Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 5 (1923)

Artikel: Expériences sur la dyssymétrie électrique des molécules du fer
Autor: Perrier, Albert / Staring, A.-J.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741336

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 02.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

EXPÉRIENCES
SUR LA
Dyssymétrie électrique des molécules du fer[1]

PAR

Albert PERRIER et A.-J. STARING

(Avec 13 figures.)

I. Introduction.

1. Le problème expérimental auquel est consacré le présent travail est le suivant:

Un champ électrique agissant sur de la matière peut-il provoquer l'apparition d'une polarisation magnétique de même direction, plus généralement, peut-il modifier une aimantation préexistante ?

L'un de nous a exposé[2] en résumé le cadre théorique qui sert de guide à ces recherches et à d'autres en sens inverse; un mémoire théorique sur ces sujets doit être publié plus tard.

Rappelons ici seulement ce qui est essentiel pour le présent travail.

Les prévisions théoriques se basent sur l'hypothése de l'orientabilité des molécules. Une polarisation magnétique peut

[1] Un résumé des résultats du présent travail a été exposé à la Société suisse de physique dans sa séance du 26 août 1922 à Berne. Même titre, *Arch. 1922*, p. 373.

[2] Albert Perrier. Sur les polarisations magnétiques ou électriques que peuvent provoquer des champs électriques ou magnétiques par voie réversible et irréversible. — Soc. suisse de physique, Berne, 1922; *Arch. 1922*, p. 369.

apparaître dès qu'une *cause quelconque* provoque une *orientation* dans une direction privilégiée de molécules avec moments magnétiques préexistants. Pour que cette cause puisse être un champ électrique, il faut que les molécules aient elles-mêmes, soit un moment électrique fixe, soit un moment provoqué par polarisation ANISOTROPE. Ces conditions sont *nécessaires*, mais pas *suffisantes*. Le travail précité précise les diverses conditions possibles; il donne aussi le résultat de quelques évaluations numériques.

Un résultat positif donné par l'expérience constitue un phénomène nouveau: il ne s'agit nullement en effet du phénomène général d'induction de la théorie électromagnétique: l'apparition d'une polarisation d'une espèce est ici provoquée par la *variation* du vecteur de l'autre espèce; tandis que ce que nous cherchons est un phénomène *statique*.

Outre cette portée purement phénoménologique, les actions cherchées ont une grande importance atomistique: elles doivent permettre (dans l'hypothèse choisie) précisément de déceler par un procédé pour ainsi dire immédiat des moments électriques moléculaires; mieux, elles doivent conduire à leur *mesure* par comparaison avec des moments *magnétiques* connus d'autre part [1].

Les prévisions numériques théoriques auxquelles il est fait allusion plus haut montrent que les chances — faibles d'ailleurs — d'aboutir à une réponse affirmative de l'expérience se trouvent *presque exclusivement du côté du ferromagnétisme:* l'irréversibilité, caractère particulièrement marqué de ces phénomènes, pouvant intervenir comme circonstance auxiliaire favorable.

Il s'agit donc de soumettre l'ensemble d'un corps ferromagnétique à un champ électrique aussi intense que possible. La réalisation de cette condition se heurte d'emblée à un obstacle qu'on ne peut tourner: la conductibilité des corps ferromagnétiques. Le champ électrique que l'on y peut entretenir est limité strictement par la densité de courant tolérable sans élévation trop nuisible de la température.

[1] Alb. PERRIER, *loc. cit.*, p. 372.

Mais cette conductibilité entraîne encore une difficulté d'une autre nature beaucoup plus grave parce qu'elle rend très délicate l'interprétation des données de l'expérience: elle résulte du champ *magnétique* créé par le courant dans la masse même du conducteur. Son intensité, directement proportionnelle, toutes choses égales d'ailleurs, à celle du courant, l'est donc en même temps au champ électrique. L'effet cherché et l'effet parasite croissent donc simultanément dans une proportion comparable; et les évaluations numériques préalables conduisaient à prévoir que, sans des dispositions très particulièrement étudiées, le second doit être beaucoup plus intense que le premier, c'est-à-dire rendre illusoire toute conclusion positive. C'est ce qui avait bien semblé ressortir d'expériences un peu sommaires faites il y a quelques années par l'un de nous. Leurs résultats, intéressants mais beaucoup trop capricieux, avaient fait renoncer à leur publication et apparaître nécessaire de reprendre la question avec des moyens plus perfectionnés.

Les présentes recherches se sont donc particulièrement attachées à la réalisation de ces deux conditions:

a) Séparation des effets *certains* du champ magnétique du courant dans le corps en essai de ceux *cherchés* du champ électrique, cela par des procédés de symétrie.

b) Réduction au minimum pratiquement accessible de l'intensité des champs magnétiques parasites, par des distributions de courants en nappes minces alternées.

Les expériences n'ont porté que sur le fer et ont conduit à un résultat positif qualitativement certain. Ses expressions numériques par contre seront encore précisées par des recherches en cours d'exécution et futures.

Il pourrait paraître plus indiqué à premier examen de choisir tout d'abord une substance telle que la magnétite à cause de sa conductivité considérablement plus faible. Cet avantage est loin de compenser les multiples incertitudes résultant des défauts d'homogénéité de cette matière, sans parler de la difficulté de se procurer des échantillons quelque peu volumineux d'une part, de les travailler d'autre part.

II. Symétrie et forme des conducteurs.

2. *Condition de symétrie de nappes de courant, permettant la séparation de leurs effets électrique et magnétique.*

Considérons seulement un conducteur parcouru par un courant à répartition uniforme (conducteur homogène, rectiligne, allongé), la polarité possible étant alors évidemment la plus simple à observer et interpréter.

