Dans les champs plus forts, elle décroît de plus en plus lentement, pour se fixer sensiblement à une valeur de saturation de 0,085 μV/degré.

Nous avons résumé dans les tableaux qui suivent, les mesures faites avec 10 couples fer-cuivre mis en série (courbes 1 et 2); les fils de fer sont en fer doux du commerce soigneusement recuit; leur longueur est de 17 cm. et leur diamètre de 1 mm.

La courbe 3 se rapporte à des mesures analogues faites avec une plaque de fer; nous verrons plus loin quel intérêt il y a à remplacer les fils par une plaque.

La plaque est en fer électrolytique pur, soigneusement recuit entre 900 et 1000°. Longueur = 20 cm. Largeur = 3 cm. Epaisseur = 0,1 cm.

Analyse du fer. Une analyse chimique des échantillons de fer étudiés indique une quantité inférieure à 0,5% de corps étrangers dans le fer du commerce et inférieure à 0,05% dans le fer électrolytique. Les microphotographies de la fig. 5 permettent de se rendre compte de la structure cristalline des échantillons; l'une des coupes est parallèle au plan de la plaque, l'autre lui est



Microphotographies du fer.
Fig. 5.
Gross. lin. 70. Coupe normale et coupe à plat d'un échantillon de fer électrolytique. Cristaux de ferrite.

normale; leur similitude montre le degré d'isotropie de notre échantillon*).

Précision des mesures. Sur le graphique 6 la f.e.m. ΔE est rapportée au degré et donnée en 10^{-8} volts/degré. Le graphique 7 correspond à des observations brutes, la f.e.m. ΔE y est donnée directement en microvolts; les courbes sont tracées à une plus grande échelle; elles permettent de constater l'allure régulière du phénomène dans les champs faibles, et de juger de la précision des mesures.

Chaque valeur rapportée dans un tableau correspond à une moyenne; l'ordre des mesures a été quelconque et varié; les écarts entre les différentes lectures se rapportant à un même point ne dépassent en général pas 0,1 microvolts. Dans le cas de la plaque, la f.e.m. totale est 10 fois plus faible que dans le cas des fils (un

*) Ces microphotographies ont été exécutées au laboratoire d'essais des matériaux de l'Ecole d'Ingénieurs de Lausanne. Nous remercions le professeur A. Dumas, Directeur de l'Institut, pour son aimable collaboration.

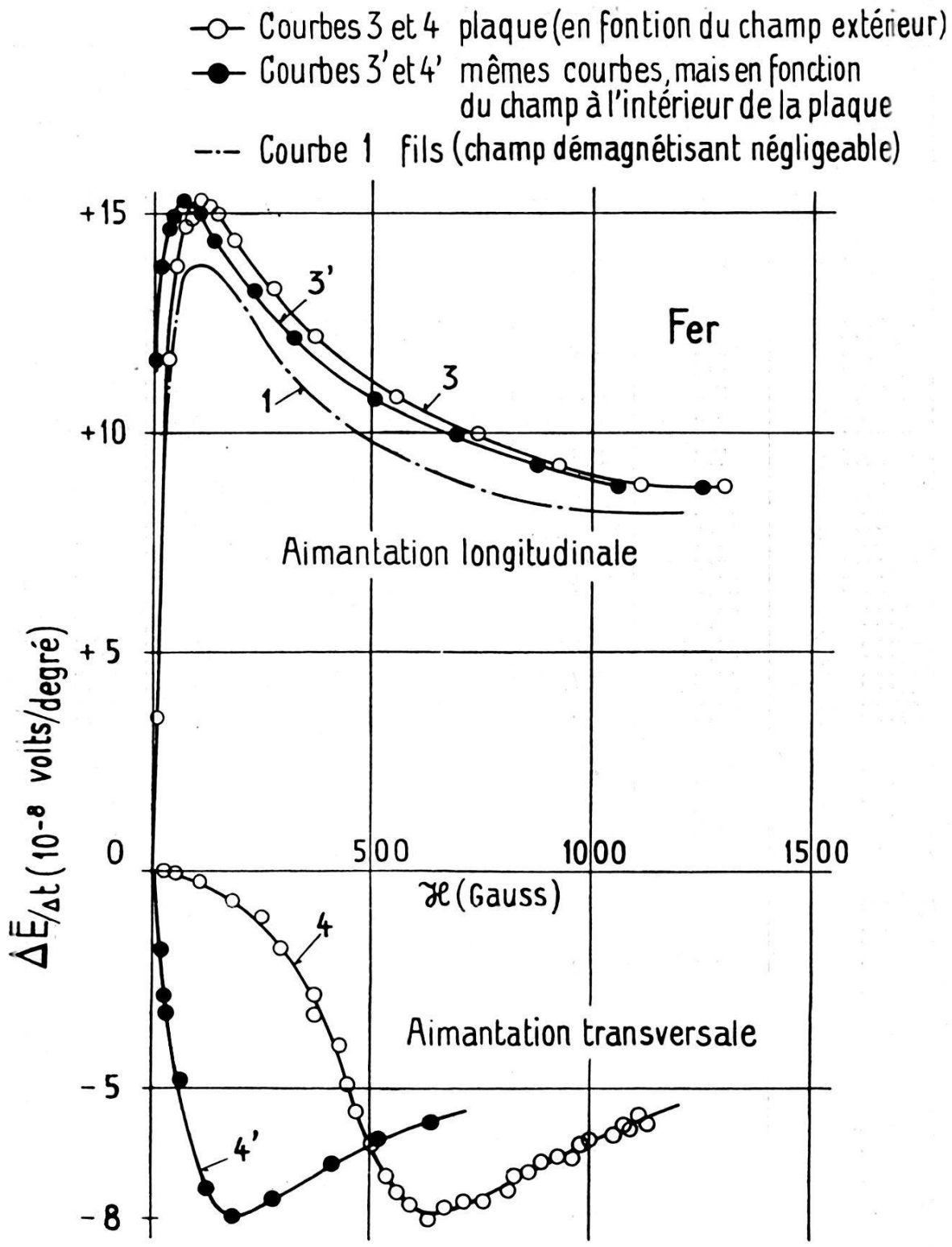


Fig. 6.

Aimantations longitudinale et transversale du fer.

Note concernant la courbe 3 de la fig. 6. Les valeurs de $\Delta E/\Delta t$ reportées sur le graphique ont été calculées en prenant pour Δt une valeur trop grande et sont d'environ 5% trop faibles: ainsi la valeur maximum vaut sur le graphique 0,15 μV/d. au lieu de 0,16 μV/d., valeur exacte. Voir tableau I.

Tableau I.

F. e. m. d'aimantation longitudinale du fer.

	Fils de fer				*Plaque*	
	Courbe 1		Courbe 2		Courbe 3	
$\mathcal{H}$	$\Delta t = 82{,}7^0 =$ $96{,}9 - 14{,}2^0$		$\Delta t = 91{,}5^0 =$ $97{,}3 - 5{,}8^0$		$\Delta t = 78{,}0^0 =$ $96{,}3 - 18{,}3^0$	
	ΔE	$\Delta E/\Delta t$	ΔE	$\Delta E/\Delta t$	ΔE	$\Delta E/\Delta t$
2,4 gauss	$0{,}05_{\mu V.}$	$0{,}06.10^{-8}$				
4,6	0,27	0,33				
7,4			$0{,}95_{\mu V.}$	$1{,}0.10^{-8}$		
9,2	1,5	1,8				
13,9	3,6	4,35				
18,5	4,5	5,4	4,85	5,3	$2{,}9_{\mu V.}$	$3{,}7.10^{-3}$
27,7	7,0	8,5				
37,0	8,6	10,4	9,3	10,2	9,6	12,3
55,5	10,7	12,9	11,2	12,2	11,3	14,5
74,0	11,4	13,8	12,1	13,2	12,0	15,4
92,5	11,5	13,9	12,2	13,3	12,2	15,6
111	11,6	14,0	12,3	13,4	12,5	16,0
130	11,46	13,85			12,4	15,9
148	11,3	13,7	12,1	13,2	12,3	15,8
185	11,0	13,3	11,65	12,7	11,8	15,1
222			11,3	12,3		
277	10,0	12,1			10,9	14,0
287			10,5	11,5		
370	9,2	11,1			10,0	12,8
392	9,0	10,9				
396			9,3	10,3		
453			9,0	9,8		
462	8,4	10,2				
527			8,6	9,4		
555	7,9	9,55			8,8	11,3
582			8,2	9,0		
610			8,2	9,0		
638			8,1	8,9		
647	7,6	9,2				
684			8,1	8,9		
740	7,3	8,8			8,2	10,5
758			7,8	8,5		
832	7,1	8,6				
925	7,0	8,5	7,5	8,2	7,6	9,7
1110	6,9	8,3			7,2	9,2
1200	6,8	8,2				
1300					7,2	9,2

seul couple formé par la plaque de fer et deux fils de cuivre soudés à la plaque, l'un du côté chaud, l'autre du côté froid). Le potentiomètre a été rendu environ 10 fois plus sensible pour ces dernières mesures mais, néanmoins, les mesures avec la plaque sont un peu moins précises que celles avec les fils, comme on peut s'en rendre compte par l'examen des tableaux qui suivent.

Notation.

E = f.e.m. entre le fer (ou le nickel) et le cuivre, en microvolts.
ΔE = variation de E sous l'action du champ magnétique, soit f.e.m. entre le fer aimanté et le fer non-aimanté, en microvolts.
Δt = différence de température entre les soudures.
$\Delta E/\Delta t$ est donné en 10^{-8} volts/degré.
$\mathcal{H}$ = intensité du champ magnétique extérieur en gauss.

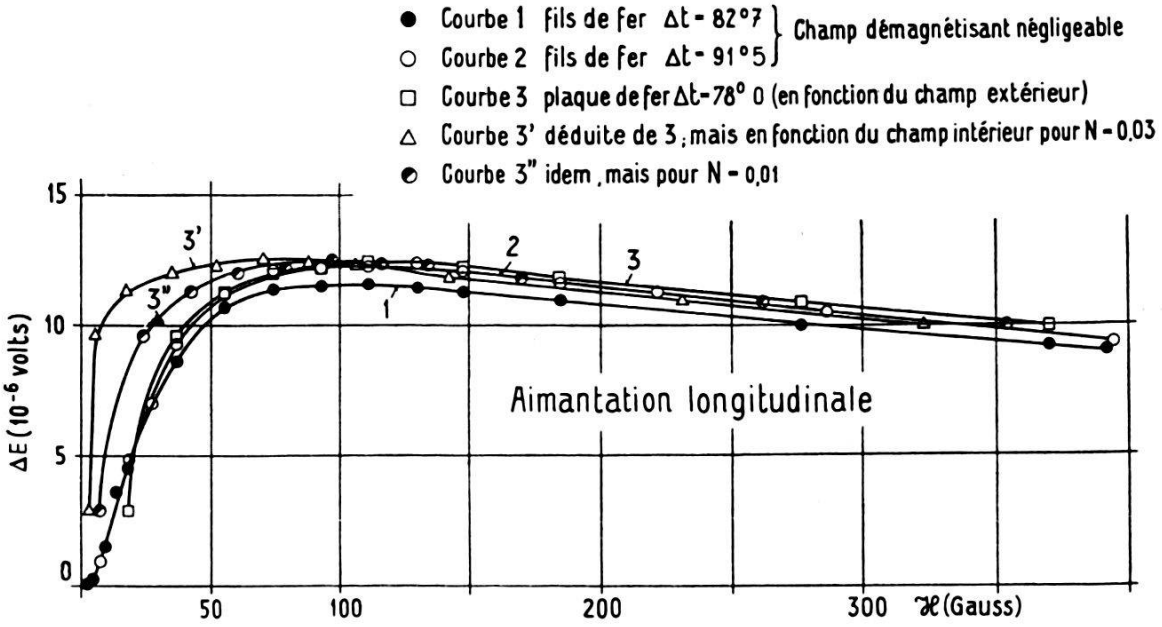


Fig. 7.

Aimantat. longitudinale du fer à grande échelle et influence du champ démagnétisant.

La courbe 1 correspond à une différence de température de 82,7°; ΔE maximum vaut 11,6 microvolts. Pour une différence de température plus grande, de 91,5° (courbe 2) ΔE maximum augmente et vaut 12,3 μV. On tire facilement de là le pouvoir thermoélectrique du fer aimanté; en effet, soit p le pouvoir thermoélectrique du fer non-aimanté et p' celui du fer aimanté longitudinalement; on a:

$p - p' = 0{,}1$ μV./degré environ pour la valeur maximum de ΔE.

La f.e.m. E fer-cuivre est un peu plus grande pour le fer électrolytique (plaque) que pour le fer du commerce (fils); elle

vaut dans le premier cas 11,4 μV/degré et 9,0 μV/degré dans le second, soit encore, 890 microvolts pour la courbe 3, 744 μV. pour la courbe 1 et 822 μV. pour la courbe 2.

La f.e.m. d'aimantation ΔE présente une différence dans le même sens: ainsi, ΔE maximum vaut 0,16 μV/d. pour le fer

Tableau II.

Courbe 4. F. e. m. dans plaque de fer aimantée transversalement.

$E = 975$ μV. $\Delta t = 94{,}9 - 9{,}3^0 = 85{,}6^0$		
$\mathcal{H}$	$-\Delta E$	$-\Delta E/\Delta t$
18,5 gauss	inappréciable	
55,5	inappréciable	
92,5	0,2 μV.	$0{,}25 \cdot 10^{-8}$ V/d.
185	0,5	0,6
222	0,6	0,7
250	0,85	1,0
287	1,5	1,75
370	2,8	3,25
426	3,4	3,95
444	4,2	4,9
463	4,7	5,5
500	5,4	6,3
537	6,0	7,0
555	6,3	7,35
592	6,6	7,7
610	6,75	7,9
629	6,85	8,0
647	6,75	7,9
666	6,6	7,7
712	6,5	7,6
767	6,5	7,6
814	6,3	7,35
832	6,0	7,0
860	5,9	6,9
888	5,8	6,75
925	5,65	6,6
962	5,65	6,6
980	5,4	6,3
999	5,3	6,2
1055	5,2	6,05
1075	4,95	5,8
1090	5,05	5,9
1110	4,8	5,6
1130	4,95	5,8

électrolytique et 0,14 μV/d. pour le fer du commerce. Ces différences mises à part, l'allure des courbes 1, 2 et 3 est remarquablement la même, en particulier, le maximum apparaît pour la même valeur du champ à 10 gauss près, soit à la précision des mesures.

b) *Aimantation transversale.*

Ces mesures ont été exécutées avec la même plaque de fer et exactement dans les mêmes conditions que les mesures précédentes; seules les bobines de Helmholtz ont été tournées de 90°, en sorte que les lignes de force du champ magnétique soient parallèles à la surface de la plaque, mais perpendiculaires aux lignes du courant électrique parcourant la plaque et au gradient de température.

La courbe 4 (fig. 6 et 9) et le tableau II résument les mesures faites.

La f.e.m. d'aimantation ΔE croît rapidement en valeur absolue dans les champs faibles, atteint un maximum de 0,08 μV/degré pour une valeur du champ extérieur de 630 gauss et décroît ensuite de plus en plus lentement jusqu'à la valeur de 0,058 μV/degré correspondant à un champ extérieur de 1130 gauss; il est probable que la valeur de saturation existe, comme dans l'aimantation longitudinale, mais n'ait pas été atteinte, à cause du champ démagnétisant qui joue dans ce dernier cas un rôle considérable (voir plus loin § 15).

§ 14. *Observations sur le nickel.*

Ces observations ont été exécutées exactement dans les mêmes conditions que celles se rapportant au fer; une plaque de nickel a été aimantée longitudinalement, puis transversalement; les f.e.m. observées sont consignées dans le tableau III qui suit.

Dimensions de la plaque: longueur = 20 cm.; largeur = 3 cm.; épaisseur = 0,1 cm. Les bords de la plaque ont été arrondis; le nickel très soigneusement recuit entre 900° et 1000°; deux paires de soudures relient la plaque à des fils de cuivre, recuits également; les distances entre les soudures sont respectivement de 17 et 14 cm. L'analyse chimique de l'échantillon indique un pour cent d'impuretés inférieur à 1,4% (0,75% de fer et 0,5% de cobalt).

Les graphiques de la fig. 8 résument les mesures faites: comme pour le fer, la variation de la f.e.m. est de signe inverse suivant que l'on aimante le nickel longitudinalement ou transversalement; dans les deux cas la saturation semble sensiblement atteinte à partir de 1000 gauss; dans les champs faibles, la variation de la f.e.m. d'aimantation est comparativement rapide.

Tableau III.