D'après la discussion théorique rappelée, les effets de I (intensité du courant) ou de $\mathcal{E}$ (intensité du champ électrique) dans la matière, sont dépendants ou indépendants du sens du courant selon la disposition des dyssymétries de la molécule. L'effet magnétique simultané peut alors être séparé à l'aide d'observations systématiquement alternées dans un sens et dans l'autre *en tout cas si l'un des deux effets dépend du sens et pas l'autre.* C'est là une condition *suffisante*, il convient de le noter.

Or on peut, dans le cadre de nappes uniformes, choisir des types de conducteurs tels que les effets de $\mathcal{H}$ ne dépendent certainement pas du sens de I:

Généralement, si à chaque élément de volume de la matière en essai correspond un autre élément de mêmes forme et dimensions et tels que les champs magnétiques respectifs dans lesquels ils se trouvent se permutent simplement (intensité et sens) lorsque se renverse le courant, il est clair que l'effet global de polarisation provoqué par $\mathcal{H}$ sera indépendant du sens du courant.

Cette condition est certainement réalisée par un conducteur allongé qui possède un plan de symétrie commun à lui-même et aux lignes de courant dont il est le siège. Dans ce cas en effet, les *lignes de force* de $\mathcal{H}$ ont le même plan de symétrie et le renversement du courant change le sens du champ sans changer son intensité aux deux points d'une paire symétrique.

Enfin, la superposition d'un champ magnétique *constant* d'origine extérieure s'accorde encore avec la condition énoncée, pourvu que sa distribution dans l'espace du conducteur admette le même plan de symétrie; car la composition de ce

champ avec celui du courant donne en deux points symétriques somme et différence géométriques; le renversement de I comporte simplement le passage à différence et somme c'est-à-dire encore à une permutation.

Tout cela suppose enfin, bien entendu, que les points symétriques sont, au moment de l'expérience avec l'un et l'autre sens de I, dans des états de polarisation symétriques.

Les conducteurs et systèmes de conducteurs étudiés plus loin satisfont tous aux conditions exposées ici (systèmes de cylindres coaxiaux et de lames rectangulaires parallèles).

3. *Remarques générales sur les possibilités de réduction du champ magnétique dans la masse des conducteurs.*

Nous abordons ici la deuxième face principale (*b*, Introduction) du problème expérimental. Il s'agit de rendre l'action de $\mathcal{H}$ le moins nuisible possible.

L'idée qui vient naturellement à l'esprit est d'équilibrer ce champ par des champs auxiliaires d'origine extérieure, et nous appliquerons ce principe. *Mais une annulation complète est exclue par le théorème de la circulation du vecteur champ* le long d'un contour fermé tracé à l'intérieur du conducteur ($\int \mathcal{H}\, ds \cos(\mathcal{H}, ds) = 4\pi \mathrm{I}$). Cette circulation ne pouvant être nulle (I !), une compensation plus ou moins complète dans une certaine région entraîne *toujours* un accroissement de $\mathcal{H}$ dans une autre. Tenant compte de cette remarque fondamentale, on est alors conduit aux normes générales suivantes:

a) Pour que le champ magnétique soit en moyenne faible, il faut, autant que possible, que tous les trajets fermés de longueur donnée inscriptibles dans une section du conducteur enferment une aire faible vis-à-vis de toutes celles que pourrait enfermer un trajet de cette longueur. Cela conduit manifestement à des conducteurs *minces*, tels des lames et des cylindres creux.

Mais cela ne suffit pas, car l'intensité moyenne du champ en valeur absolue pourrait fort bien être grande, dans les cas où l'intégrale comprendrait des termes négatifs et des termes positifs.

b) Il apparaît dès lors qu'il y a en outre avantage à ce que l'intégrale ne comporte que des termes de même signe, au moins

pour la plus grande part des trajets fermés. Et cela exige que le champ n'ait pas la même direction générale dans toute l'étendue d'une section, c'est-à-dire que celle ci comporte *au moins un point de champ nul.* Mais on peut faire varier la position du ou des points où il en est ainsi en superposant un champ extérieur. On choisira celui-ci en sorte que la moyenne des valeurs absolues de $\mathcal{H}$ se réduise le plus possible.

C'est cette proposition qui nous a guidés. Pour des raisons d'ordre pratique, nous n'avons pris en considération que des sections rectangulaires et cylindriques, lesquelles satisfont d'ailleurs aux exigences de symétrie formulées plus haut.

Les paragraphes suivants sont consacrés à une étude quantitative des champs à l'intérieur et à l'extérieur de tels conducteurs et aux dispositifs réducteurs que l'on peut utiliser.

Il reste nécessaire, d'autre part, de tenir compte en tout état de cause de cette autre exigence générale *que la quantité de matière active doit être assez grande* pour la sensibilité accessible des galvanomètres balistiques.

4. *Champ magnétique d'une nappe de courant infiniment longue et de section rectangulaire.*

L'intensité du champ est ici évidemment un vecteur dans un plan normal au conducteur. Pour la calculer, décomposons ce dernier en lames infiniment minces parallèles à une des paires de faces (EF, fig 4) et cherchons d'abord la valeur $\mathcal{H}$ du champ de cette lame en un point P (fig. 3) [1].

En désignant par i l'intensité par unité de largeur de la lame, ds l'élément de largeur, r sa distance à P, on a

$$d\mathcal{H} = \frac{2ids}{r} .$$

Seule la composante $\mathcal{H}_x$ parallèle à la lame importe pour les calculs qui suivent. Choisissant une variable angulaire et intégrant, il vient

$$\mathcal{H}_x = 2i\alpha$$

où α = ouverture du dièdre sous lequel la lame est vue du point P.

[1] Les figures 1 et 2 ont été supprimées à la suite d'une modification du texte. On a conservé la même numérotation pour n'avoir pas à modifier les dessins.