F. e. m. d'aimantation du nickel.

$E = 1827{,}5\ \mu V.$ $\quad \Delta t = 97{,}1^0 - 10{,}3^0 = 86{,}8^0$				
	Courbe 7		Courbe 8	
$\mathcal{H}$	$\Delta E_{\parallel}$	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E_{\perp}$	$\Delta E/\Delta t$
3,7 gauss	0,07 μV.	$0{,}08 \cdot 10^{-8}$ V/d.	inappreciable	
9,2	0,28	0,32	,,	
14,8	0,79	0,91	,,	
18,5	1,71	1,97	,,	
22,2	2,60	3,00	,,	
25,9	3,85	4,44	,,	
27,7	4,69	5,40	,,	
33,3	6,19	7,13	,,	
37,0	6,74	7,77	,,	
46,2	8,96	10,3	,,	
51,8	9,77	11,25	,,	
55,5	10,8	12,4	0,12 μV.	$0{,}14 \cdot 10^{-8}$ V/d.
64,7	12,05	13,9		
74,0	13,72	15,8	0,22	0,25
92,5	15,16	17,5	0,36	0,41
111	17,1	19,7	0,63	0,73
139			1,25	1,44
148	21,1	24,3	1,54	1,77
166	21,4	24,7	2,33	2,68
185	21,6	24,9	3,49	4,02
222			4,93	5,68
240	22,1	25,5		
277			6,98	8,04
316	23,1	26,6		
337			7,94	9,15
342	23,3	26,8		
370			8,56	9,86
398	24,1	27,8		
407	24,1	27,8	8,91	10,3
462			9,63	11,1
490			9,87	11,4
555			10,35	11,9
573	24,8	28,6	10,47	12,1
582	25,0	28,8		
592	25,0	28,8		
620	25,5	29,4		
647			10,83	12,5
675			11,07	12,75
722	25,5	29,4		
758			11,19	12,9
777			11,31	13,0
814	25,4	29,3	11,43	13,15
851	26,1	30,1		
888	25,6	29,5	11,55	13,3
925			11,55	13,3
943			11,55	13,3
962			11,67	13,45
1000			11,55	13,3
1036	25,9	29,8		
1055	26,1	30,1		
1073	25,8	29,7		
1090			11,79	13,6
1110			11,79	13,6
1119	26,1	30,1		
1140			11,55	13,3
1165			11,67	13,45
1195			11,55	13,3

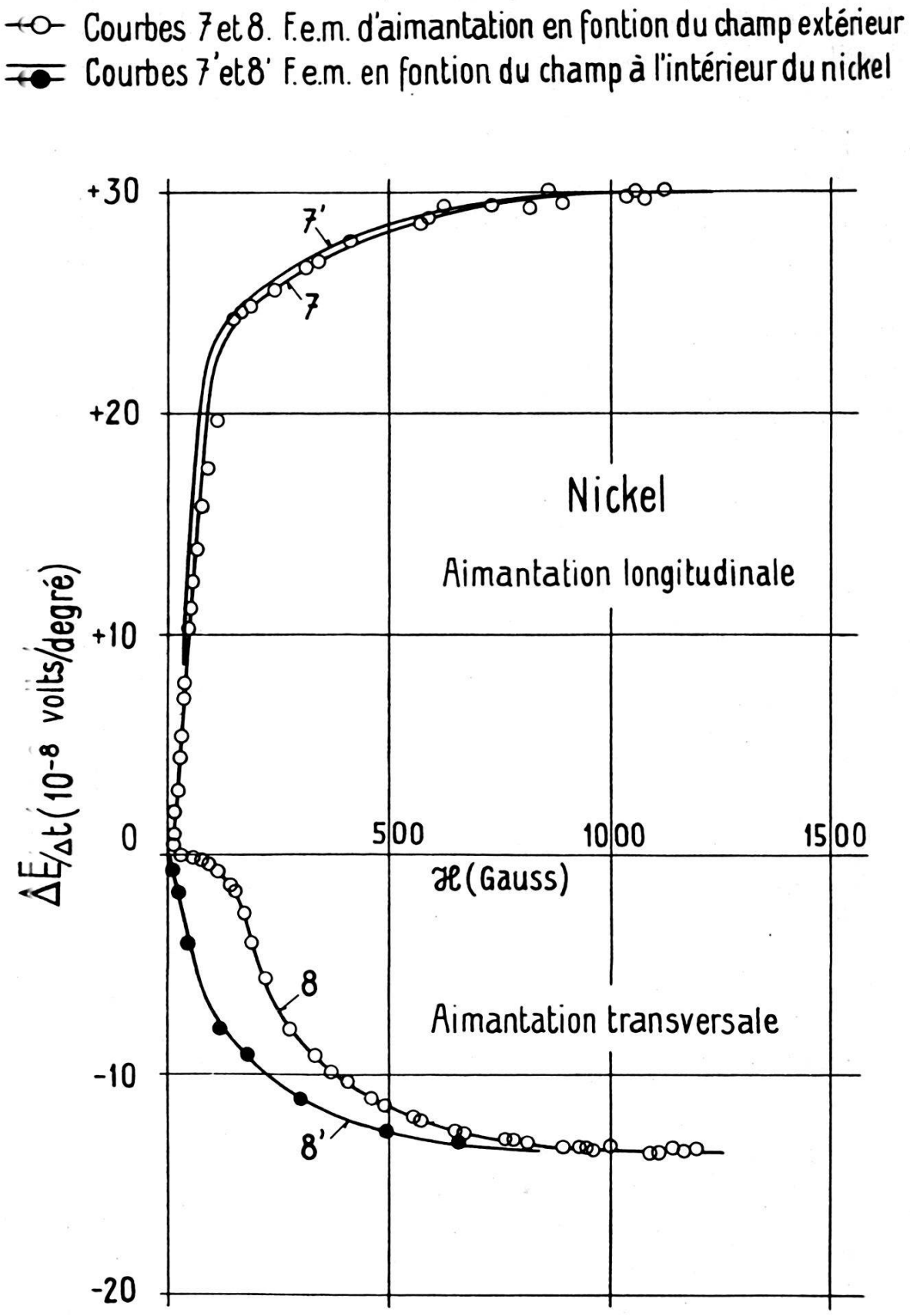


Fig. 8.

Aimantations longitudinale et transversale du nickel.

La valeur maximum des f.e.m. d'aimantation correspond ici à la saturation: elle est de $30 \cdot 10^{-8}$ volts/degré avec l'aimantation longitudinale et de $13{,}5 \cdot 10^{-8}$ volts/degré avec l'aimantation transversale.

§ 15. *Champ démagnétisant et uniformité de l'aimantation.*

Soit $\mathcal{H}$ le champ extérieur, $\mathcal{J}$ l'aimantation, N le facteur démagnétisant; la valeur $\mathcal{H}'$ du champ à l'intérieur du métal ferromagnétique est donnée par l'expression:

$$\mathcal{H}' = \mathcal{H} - N\mathcal{J} .$$

Pour peu que l'aimantation atteigne une grande valeur, le champ à l'intérieur du métal peut être notablement plus faible que le champ extérieur.

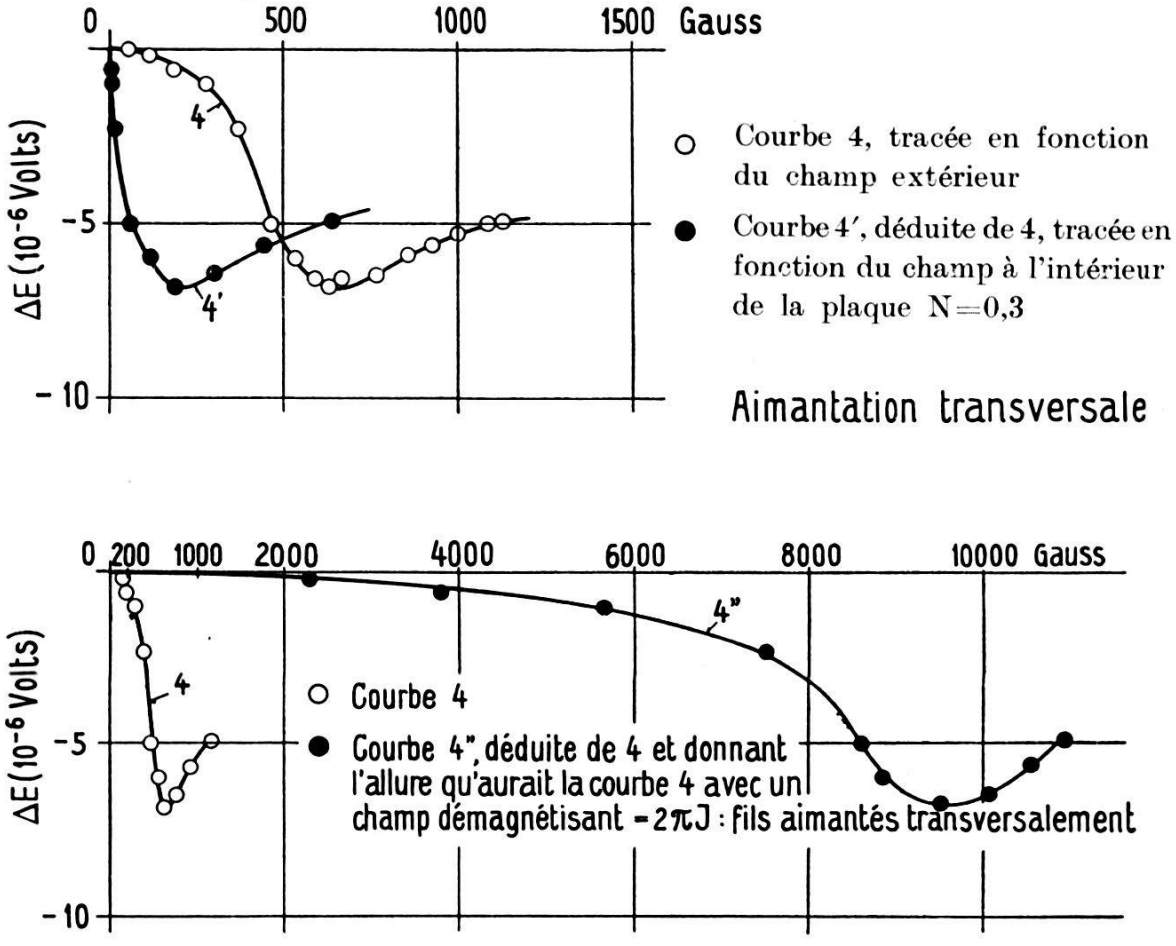


Fig. 9.

Influence du champ démagnétisant dans l'aimantation transversale du fer.

Pour travailler dans des conditions bien définies, il faudrait produire dans le métal une aimantation aussi uniforme que possible; il faut à cet effet que non seulement le champ extérieur $\mathcal{H}$, mais encore le champ démagnétisant $N\mathcal{J}$ soient uniformes; cette dernière condition ne se trouve rigoureusement satisfaite que dans le cas

d'ellipsoïdes et seulement à température uniforme; mais il est difficile de réaliser pratiquement des ellipsoïdes en fer ou en nickel.

L'aimantation du fer pouvant prendre des valeurs beaucoup plus grandes que l'aimantation du nickel, c'est surtout dans l'aimantation transversale des plaques de fer que ce facteur est amené à jouer un rôle prépondérant. En effet, dans la région centrale de la plaque, à $\pm$ 1,5 cm. du grand axe, le champ démagnétisant est de l'ordre de 0,3 $\mathfrak{J}$. Dans les graphiques de la fig. 9 nous avons cherché à montrer quelle modification ce facteur apporte à l'allure du phénomène. A côté de la courbe 4, qui représente les observations brutes, c. à d. les valeurs de la f.e.m. d'aimantation en fonction du champ extérieur, nous avons tracé la courbe 4'; elle est déduite de la courbe 4 et représente le phénomène tel qu'il serait dans le cas d'un champ démagnétisant nul: autrement dit, nous avons porté les valeurs de la f.e.m. d'aimantation en fonction du champ à l'intérieur de la plaque. L'accroissement de ΔE (en valeur absolue) dans les champs faibles est beaucoup plus rapide, et la valeur maximum atteinte approximativement pour la même valeur du champ que dans le cas de l'aimantation longitudinale.

A titre de comparaison, nous avons de même tracé la courbe 4'' qu'on obtiendrait en aimantant transversalement des fils de fer; l'échelle des abscisses a été réduite 4 fois; pour pouvoir la comparer directement à la courbe 4, nous avons reporté celle-ci à la même échelle. Dans le cas de fils aimantés transversalement, le champ démagnétisant est égal à $2\pi\mathfrak{J}$, et la courbe s'en trouve très allongée; il est quasiment impossible d'atteindre les valeurs de saturation, même dans des champs de 10000 g. on s'en trouve encore très éloigné.

Pour calculer le facteur démagnétisant, il faudrait connaître la distribution des charges magnétiques à l'intérieur du métal; nous avons supposé une densité de magnétisme uniforme et répartie uniquement sur les côtés de la plaque perpendiculaires aux lignes de force du champ magnétique, ce qui n'est assurément qu'une approximation. Le facteur démagnétisant N supposé ainsi déterminé et l'aimantation en fonction du champ connue dans le cas d'un champ démagnétisant nul ou négligeable (aimantation longitudinale de fils), nous avons d'abord cherché par approximations successives l'aimantation en fonction du champ extérieur en présence du champ démagnétisant $N\mathfrak{J}$ (voir fig. 10). Cette courbe tracée, nous en avons tiré graphiquement les valeurs correspondantes du champ intérieur; ces dernières valeurs sont peu sûres et nous ne les avons pas reportées dans les tableaux numériques;

les valeurs des champs qui y figurent correspondent aux champs extérieurs.

Le facteur démagnétisant des fils aimantés longitudinalement est dans notre cas $N = 10^{-3}$, à 3 cm. de l'extrémité des fils, endroit où sont placées les soudures (fig. 7); le déplacement de la courbe par le champ démagnétisant est de l'ordre de grandeur de la précision des mesures.

En examinant la fig. 7, on voit que la courbe 2 obtenue avec les fils de fer coïncide à la précision des mesures avec la courbe 3

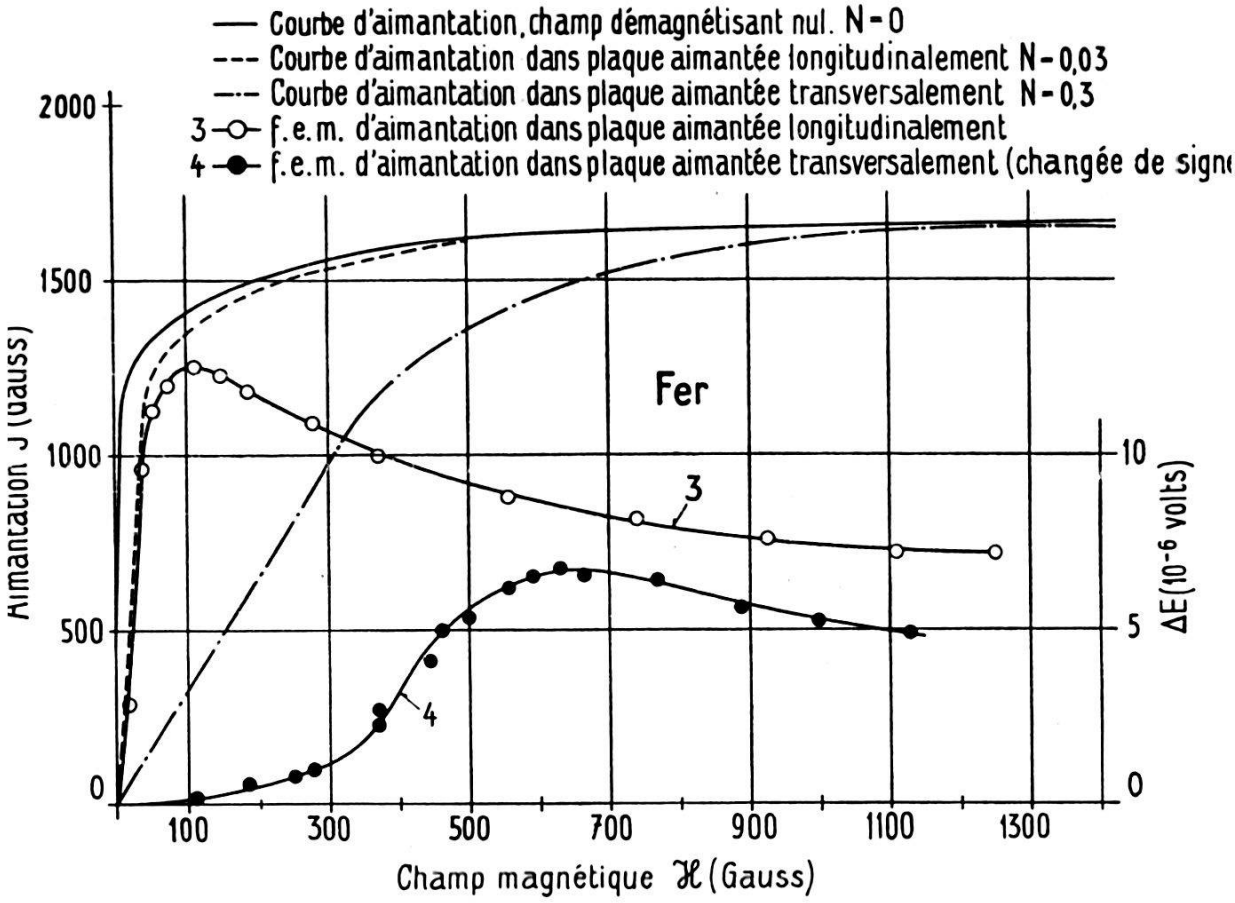


Fig. 10.
Courbes d'aimantation du fer.

qui représente le même phénomène, mais dans une *plaque* aimantée longitudinalement. Cependant, dans la plaque, le champ démagnétisant n'est plus négligeable, et entraîne un déplacement appréciable de la courbe dans les champs faibles: à 3 cm. du bord étroit de la plaque, $N = 0{,}03$ environ; si l'on admet pour le champ démagnétisant la valeur $0{,}03\,\mathfrak{J}$, la courbe, ramenée au champ démagnétisant nul vient en 3'. Si l'on prend pour N une valeur plus faible, soit 0,01 qui correspondrait à la région centrale de la plaque, le déplacement de la courbe est moindre — courbe 3'' — mais il reste environ 10 fois supérieur à la précision des mesures.