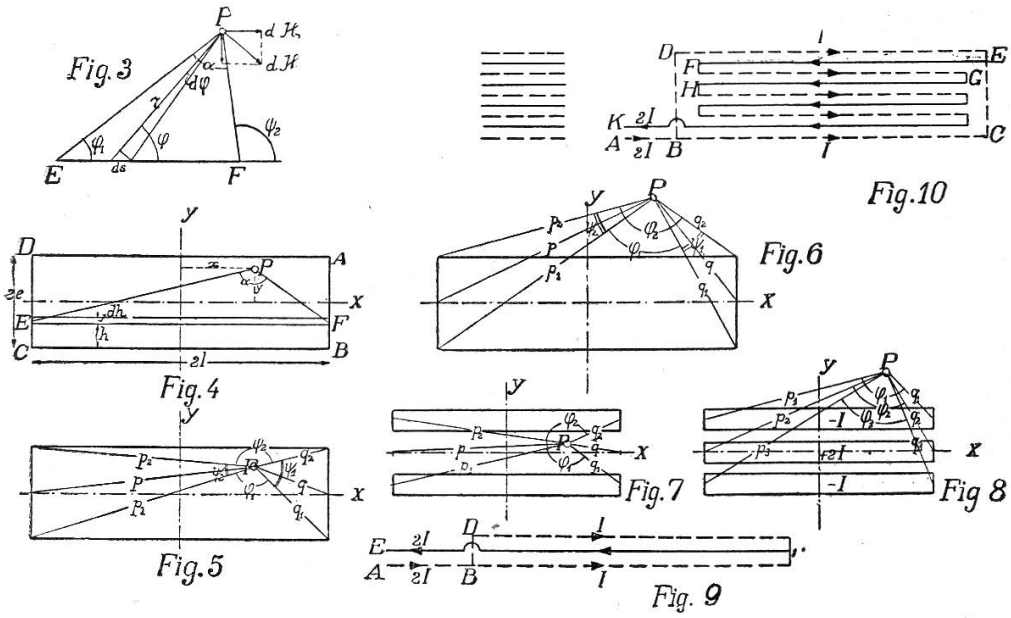
Considérons maintenant le conducteur infiniment long de section rectangulaire ABCDA. (fig. 4). Faisons passer un système de coordonnées rectangulaires par son centre et parallèlement aux côtés de cette section. Par raison de symétrie, il suffit d'étudier le champ en un point P de coordonnées x, y; soit j la densité (uniforme) du courant.

Choisissons d'abord seulement un point P(x, y) intérieur au conducteur; on a

$$d\mathcal{H}_x = 2j\,dh\,\alpha$$

et

$$\alpha = \operatorname{arc\,cotg}\left(\frac{e+y-h}{l+x}\right) + \operatorname{arc\,cotg}\left(\frac{e+y-h}{l-x}\right).$$



Substituant, intégrant et introduisant les grandeurs définies par la fig. 5, on obtient:

$$\mathcal{H}_x = 2j\left[(e+y)\varphi_1 - (e-y)\varphi_2 + (l+x)\operatorname{Log}\frac{p_1}{p_2} + (l-x)\operatorname{Log}\frac{q_1}{q_2}\right]$$

et on trouve $\mathcal{H}_y$ sans *calcul supplémentaire*; on remarque en effet qu'il suffit de permuter les abscisses et les ordonnées dans la formule précédente, ainsi que les autres grandeurs convenables.

$$\mathcal{H}_y = 2j\left[(l-x)\psi_1 - (l+x)\psi_2 + (e+y)\operatorname{Log}\frac{q_1}{p_1} + (e-y)\operatorname{Log}\frac{q_2}{p_2}\right]$$

Formules que l'on peut d'ailleurs modifier légèrement en remarquant que

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \psi_1 + \psi_2 = 2\pi \ .$$

Pour un point extérieur, les mêmes formules peuvent être utilisées, en tenant compte de la fig. 6, et de

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \psi_1 + \psi_2 \ .$$

Cas particulier d'une lame dont l'épaisseur est petite mais non négligeable en regard de la largeur. — C'est évidemment celui qui nous intéresse le plus d'après les considérations générales présentées plus haut.

La condition réalisée se traduit ici par la petitesse de e vis-à-vis de l, c'est-à-dire:

$$p_1 = p_2 = l + x \qquad \psi_2 = 0 \ ;$$

alors

$$\mathcal{H}_x = 2j\left[2\pi y - y\psi_1 + e\,.\,(\varphi_1 - \varphi_2) + (l - x)\,.\,\mathrm{Log}\,.\,\frac{q_1}{q_2}\right]$$

$$\mathcal{H}_y = 2j\left[(l - x)\psi_1 + e\,\mathrm{Log}\,\frac{q_1 q_2}{p_1 p_2} + y\,\mathrm{Log}\,\frac{q_1}{q_2}\right] .$$

Si, en outre, on ne considère pas les points très rapprochés du bord de la lame, on a de plus

$$q_1 = q_2 = l - x \qquad \psi_1 = 0 \qquad \varphi_1 = \varphi_2 = \pi$$

et enfin

$$\mathcal{H}_x = 4\pi jy$$

$$\mathcal{H}_y = -\,4je\,\mathrm{Log}\,\frac{l + x}{l - x}$$

Ces formules approximatives font ressortir que le champ maximum intérieur *croit comme l'épaisseur des lames*, ce qui s'accorde bien avec les prévisions générales du § 3.

5. *Compensation partielle des champs par la combinaison de plusieurs lames minces.*

Pour ce calcul, il est tout d'abord nécessaire d'établir la valeur du champ en dehors des lames. Toujours dans la même

hypothèse, les composantes sont

$$\mathcal{H}_x = 2j\left[2e\varphi_1 + (e + y)\psi_1 + (l - x)\,\mathrm{Log}\,\frac{q_1}{q_2}\right]$$

$$\mathcal{H}_y = 2j\left[(l - x)\psi_1 + e\log\frac{q_1 q_2}{p_1 p_2} + y\,\mathrm{Log}\,\frac{q_1}{q_2}\right]$$

et aussi, si le point n'est pas trop près des bords:

$$\mathcal{H}_x = 4je\varphi_1 \ ,$$

$$\mathcal{H}_y = -\,4je\,\mathrm{Log}\,\frac{p}{q} \ .$$

Cherchons ensuite le champ dans l'espace compris entre deux lames minces identiques placées parallèlement à petite distance l'une de l'autre (fig. 7). L'application des formules ci-dessus conduit à

$$\mathcal{H}_x = 0$$

$$\mathcal{H}_y = -\,8je\,\mathrm{Log}\,\frac{p}{q}$$

si le point considéré n'est toujours pas très près des bords (q pas négligeable).

Une des solutions que nous avons pratiquement réalisées a été finalement des faisceaux de groupes de 3 lames minces égales, très rapprochées. Dans chacun de ces groupes (triplets), la lame intermédiaire (matière active) est parcourue par le courant et celui-ci se partage pour le retour (sens inverse) par moitiés entre les deux lames extérieures (v. fig. 9). Les formules établies donnent immédiatement pour les composantes du champ dans la lame intermédiaire, toujours dans les mêmes conditions d'approximation:

$$\mathcal{H}_x = -\,4\pi jy$$

$$\mathcal{H}_y = 4je\,\mathrm{Log}\,\frac{p}{q} - 4je\,\mathrm{Log}\,\frac{p}{q} = 0 \ .$$

Le champ intéressant apparaît alors particulièrement *simple* et faible.

Quant au champ extérieur au triplet total, on se rend compte *a priori* qu'il est pratiquement nul, et l'application des formules établies vérifie cette conclusion. C'est là un grand avantage pour

l'emploi de ces triplets en faisceaux: ils ne risquent pas de s'influencer mutuellement.

Nous avons ainsi gagné un principe simple pour réduire autant que l'on veut le champ magnétique intérieur en réduisant l'épaisseur des lames et disposer cependant d'autant de matière qu'on le veut. Il suffit de prendre un nombre convenable de triplets. Seules les difficultés pratiques limitent ce que l'on peut atteindre.

Les mêmes résultats peuvent être acquis avec plus de symétrie mais bien davantage de difficultés de réalisation par des systèmes de lames cylindriques, nous allons les discuter succinctement.

6. *Combinaisons de lames cylindriques.*

Si l'on se pose simplement la question du champ minimum, il apparaît dès la première inspection du problème qu'à section de matière donnée, un cylindre creux vaut mieux qu'un cylindre compact et qu'il est d'autant plus favorable que le diamètre est plus grand ou, ce qui revient au même, que l'épaisseur de la lame est plus petite.

Mais en outre, on peut encore réduire de moitié la valeur maximum du champ en faisant agir simultanément une autre nappe de courant cylindrique coaxiale, intérieure à la première, d'intensité moitié moindre et de sens inverse.

Cela ramène d'emblée au choix de triplets cylindriques, soit trois cylindres coaxiaux, isolés, dont l'intermédiaire est constitué par la matière soumise à l'essai; celui-ci est parcouru longitudinalemen par la totalité du courant et le retour de se fait par moitiés dans les deux autres cylindres.

Désignant par R_m le rayon moyen du cylindre médian, par $r = R_m + y$ le rayon au point où l'on calcule le champ $\mathcal{H}$, $2e$ l'épaisseur de la lame, un calcul élémentaire conduit à la formule

$$\mathcal{H} = 4\pi jy$$

exacte si e est petit par rappoıt a R_m; y est comptée naturellement avec son signe.

On voit que c'est la même expression que pour la composante $\mathcal{H}_x$ dans une lame plane, médiane d'un triplet.

D'ailleurs e, et par conséquent $\mathcal{H}$, varient au même degré d'approximation, en raison inverse de R_m.

Et l'on peut de même accroître la quantité de matière à volonté en prenant un assez grand nombre de triplets cylindriques les uns dans les autres, ce qui ne laisse pas de présenter de très sérieuses difficultés de réalisation.

La disposition en cylindres coaxiaux nous a permis encore un autre perfectionnement pour accroître la certitude des résultats: nous avons disposé sur l'axe un conducteur dont le champ magnétique de révolution, superposé aux autres, leur donne tel signe et telle intensité moyenne résultante que l'on veut, en choisissant convenablement le courant qui parcourt ce conducteur.

III. — Réalisation expérimentale.

7. *Esquisse de la méthode employée.* Nous avons observé les variations de polarisation par la méthode balistique.

Les ensembles de lames planes ou cylindriques étaient placés dans l'axe d'un solénoïde de longueur passablement supérieure et destiné à leur communiquer préalablement tout état convenable d'aimantation ou de désaimantation. Coaxialement encore et à l'extérieur se trouvait la bobine secondaire (courte et à grand nombre de tours) du galvanomètre. Tout ce système allongé était enfin placé dans la direction même du champ terrestre (non pas seulement de sa composante horizontale) au point considéré. Les conditions de symétrie sont ainsi satisfaites. Elles l'auraient été d'ailleurs aussi (moyennant une petite précaution supplémentaire pour les lames planes) en plaçant le tout simplement dans le méridien magnétique, par exemple perpendiculairement au champ. La direction exacte du champ terrestre s'est avérée un peu plus commode dans les circonstances où nous opérions.

Parmi tous les dispositifs auxiliaires indispensables, citons seulement ici une circulation continue d'air à l'intérieur du solénoïde aux fins de retarder le chauffage des lames par les courants dont elles doivent être le siège intermittent.

Il y avait donc en tout cas trois circuits indépendants: Cir-

cuit du solénoïde, circuit des lames, circuit galvanométrique; en outre, avec le système cylindrique, un quatrième circuit pour le courant axial.