Le fait que la valeur maximum de la f.e.m. d'aimantation ΔE correspond à la même valeur du champ extérieur, dans les deux cas envisagés, soit dans l'aimantation des fils et dans l'aimantation de la plaque, tendrait à montrer que le déplacement de la courbe par le champ démagnétisant est faible, si non négligeable: il est difficile d'admettre que cette coïncidence soit due au hasard. D'autre part, il pourrait sembler naturel dans le cas de la plaque qui est en fer très pur, que la courbe monte plus rapidement dans

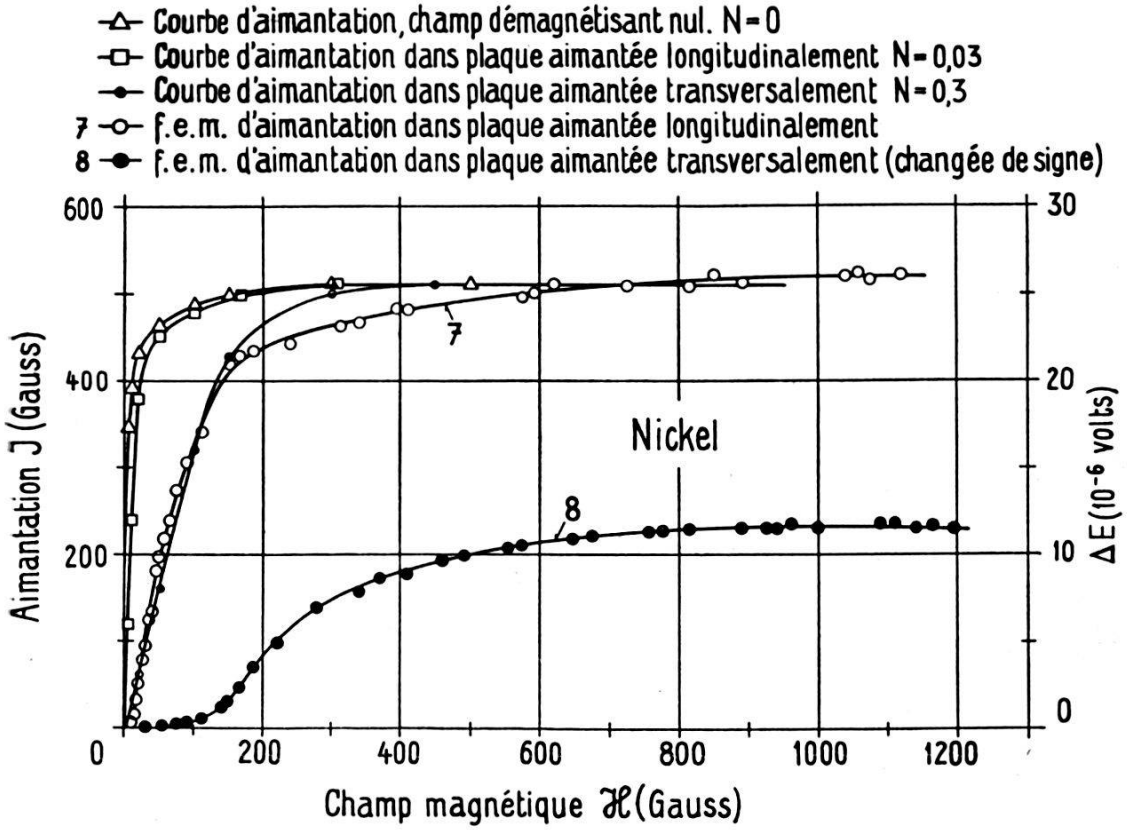


Fig. 11.

Courbes d'aimantation du nickel.

les champs faibles que dans celui des fils qui sont en fer ordinaire du commerce.

Il est intéressant de comparer les courbes obtenues à celles de l'aimantation; c'est ce que nous avons fait sur les graphiques de la fig. 10. On voit que pour la plaque aimantée transversalement la courbe d'aimantation se trouve fortement déplacée et qu'avec les champs atteints la saturation est loin d'être complète. Dans l'aimantation longitudinale, le déplacement n'est sensible que pour les champs faibles. A remarquer que dans les deux cas la variation rapide de la f.e.m. apparaît pour les mêmes intervalles du champ extérieur que la variation rapide de l'aimantation.

*

Pour le nickel, le déplacement des courbes par le champ démagnétisant est moindre que pour le fer; cependant, dans l'aimantation transversale de la plaque il est loin d'être négligeable. Voir les courbes 7′ et 8′ de la fig. 8.

Nous avons reporté sur le même graphique (fig. 11) les courbes d'aimantation du nickel et les courbes des f.e.m. d'aimantation en fonction des champs extérieurs et avec la même échelle pour les abscisses. Les f.e.m. correspondent ici à une différence de température de 86,8° et sont exprimées en microvolts.

On voit que la valeur de saturation de la f.e.m. est atteinte à partir d'une valeur du champ supérieure à celle qui correspond au début de la saturation de l'aimantation.

§ 16. *Influence de la position des soudures.*

Alors que nous croyions encore à la possibilité d'une liaison rigide entre les moments électriques et les moments magnétiques des molécules, nous avions pensé que la position des soudures pouvait avoir une influence sur le phénomène; nous avons fait des essais avec les fils de fer, soit en soudant les fils de fer et les fils de cuivre bout à bout, soit en amenant le fil de cuivre de côté sur le fil de fer à 3 cm. de son extrémité; nous n'avons pas constaté de différence à la précision des mesures près. Des essais analogues ont été faits avec la plaque de fer, mais n'ont rien donné non plus.

§ 17. *Aimantation résiduelle.*

Avec l'aimantation longitudinale du fer, on observe très nettement l'effet de l'aimantation résiduelle; la f.e.m. entre le fer non-aimanté et le fer aimanté résiduellement à partir de la saturation atteint le 20% de la valeur maximale, soit 2,5 μV. Nous avons essayé de faire parcourir au fer des cycles d'aimantation; les différences sont trop petites dans les champs faibles et moyens, pour qu'on puisse obtenir quelque chose de quantitativement sûr avec les moyens dont nous disposions.

Avec l'aimantation transversale, l'effet résiduel a aussi pu être reconnu, mais il est beaucoup plus faible encore, environ de 6%, et ne subsiste que 1 à 2 minutes après la suppression du champ magnétique extérieur: le champ démagnétisant étant relativement fort dans ce cas, le fer se désaimante de lui-même très rapidement.

Pour le nickel, nous n'avons pas pu déceler une f.e.m. due à l'aimantation résiduelle de celui-ci.

Notes bibliographiques et comparaison des résultats.

Ainsi que nous l'avons signalé plus haut, le phénomène fut découvert en 1856, par Sir W. THOMSON[14]). Il en indique le sens qui s'accorde exactement avec le sens que nous avons observé, mais non avec celui que donnent différents autres auteurs. Sir W. THOMSON a reconnu le phénomène dans le fer aimanté longitudinalement et transversalement et dans le nickel aimanté longitudinalement.

HOULLEVIGUE[11]), en 1896, mesure la f.e.m. ΔE pour le fer et trouve, par aimantation longitudinale un maximum de ΔE qui a une valeur plus faible que ce que nous avons observé, mais qui se place à peu près dans la même région du champ. Il observe un renversement du sens de ΔE dans un champ de 350 gauss et, pour l'aimantation transversale, ses résultats diffèrent des nôtres même quant au signe. Ceci pourrait s'expliquer par le fait qu'il travaillait dans des conditions mal définies: en effet, il plaçait simplement un fil de fer doux, faisant partie d'un circuit, dans un champ non-uniforme, et le chauffait en tel point ou tel autre; il observait le courant engendré en fonction du champ agissant régnant au point chauffé.

A part ces deux travaux, déjà anciens et exécutés avec des moyens peu perfectionnés, il convient encore de citer celui de U. BORDONI[9]) et celui beaucoup plus récent de A. SMITH[13]). Il est regrettable que ces deux auteurs n'aient pas donné de tableaux de chiffres, ni indiqué la précision atteinte: la comparaison des résultats en est rendue difficile.

BORDONI a étudié le fer, l'acier et le nickel aimantés longitudinalement, et donné les courbes de ΔE en fonction du vecteur aimantation, et en fonction des différences de température jusqu'à 500^0. Il a constaté que la nature du métal non-ferromagnétique employé n'avait pas d'influence sur le phénomène, et que celui-ci ne changeait pas de sens par le renversement du champ magnétique.

Cet auteur donne la valeur de ΔE en fonction de l'aimantation à l'endroit de la soudure chaude; or, sans parler du peu de précision de la détermination expérimentale de l'aimantation dans ces conditions, il faut remarquer que, par suite de la déformation connue des courbes d'aimantation avec la température, on peut très bien avoir dans les champs faibles, l'aimantation plus grande du côté chaud que du côté froid, et dans les champs intenses, l'inverse. Aussi, il nous semble préférable de donner la f.e.m. ΔE en fonction du champ extérieur bien défini, et de tenir compte, s'il y a lieu, des champs démagnétisants. Comme cet auteur ne

donne pas la valeur des champs correspondants, nous ne pouvons pas comparer exactement nos valeurs avec les siennes; en gros l'allure du phénomène est bien la même.

Nous n'avons eu connaissance que dernièrement du travail de A. Smith sur la magnétostriction: cet auteur a étudié ΔE en fonction de la tension mécanique du fer et du nickel; ces métaux, pris sous forme de fils, furent aimantés longitudinalement, et le nickel aimanté transversalement. A. Smith donne les courbes du quotient $\Delta E/E$, de la f.e.m. thermoélectrique d'aimantation par la f.e.m. thermoélectrique entre le métal ferromagnétique étudié

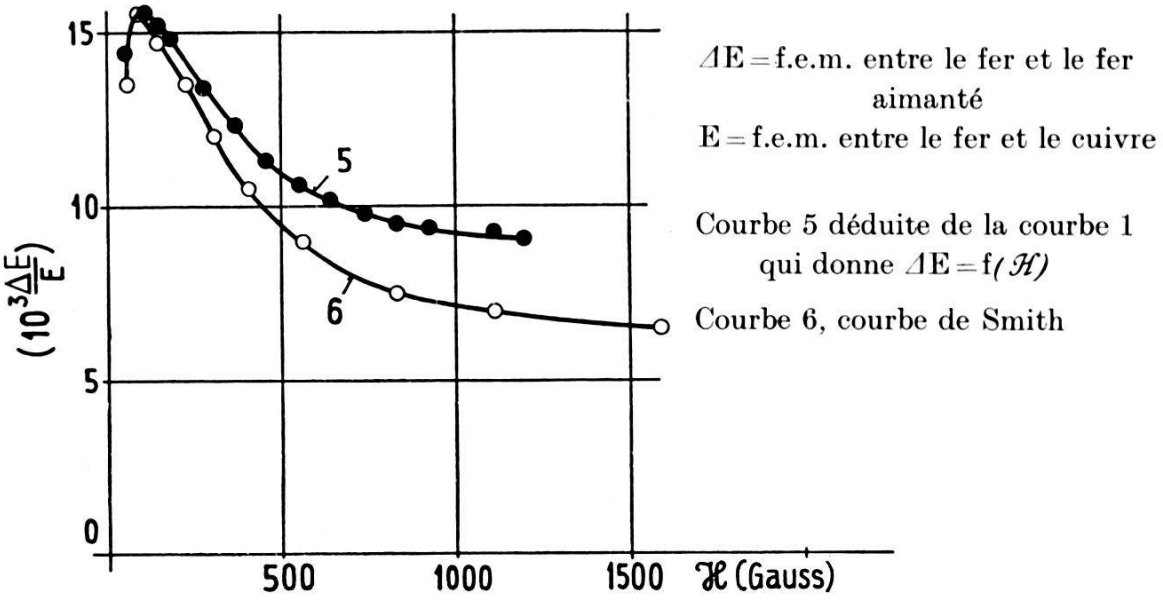


Fig. 12.
Courbe de Smith.

et le métal auxiliaire non-ferromagnétique employé (cuivre), en fonction du champ magnétique extérieur, pour différentes tensions mécaniques. Il ne donne malheureusement pas les valeurs *absolues* de ces f.e.m. Il nous semble peu logique de donner le quotient $\Delta E/E$, de préférence à la valeur absolue de la f.e.m. ΔE, car cette dernière seule est caractéristique du métal ferromagnétique employé et ne dépend pas, comme la f.e.m. E, du métal auxiliaire.

Pour comparer néanmoins nos valeurs à celles de Smith, nous avons porté sur le graphique de la fig. 12, à côté de la courbe que donne cet auteur (courbe 6) celle déduite de la courbe 1 se rapportant aux fils de fer (courbe 5) et donnant le quotient $\Delta E/E$ en fonction du champ extérieur; la courbe 6 se rapporte à une tension nulle du fer. La différence de température doit être à peu près la même dans les deux expériences, d'environ 90°; elle, non plus, n'est pas indiquée d'une façon précise par l'auteur.

Comme on le voit sur le graphique, le maximum de $\Delta E/E$ a exactement la même valeur dans les deux courbes: soit $15{,}5 \cdot 10^{-3}$; il correspond dans la courbe de SMITH à un champ légèrement plus faible; l'écart ne semble pas dépasser, cependant la précision des mesures de cet auteur. La coïncidence est bonne dans les champs faibles, mais pour les champs intenses les courbes s'écartent de plus en plus l'une de l'autre.

La texture du fer étudié par SMITH peut avoir été modifiée par l'effet de la traction; celle-ci pourrait, en effet, avoir provoqué une anisotropie permanente; notre échantillon, par contre, a été très soigneusement recuit; ceci suffirait à expliquer la différence d'allure des deux courbes.

SMITH n'a pas fait d'expériences avec le fer aimanté transversalement.

Les résultats obtenus pour le nickel sont beaucoup moins concordants. Pour le nickel aimanté longitudinalement SMITH trouve: $\Delta E/E = 9{,}75 \cdot 10^{-3}$ à la saturation et pour une différence de température de 100^0. Nous avons trouvé: $\Delta E/E = 14 \cdot 10^{-3}$ à la saturation et pour une différence de température de 87^0.

SMITH a, en outre, aimanté transversalement des fils de nickel et relevé trois points, correspondant à une tension nulle du métal. Ces résultats ne sont pas directement comparables aux nôtres eu égard au très fort champ démagnétisant des fils: comme nous avons vu plus haut il est, pour ainsi dire, impossible d'atteindre dans ces conditions les valeurs de saturation. Non seulement les résultats obtenus par cet auteur ne sont pas concordants avec les nôtres, mais, ce qui pourrait sembler étonnant de prime abord, SMITH obtient une valeur plus petite par aimantation longitudinale que par aimantation transversale; pour nous c'est nettement l'inverse: le rapport entre les deux effets a été trouvé d'environ 2, nombre justifiable, d'ailleurs, par des considérations théoriques. Les raisons de cette divergence peuvent également être cherchées dans la possibilité d'une anisotropie permanente provoquée par la traction du métal.

Un travail dû à ROSS[12]), traite de la f.e.m. thermoélectrique entre le fer aimanté longitudinalement et le fer aimanté transversalement; l'expérience a été faite directement avec trois fils de fer: l'un placé parallèlement aux lignes de force du champ magnétique, et les deux autres perpendiculairement. Les valeurs trouvées dans ce travail devraient, à première vue, pouvoir être déduites des nôtres par addition des effets observés successivement dans le champ longitudinal et dans le champ transversal.

Cela n'est de loin pas le cas; l'auteur n'a pas tenu compte du champ démagnétisant; les fils de fer placés ainsi bout à bout, s'influencent, et l'aimantation doit être oblique par rapport aux lignes de force du champ et pas du tout bien définie. Il est, en outre, curieux de constater que la courbe de ΔE en fonction du champ part, chez cet auteur, d'une valeur de 10 μV. pour un champ nul*).

Conclusions.

I. *Phénoménologie.*

Comme on l'a vu, nous avons obtenu des courbes des f.e.m. thermoélectriques d'aimantation du fer et du nickel, en fonction du champ magnétique extérieur, jusqu'à la région de saturation: au-dessus de 1000 gauss, la variation n'est plus que de 2 à 3% du phénomène total pour le fer et inférieure à 3% pour le nickel, soit de l'ordre de grandeur de la certitude dans cette région du champ.

L'allure du phénomène est nettement différente suivant que l'on observe parallèlement ou normalement aux lignes de force du champ magnétique: le pouvoir thermoélectrique du métal ferromagnétique *s'accroît systématiquement par aimantation longitudinale et diminue, systématiquement aussi, si l'on aimante le métal transversalement.*

Ni dans un cas, ni dans l'autre, il ne paraît y avoir de liaison simple entre ces phénomènes et l'aimantation observable; au premier abord, on serait tenté de rapprocher le maximum du phénomène dans le fer de celui observé dans la courbe de la susceptibilité en fonction du champ; mais ce dernier a lieu dans un champ faible, de l'ordre de 1 gauss, tandis que la f.e.m. atteint son maximum dans un champ de 110 gauss.

La f.e.m. d'aimantation longitudinale du fer croît très rapidement, dans les champs faibles, jusqu'à 50 gauss. A remarquer que c'est aussi la région où l'aimantation croît très rapidement; en effet, à 50 gauss l'aimantation atteint déjà le 75% de sa valeur à saturation. Le maximum de la f.e.m. a lieu alors que l'aimantation est égale au 80% de sa valeur à saturation.

*) Depuis 1931, date à laquelle nous avons publié nos premiers résultats [0]), ont paru les travaux de St. Seass[17]) et S. R. Williams[18]); ces auteurs ont travaillé avec le même dispositif expérimental que Ross et, par conséquent prêtent à la même critique. Voir aussi à propos de ces travaux la critique de R. Schaffert[19]).

St. Seass pense comme nous que l'effet Nernst-Ettingshausen et la f. e. m. d'aimantation ne sont qu'un seul et même phénomène (voir § 2).

H. Broili [6]) a fait des mesures avec le fer et le nickel aimantés longitudinalement, notamment au dessus du point de Curie; ses résultats ne sont pas directement comparables aux nôtres, mais, pour le nickel, l'allure des courbes est semblable.