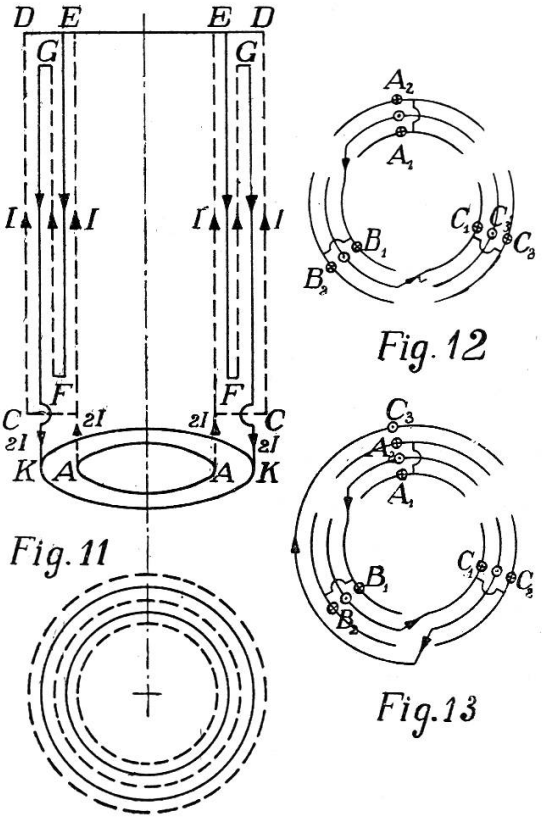
8. *Le système de lames planes.* Tous les échantillons (aussi ceux du système cylindrique) ont été découpés dans du ruban d'acier trempable[1], c'est la seule matière qu'il a été possible d'obtenir en lames très minces et régulières; son épaisseur était de 0,0262 mm.

Pour former le système plan, nous avons découpé des plaques de largeur uniforme 19,5 mm et de longueur 135 mm. Puis 20 d'entre elles ont été empilées alternativement avec 21 lames de cuivre de 0,05 mm d'épaisseur, les séparant toutes les unes des autres par du papier mince à la paraffine, collé soigneusement à la gomme laque (fig. 10). Sauf les deux lames de cuivre extrêmes, toutes les lames sont connectées en série par l'intermédiaire de feuilles d'aluminium de 0,01 mm; une surface de contact de $3 \times 19{,}5$ mm^2 par simple pression suffisait à ce but. Au contraire, la première et la dernière lame de cuivre (B C et D E) sont montées en parallèle, puis en série avec tout le reste. On voit sans peine que l'on réalise ainsi un vrai assemblage de triplets, chacune des lames intermédiaires de cuivre appartenant par moitiés à la lame de fer précédente et à la suivante. Toutes les lames sont ainsi parcourues (sens alternés) par la même intensité 2 I et les deux lames extrêmes de cuivre chacune par la moitié I. Nous avons pris encore la précaution d'intercaler une petite résistance réglable (simplement fils d'amenée) dans ces deux branches extrêmes pour égaliser rigoureusement leurs intensités.

On voit que la largeur des lames n'est pas négligeable relativement à leur longueur. Cette dernière était limitée par la difficulté pratique d'assemblage du faisceau. Nous n'avons donc pas strictement affaire à des nappes indéfinies de courant. Mais un examen du système réalisé montre facilement que la modification des champs magnétiques introduite par les extrémités des conducteurs satisfait aux conditions de symétrie requises, en supposant l'exécution de l'assemblage suffisamment soignée.

[1] Usines E. Mathey fils S. A. à Neuveville.

9. *Le système de lames cylindriques.* Le montage est en principe le même qu'avec les lames planes: cylindres de cuivre et de fer alternés coaxialement et séparés par du papier paraffiné mince; tout est encore monté en série en sorte que le courant ait un sens dans le fer et le sens inverse dans le cuivre; le plus intérieur et le plus extérieur des cylindres de cuivre sont en parallèle, le tout en série avec le reste (fig. 11). Mais l'assemblage, déjà beaucoup plus difficile par lui-même à cause de la courbure à réaliser, nous a été rendu encore plus ardu par la



faible largeur (28 mm) du seul type de ruban mince que nous ayons pu nous procurer. Nous sommes partis d'un noyau cylindrique en cuivre épais qui sert en même temps de conducteur au courant axial auxiliaire; c'est sur lui que nous avons moulé aussi bien que possible les lames de fer et de cuivre, à raison de trois éléments pour la circonférence entière. Cela signifie donc que chaque couche cylindrique est coupée suivant trois génératrices en trois nappes égales, les coupures étaient

larges d'un peu plus de 0,5 mm. Il eût été pratiquement impossible de s'assurer de l'égalité des intensités dans ces nappes montées en parallèle: nous les avons couplées en série; mais là encore non sans rencontrer de nouveaux obstacles.

Regardons pour simplifier un seul cylindre de fer dans la direction de l'axe (fig. 12); la marche du courant est indiquée par les flèches. On voit alors qu'il ne réalise plus au total la symétrie nécessaire: *il décrit une sorte de boucle dont l'effet magnétique peut être très nuisible*, car son champ est dirigé essentiellement suivant l'axe du cylindre. Il faut que le montage soit celui de la figure 13. En plaçant les connexions à une assez grande distance des cylindres, on obvie à cette complication. Le courant dans le noyau, outre sa signification générale exposée plus haut, a permis de déceler un court-circuit dans un paquet de lames en accusant une fois une notable dyssymétrie d'effet par renversement.

En outre, il a servi à vérifier une relation empirique utile que nous rencontrerons plus loin (§ 15/IV).

10. *Circuits et courants.* Les trois circuits, des lames d'essai, du noyau axial et du solénoïde d'aimantation sont montés bien entendu avec toutes les précautions exigibles pour éliminer les influences parasites, ce qui ne va pas sans difficulté à la sensibilité avec laquelle nous devions opérer; ils comportaient de nombreux appareils de réglage et étaient alimentés par des batteries d'accumulateurs indépendantes; un interrupteur double permettait, cas échéant, de fermer simultanément le circuit des lames et celui du noyau.