Rappelons que le maximum de la f.e.m. est de +12,3 microv. pour une différence de température de 96,9°, et qu'ensuite elle décroît, pour atteindre une valeur à peu près constante de + 7 μV. à partir de 1000 gauss, alors que l'aimantation observable a dépassé le 97% de sa valeur maximum.

Dans un champ transversal, le maximum de la f.e.m. est beaucoup moins accusé; il est de −6,85 μV. pour une différence de température de 85,6° et correspond à peu près à la même valeur du champ *intérieur* que dans le cas de l'aimantation longitudinale. A partir d'un champ de 800 gauss environ la f.e.m. prend une valeur constante de −6 μV., à la précision des mesures près.

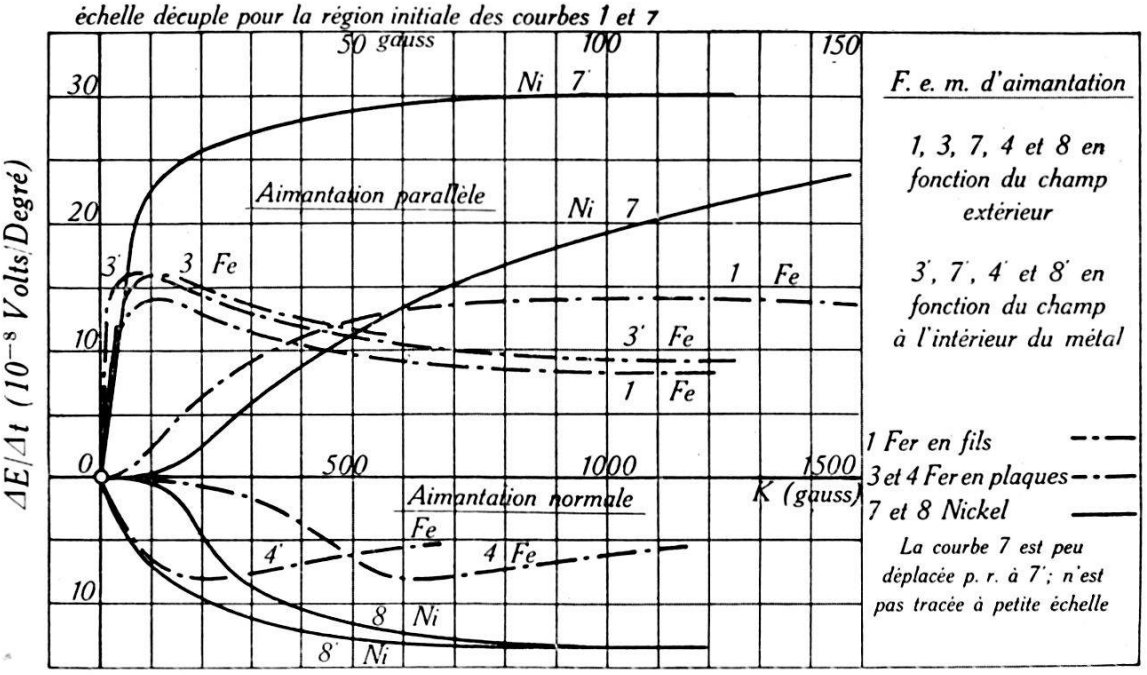


Fig. 13.
Graphique d'ensemble.

Deux fers différents (électrolytique et du commerce) ne présentent pas de différence notable quant à l'allure des courbes. Il s'agit donc bien ici d'un phénomène type pour le fer: la courbe est caractéristique et n'est que légèrement déplacée quand on passe d'un fer à un autre, plus doux par exemple.

Dans le cas du nickel, la forme des lois est plus simple que dans celui du fer: en particulier, le maximum dans les champs moyens a disparu. Le phénomène croît continuellement jusqu'à la saturation; dans les champs faibles, la variation de la f.e.m. est rapide, surtout si on la rapporte à la valeur du champ à l'intérieur du nickel; à partir de 1000 gauss, la saturation semble être nettement atteinte. La valeur maximum des f.e.m. correspond ici à la saturation: elle est de +26 μV. dans le cas de l'aimantation

longitudinale et de $-11{,}6\ \mu$V. dans celui de l'aimantation transversale, ceci pour une différence de température de 86,8°.

Nous n'avons jamais observé, le champ inducteur croissant, *de changement de signe d'aucun des effets.* Ceux que quelques travaux antérieurs ont signalés se manifestent seulement dans les champs faibles et y sont sans doute explicables, si l'on fait usage de cycles complets d'aimantation et non, comme nous, des sommets de cycles. Ils peuvent, d'ailleurs, fort bien être imputables aussi à des causes parasites, telles que des *anisotropies texturales moyennes* subsistant par suite de recuits insuffisants.

En général, on devrait admettre que la f.e.m. ΔE est fonction, non seulement de l'aimantation et de la différence de température aux soudures, mais aussi des gradients de ces deux grandeurs. Nous nous contentons ici de l'approximation usuelle dans l'étude des phénomènes thermoélectriques: une f.e.m. thermoélectrique est en général donnée en fonction de la différence de température, sans tenir compte des gradients (loi de Magnus). A plus forte raison, cette approximation est-elle légitime pour nos phénomènes plus petits, donc moins exactement connus.

Ainsi, ce n'est qu'en première approximation que, pour une différence de température donnée, la f.e.m. ΔE est fonction de l'aimantation; en réalité la relation est encore plus compliquée, car l'aimantation elle-même est fonction de la température. Aussi est-il préférable de travailler avec des différences de température pas trop grandes. De 10° à 100° l'aimantation à saturation varie de 1,5% environ pour le fer et 5% pour le nickel et ne peut être envisagée comme uniforme qu'à cette précision.

II. *Interprétations.*

M. Perrier, dans son article sur «l'interprétation unitaire des particularités de la conduction des milieux ferromagnétiques»[5]), rattache l'ensemble de ces particularités à une modification fondamentale liée à *l'aimantation spontanée.* Cela veut dire notamment que, soit la conductivité, soit le pouvoir thermoélectrique propre, par exemple, sont fortement différents (modification qui peut faire varier du simple au double et au multiple) de ce qu'ils seraient sans aimantation spontanée (de ce qu'ils sont exactement au-dessus du point de Curie). Ceci s'entend *même en l'absence de toute aimantation observable.*

Ce phénomène fondamental ne peut être décelé directement: en effet, même un renversement complet (rotation de 180°) du vecteur $\mathfrak{J}_w$ (aimantation spontanée) ne modifie ni la résistivité, ni le pouvoir thermoélectrique, qui sont des phénomènes à symé-

trie centrée. On a vu que la seule petite dissymétrie que l'on pouvait présumer, et qui aurait été due à la polarité rigide des molécules, n'est jamais apparue.

Dès lors, ce que le processus de la variation de l'aimantation observable peut faire apparaître, ce sera *seulement une anisotropie liée à l'aimantation spontanée* $\mathfrak{J}_w$.

Cette première considération théorique explique déjà complètement que les phénomènes observés ne suivent en aucune manière des lois parallèles à celles de l'aimantation observable. Sur ce point particulier, d'ailleurs, la seule raison de symétrie suffirait, et le raisonnement à conclusion négative serait valable encore si l'on parlait simplement de l'absence d'effet du renversement des moments moléculaires, sans même faire entrer en ligne de compte l'aimantation spontanée.

En reprenant cependant cette hypothèse de l'anisotropie spontanée des groupements élémentaires, on prévoit ensuite que les phénomènes les plus immédiatement interprétables sont ceux provoqués par *les champs intenses.*

En effet, tous les vecteurs $\mathfrak{J}_w$ sont alors sensiblement parallèles et la valeur de l'aimantation observable se rapproche sensiblement de sa valeur limite, l'aimantation spontanée.

Calculons $\Delta E_{\parallel} - \Delta E_{\perp}$ pour les champs intenses; on trouve:
pour le nickel $43{,}7 \cdot 10^{-8}$ volts/degré
pour le fer $14{,}8 \cdot 10^{-8}$ volts/degré (saturation encore incomplète).
Ces grandeurs mesurent les *anisotropies thermoélectriques spontanées moyennes des groupements élémentaires saturés.*

Evaluons la *valeur relative* de ces anisotropies spontanées. Il résulte d'autres recherches du même Institut que le pouvoir thermoélectrique propre E_{th}, grandeur distincte du coefficient σ de l'effet Thomson, peut se monter pour le nickel à $60 \cdot 10^{-6}$ V/degre et pour le fer à $20 \cdot 10^{-6}$ V/degré d'où approximativement:

$$\frac{\Delta E_{\parallel} - \Delta E_{\perp}}{E_{\text{th}}} = \begin{cases} \text{pour Ni} = 0{,}0076 \\ \text{pour Fe} = 0{,}0074. \end{cases}$$

Plus explicitement: le pouvoir thermoélectrique réel est d'à peu près ¾% plus élevé parallèlement à l'aimantation spontanée que normalement à ce vecteur. Si nos expériences comportent une précision moyenne de l'ordre du pour cent, leur incertitude représente donc *quelques dix millièmes* seulement de la composante thermoélectrique spontanée liée au ferromagnétisme.

Ces conséquences numériques sont indispensables à la comparaison judicieuse de la théorie et de l'expérience. Ainsi: lorsque, obéissant à un champ extérieur, les vecteurs $\mathfrak{J}_w$ prennent des orientations variées par rapport aux directions réticulaires, il serait tout à fait invraisemblable que les composantes thermoélectriques spontanées afférentes à ces vecteurs ne subissent aucune altération, soit par effet réticulaire immédiat, soit aussi indirectement, par les contraintes mécaniques d'origine strictive que cela implique. Or, de telles variations qui seraient de *quelques millièmes* du phénomène principal dans les groupements de la mosaïque peuvent s'accompagner de modifications *observables* de nos phénomènes de *quelques dixièmes.*

On comprend dès lors aisément que les deux types de réseaux du cube centré (fer) et du cube à faces centrées (nickel) puissent impliquer des lois de caractères si nettement différents, sans mettre en discussion les bases mêmes de la théorie: singulièrement, le double sens de variation, reconnu définitivement sur le fer, n'a rien qui doive surprendre. Voir aussi [6]).

M. Perrier prévoit une liaison étroite entre les modifications magnétiques de la f.e.m. thermoélectrique et celles de la résistivité. *Ce que l'on peut affirmer déjà, c'est que les variations relatives de la f.e.m. à saturation sont du même ordre de grandeur et de même sens que celles de la résistivité.*

Pour les champs moyens et faibles, les phénomènes doivent a priori apparaître beaucoup plus complexes: à chaque champ, en effet, correspond une répartition angulaire différente des vecteurs $\mathfrak{J}_w$, allant jusqu'à la répartition uniforme dans toutes les directions, pour une substance microcristalline soigneusement recuite et ne présentant aucune aimantation observable. Les phénomènes qui s'établissent sont alors des résultantes variées des phénomènes élémentaires; autrement dit, les valeurs extrêmes trouvées plus haut entrent en ligne de compte avec des poids divers.

Un calcul complet serait compliqué car il doit se superposer des effets pour lesquels il est malaisé de faire des hypothèses précises; par exemple, les surfaces isothermes dans un conglomérat d'éléments anisotropes ne sont plus des plans qu'en moyenne. Le calcul devrait tenir compte des directions capricieuses des gradients de température et de potentiel thermoélectrique.

Il est intéressant de constater que le rapport $\Delta E_{\parallel}/\Delta E_{\perp}$ se rapproche de 2 vers la saturation, comme c'est aussi le cas pour les résistivités ou, plus exactement, pour les conductivités. L'expérience donne ici 2,2 pour le nickel et 1,8 pour le fer.

Cela étant, il n'est pas inutile de rappeler ici les considérations théoriques[5]) qui conduisent à ce rapport dans le cas de conductivités; le calcul, pour les pouvoirs thermoélectriques serait exécuté de la même façon pour autant qu'on aie le droit d'assimiler sans autre le gradient de potentiel thermoélectrique à l'intensité d'un champ électrique d'origine extérieure.

Soit α l'angle formé entre le vecteur intensité du champ électrique $\mathfrak{E}$ et le vecteur $\mathfrak{J}_w$, aimantation spontanée d'un groupement élémentaire. Comme la conductivité de ce groupement est anisotrope, la densité du courant J_0, provoquée par le champ $\mathfrak{E}$, fait avec ce champ un angle d'autant plus grand que l'anisotropie elle-même est grande. On peut aussi dire que le vecteur J_0 est la résultante de deux vecteurs, soit de $J_{||} = \lambda_{||} \cdot \mathfrak{E} \cdot \cos\alpha$ et de $J_\perp = \lambda_\perp \cdot \mathfrak{E} \cdot \sin\alpha$, où $\lambda_{||}$ et $\lambda_\perp$ sont les valeurs de la conductivité respectivement parallèlement et perpendiculairement à l'aimantation spontanée du groupement. Comme la matière est supposée être parfaitement isotrope par compensation, si l'on considère l'ensemble des groupements, les directions des vecteurs $\mathfrak{J}_w$ sont réparties uniformément dans l'espace et forment avec le champ électrique un angle variable entre 0 et 2π. Par raison de symétrie, seule intervient pour le calcul de la densité de courant résultante la composante suivant la direction du champ électrique de la densité de courant J_0 de chaque groupement élémentaire. Cette composante est donnée par:

$$J = (\lambda_{||} \cdot \cos^2\alpha + \lambda_\perp \cdot \sin^2\alpha) \cdot \mathfrak{E}\,.$$

Pour calculer la densité de courant moyenne, on intègre l'expression ci-dessus, en la rapportant à l'unité d'angle solide et l'on trouve:

$$J_m = \frac{\mathfrak{E}}{3}(\lambda_{||} + 2\lambda_\perp)\,.$$

Soient maintenant $\delta\lambda_{||}$ et $\delta\lambda_\perp$ les modifications provoquées par l'intervention d'un champ magnétique intense (saturation observable) successivement parallèle puis normal à $\mathfrak{E}$; on a alors:

$$\delta\lambda_{||} = +2/3\,(\lambda_{||} - \lambda_\perp) \quad \text{et} \quad \delta\lambda_\perp = -1/3\,(\lambda_{||} - \lambda_\perp) \quad \delta\lambda_{||}/\delta\lambda_\perp = -2\,.$$

Rappelons, pour terminer, que la théorie proposée par M. Perrier prévoit une loi d'approche à la saturation du type quadratique (comme pour la magnétorésistance et pour les mêmes raisons), soit essentiellement:

$$\Delta E_{\text{lim}} - \Delta E = C\ [1 - (\mathfrak{J}/\mathfrak{J}_w)^2]\,.$$

L'équipement nécessaire à ces recherches a pu être créé en partie grâce au précieux appui du Fonds J. J. Mercier-de Molin de l'Université de Lausanne.

Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne.

Bibliographie.

[0]) Quelques extraits de ce travail ont été présentés antérieurement à la Soc. suisse de physique; voir H. P. A. vol. IV (7), p. 363, 1931, et vol. VI (7), p. 475, 1933 Un résumé des conclusions générales a paru aux Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris, t. 198, p. 810 et 920, 1934.

[1]) A. Perrier: Sur les polarisations magnétiques ou électriques que peuvent provoquer des champs électriques ou magnétiques par voie réversible et irréversible. S. S. de phys. Berne. Arch. des Sc. phys. et nat., vol. IV, p. 369, 1922.

[2]) A. Perrier: Sur les forces électromotrices d'aimantation. H. P. A. vol. I (4), p. 291, 1928.

[3]) A. Perrier: Sur une théorie générale des effets électrocaloriques des courants. H. P. A. vol. I (7) et (8), p. 454, 1928.

[4]) A. Perrier: Communauté d'origine et dépendances quantitatives entre les actions du champ magnétique sur les courants d'électricité et de chaleur. H. P. A. vol. II (5), p. 311, 1929.

[5]) A. Perrier: Interprétation unitaire des particularités de la conduction des milieux ferromagnétiques. H. P. A. vol. III, p. 400, 1930.

[6]) A. Perrier: Lignes générales d'une théorie de la magnétostriction. H. P. A. vol. IV, p. 213, 1931.

[7]) A. Perrier et A. J. Staring: Expériences sur la dissymétrie des molécules du fer. Arch. des Sc. phys. et nat. vol. 5, p. 333, 1923.

[7a]) A. Perrier et Ch. Borel: Expériences sur la symétrie électrique des molécules du nickel. Arch. des Sc. phys. et nat. vol. 7, p. 289, 1925.

[8]) A. Perrier: Lignes générales d'une théorie de la conduction métallique. Arch. Sc. phys. et nat. (5) vol. 9, p. 343, 1927.

[9]) U. Bordoni: Nuov. Cim. (6) 2, p. 245, 1911.

[10]) L. L. Campbell: Galvanomagnetic and thermomagnetic effects. Longmans, London, 1923.

[11]) L. Houllevigue: Journal de phys. (3), 5, p. 53, 1896.

[12]) Ross: Physical Review 38, p. 179, 1931.

[13]) A. Smith: Physical Review 19, p. 285, 1922, et Physical Review 22, p. 58, 1923.

[14]) Thomson, Sir Wm. (Lord Kelvin): Phil. Trans. Lond. 146, p. 709, 1856.

[15]) P. Weiss et G. Foex: Le Magnétisme, Collection Colin N° 71, 1926.

Ont paru depuis 1931, date de notre première publication, les travaux suivants:

[16]) St. Seass, Phys. Rev. (2) 38, p. 1254, 1931.

[17]) H. Broili, Ann. d. Phys. (5) 14, p. 259, 1932.

[1]) S. R. Williams, Phys. Rev. (2) 39, p. 368, 1932.

[19]) R. Schaffert, Phys. Rev. (2) 39, p. 1017, 1932.