Le solénoïde comportait deux couches de fil enroulées à raison de 13,3 spires par cm (ensemble) sur un cylindre de cuivre (longueur 35 cm, diamètre moyen des spires, 3,2 cm, courant maximum environ 4 amp.).

Il importe de caractériser bien nettement les *signes relatifs* des diverses grandeurs qui entrent en jeu. On peut choisir arbitrairement un signe de repère initial auquel tous les autres sont systématiquement rapportés. Dans les conditions de nos expériences, le champ terrestre constitue une référence particulièrement commode. Nous l'avons pris comme *grandeur positive*. Dès lors, toutes les conventions faites et moyennant les-

quelles tous nos résultats sont exprimés découlent logiquement de celle-là.

Le champ magnétique du solénoïde, le champ électrique dans les lames et dans le noyau axial, les aimantations sont *comptés comme positifs lorsqu'ils ont le sens du champ terrestre.*

Désignant par i l'intensité du courant dans le solénoïde, par I celle qui parcourt les lames et par I_n celle du noyau, leurs signes positifs correspondent alors évidemment à des vecteurs respectifs de même signe.

Et les *signes des variations* de toutes ces grandeurs sont fixés *eo ipso.*

11. *Montage balistique.* Nous avons employé un galvanomètre balistique étudié et construit spécialement pour ces recherches par l'un de nous [1], son caractère principal est un champ magnétique produit par électro-aimant et la possibilité réalisée ainsi de choisir dans toutes circonstances données par ailleurs les conditions optimum de fonctionnement.

Le même instrument sert à l'observation de variations de flux d'ordres très différents: celles, d'une part, correspondant au relevé de courbes d'aimantation complètes, et d'autre part, les *variations recherchées* elles-mêmes, nulles ou très petites. Aux fins d'adaptation à ces conditions très divergentes, le circuit secondaire comprend des résistances de manganine réglables jusqu'à 100 000 ohms, puis une bobine induite (entourant le solénoïde) en plusieurs enroulements combinables au moyen d'une petite distribution à contacts serrés; on dispose ainsi à volonté de 600, 1900, 4400, 7100 spires induites.

Les élongations, lues objectivement sur échelle à 2 m, sont notées *positivement* pour des *accroissements* de flux dans les conventions faites plus haut.

12. *Mode d'opérer.* — S'il est très simple en apparence, puisqu'il consiste essentiellement à observer la différence éventuelle des effets d'envois successifs d'un même courant dans un sens et dans l'autre à travers les lames, il faut en réalité consa-

[1] A. J. Staring. Les conditions optimum de sensibilité des galvanomètres balistiques en circuit fermé. *Arch. 1923*, p. 97; résumé. Soc. suisse de physique, Berne, 1922. *Ibidem*, p. 376.

crer l'attention la plus systématique au choix et à l'ordre de toutes les opérations, sous peine de frapper d'invalidité toute interprétation des phénomènes observés. Il importe de s'arrêter à ce qui est le point de principe le plus délicat de ces expériences : *le choix de l'état de la matière au moment des actions du courant dans l'un et l'autre sens.*

Pour répéter plusieurs fois en effet la *même expérience*, il ne suffit pas d'envoyer plusieurs fois de suite un courant identique, il faut absolument qu'à chaque essai la matière se retrouve rigoureusement à la fois dans le même état d'aimantation, et, si nous pouvons nous exprimer ainsi, dans le même état de *variabilité d'aimantation*. Il faut donc, entre deux essais identiques, effacer complètement les effets irréversibles, quels qu'ils soient, du premier. Alors, on part avec la certitude que $\mathcal{B}$ *et* $\frac{d\mathcal{B}}{d\mathcal{H}}$ se retrouvent identiques.

Nous avons choisi exclusivement des points initiaux tels que C et D (fig. 14) situés respectivement sur l'ascendante et la descendante d'un cycle dont les sommets sont déjà dans la région de saturation. Entre chaque essai, donc avec un courant dans un sens ou dans l'autre dans les lames, on faisait parcourir au moyen du champ magnétique du solénoïde (courant i) le cycle entier un nombre convenable de fois et on ramenait au point de départ *par le même chemin.*

On a déjà brièvement donné [1] les raisons générales qui conduisent — à part la question de l'identité des conditions — à choisir des états sur les ascendantes et des descendantes de grands cycles; elles résident essentiellement dans le fait que sur ces courbes, on atteint, au moins pour un sens d'action, le maximum de susceptibilité vraie (ou, ce qui en fait est identique, de $\frac{d\mathcal{B}}{d\mathcal{H}}$;) par conséquent, sans doute, le maximum de sensibilité à un agent quelconque de modification de l'aimantation. Et sur ces courbes, le maximum d'inclinaison, soit les points les plus favorables, sont *sensiblement* leurs intersections avec l'axe des champs, soit les points d'induction nulle.

Il convient de souligner à ce propos que cet autre état d'aiman-

[1] Alb. Perrier. Sur les polarisations, etc., *loc. cit.*, p. 371.

tation nulle qui est représenté par l'origine du système d'axes ($\mathcal{B}$, $\mathcal{H}$) est au contraire particulièrement contre-indiqué pour notre but, et pour deux raisons importantes:

D'une part, si la matière est convenablement désaimantée par une succession de cycles d'amplitude décroissante, elle ne présente plus que la *susceptibilité initiale* bien déterminée, beaucoup plus faible que celles qui sont conditionnées par une intervention prépondérante de l'irréversibilité.

Et d'autre part, on voit aisément que le champ magnétique du courant des lames ne saurait à cet état que produire *des effets qui se renversent strictement avec le courant*, d'où de nouveau l'impossibilité de les séparer d'avec ceux du champ électrique qui sont recherchés; c'est là une raison de principe de poids tout à fait prépondérant [1].

L'exécution au moyen des courants des opérations décrites ci-dessus s'effectue par des manœuvres convenables de rhéostats, d'interrupteurs et de commutateurs. Pratiquement, les expériences aux états d'aimantation nulle caractérisés plus haut de même qu'en tous les autres pour lesquels le courant du solénoïde (i) doit être maintenu constant sont malaisées, car les moindres fluctuations de cette intensité provoquent des variations de flux agissant fortement sur le balistique qui est alors précisément réglé à sa plus grande sensibilité. Aussi avons-nous exécuté les expériences en ces divers états sur les courbes ascendantes et descendantes pour une valeur seulement du courant des lames; nous avons préféré nous attacher spécialement aux états correspondants à $i = 0$ (A et B de la fig. 14). La sensibilité y est à vrai dire notablement moins élevée qu'à son maximum, mais on le regagne et au delà en certitude, et l'exécution demande beaucoup moins de temps. En ces états, nous avons pu faire des observations variant l'intensité des lames jusqu'aux limites tolérables.

Remarquons que les courbes d'aimantation construites font

[1] Nous avons d'ailleurs fait l'expérience avec intention de contrôler la neutralité extérieure du montage des circuits; tout étant bien en place, l'envoi d'un courant ou sa rupture dans les lames *complètement désaimantées* (à l'origine) ne produit *aucune réaction* du galvanomètre.

abstraction du champ terrestre et des champs démagnétisants: la figure qui en représente une n'est donc pas tout à fait symétrique et les points A et B ne correspondent pas à un champ inducteur nul, mais exactement aux champs démagnétisant et terrestre composés. Ces deux champs sont d'ailleurs faibles par rapport à ceux du solénoïde qui pouvaient dépasser 60 gauss, et il est manifeste que leur prise en considération ne s'exprimerait que par un très léger glissement des courbes sans modifier en rien les résultats, que leur nature en rend totalement indépendants.

Les variations de la température des lames et par conséquent du système entier se sont montrées très gênantes en dépit de l'injection continuelle d'air. Nous avons laissé entre chaque expérience s'écouler un intervalle de temps suffisant pour retrouver sans peine les mêmes températures; celles-ci étaient indiquées commodément par les courants eux-mêmes lus à des appareils de précision pour les résistances identiques avec des sources parfaitement constantes. Il était souvent nécessaire de laisser le circuit du solénoïde s'« adapter », puis d'exécuter seulement alors la « préparation » magnétique à l'expérience proprement dite.

IV. — Résultats.

13. *Tableaux et graphiques.* Nous avons rassemblé dans le tableau I les résultats obtenus en envoyant dans les lames plates II un courant $I = \pm 1{,}76$ ampères, correspondant à un champ électrique $\mathcal{E} = \pm 0{,}00454$ volts/cm, cela à partir d'états initiaux correspondant aux points de l'ascendante et de la descendante d'un cycle entier d'aimantation. Les graphiques (fig. 14) représentent ces résultats. On y a reproduit le cycle $\mathcal{B}$ en fonction du champ du solénoïde (points C et D); puis, pour chacun de ces états (donc en fonction des mêmes abscisses) les variations $\Delta\mathcal{J}$ de l'aimantation, provoquées par l'action du courant longitudinal, l'échelle des ordonnées des courbes ainsi obtenues (points C_1, C_2,. D_1, D_2) est choisie environ 300 fois plus grande que celle du cycle (sur la figure, en

apparence 3600 fois, cela vient de ce que l'une représente $\mathcal{B}$, et l'autre $\mathcal{J} = \frac{\mathcal{B}}{4\pi}$ environ).

Le tableau II est un exemple de l'action de courants divers envoyés dans le même système de lames plates à partir des mêmes états initiaux (les plus sûrs, A et B, voir plus haut). Les graphiques 15 représentent ces résultats; on trouvera sans autre explication les correspondances avec les graphiques 14.

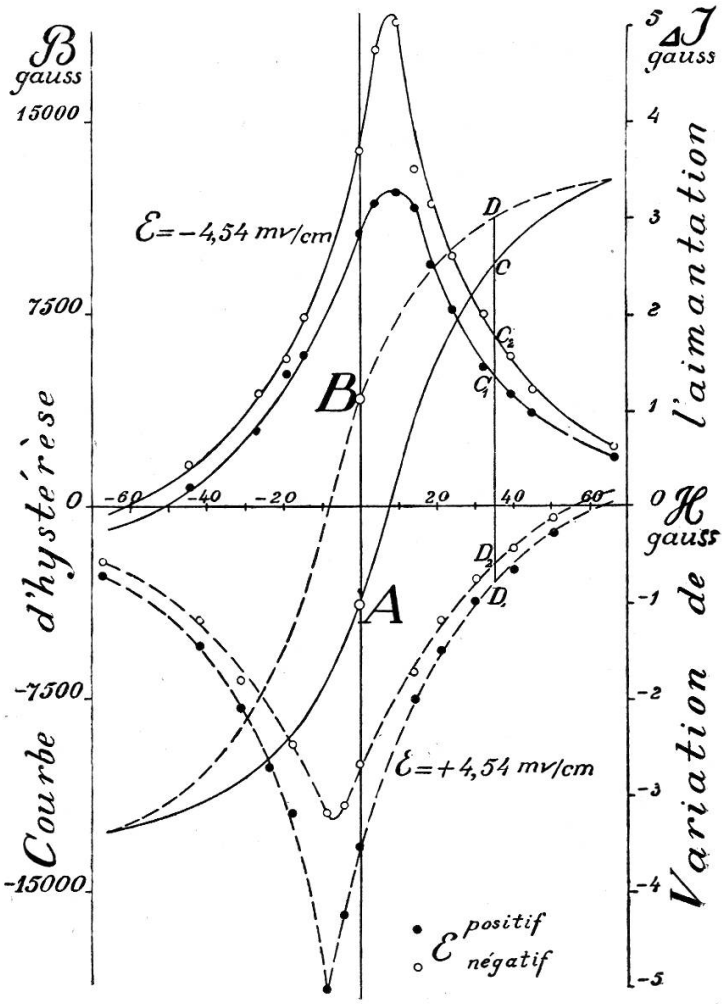


Fig. 14

En outre, nous consignons au tableau III quelques exemples complets d'expériences avec trois systèmes différents de lames, pour montrer le degré de concordance obtenu; les élongations δ des tableaux I et II sont chacune des moyennes d'élongations telles que celles du tableau III.

Voici encore quelques détails sur l'obtention des grandeurs C.G.S. des tableaux à partir de l'expérience.

La bobine induite restant en place durant toutes les mesures, on peut se servir directement du solénoïde d'aimantation pour l'étalonnement des flux, et les nombres de tours du circuit induit n'interviennent pas pourvu qu'on exécute un étalonnement pour chaque nombre de tours utilisé.

Soit δ_s l'élongation provoquée par la création ou la suppres-

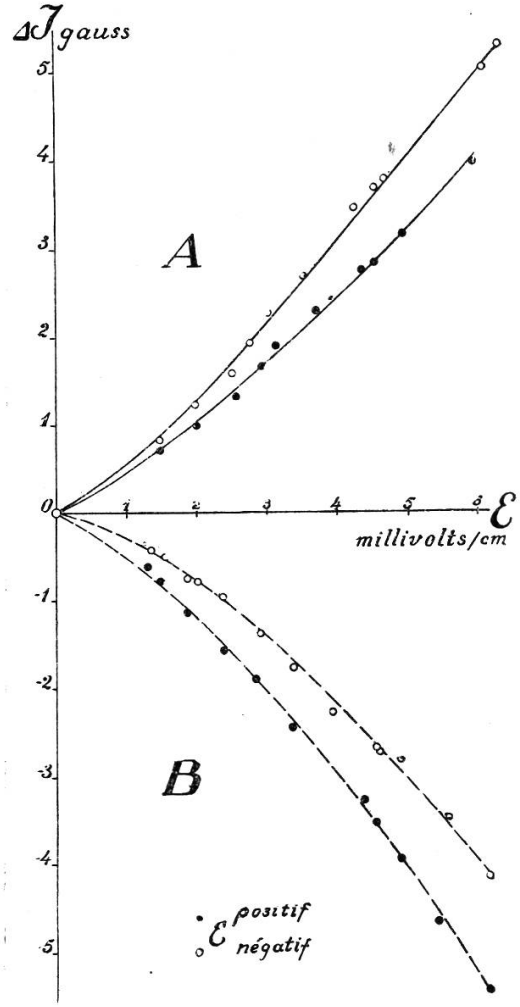


Fig. 15

sion d'un champ $\mathcal{H}$ dans le solénoïde *sans fer*, S la section normale de ce dernier;

δ l'élongation correspondant à une variation $\Delta\Phi$ du flux, le fer étant en place; s la section normale du fer; on a alors:

$$\Delta\Phi = \frac{\delta}{\delta_s} S \mathcal{H} .$$

$\mathcal{H}$ se calcule à partir de l'intensité du courant et des éléments géométriques du solénoïde par la formule connue; on procède d'ailleurs avec avantage par renversement du courant, la formule n'est pas changée ($2\mathcal{H}$, $2\delta_s$).

De $\Delta\Phi$, on tire alors les valeurs intéressantes : $\Delta\mathcal{B}$ pour la construction du cycle, $\Delta\mathcal{J}$ pour les variations provoquées par les courants longitudinaux. Il y a lieu de distinguer ces deux cas, qui s'étudient d'ailleurs à deux sensibilités différentes.

TABLEAU I

(Graphiques fig. 14)

Même courant longitudinal à partir d'états initiaux variables.

Etat initial $\mathcal{H}$ (gauss)	Etat initial $\mathcal{B}$ (gauss)	$\mathcal{E} = +0{,}00454$ volts/cm δ_{mm} élongation du spot	$\mathcal{E} = +0{,}00454$ volts/cm $\Delta\mathcal{J}$ correspondant (gauss)	$\mathcal{E} = -0{,}00454$ volts/cm δ_{mm} élongation du spot	$\mathcal{E} = -0{,}00454$ volts/cm $\Delta\mathcal{J}$ correspond. (gauss)
0 (A)	— 3.800	+ 7,2	+ 2,84	+ 9,4	+ 3,70
+ 4,01	— 1.800	+ 8,0	+ 3,15	+ 12,1	+ 4,76
+ 9,44	+ 1.050	+ 8,3	+ 3,27	+ 12,8	+ 5,04
+ 14,35	+ 3.600	+ 7,9	+ 3,11	+ 8,9	+ 3,51
+ 18,70	+ 5.400	+ 6,4	+ 2,52	+ 8,0	+ 3,15
+ 24,20	+ 7.200	+ 5,2	+ 2,05	+ 6,6	+ 2,60
+ 32,21	+ 8.900	+ 3,7	+ 1,46	+ 5,1	+ 2,01
+ 39,75	+ 10.200	+ 3,0	+ 1,18	+ 4,0	+ 1,58
+ 45,10	+ 10.950	+ 2,5	+ 0,99	+ 3,1	+ 1,22
+ 66,80	+ 12.800	+ 1,3	+ 0,51	+ 1,6	+ 0,63
+ 50,80	+ 12.250	— 0,7	— 0,28	— 0,3	— 0,12
+ 40,75	+ 11.600	— 1,7	— 0,67	— 1,1	— 0,43
+ 30,39	+ 11.100	— 2,5	— 0,99	— 1,9	— 0,75
+ 21,38	+ 9.650	— 3,8	— 1,50	— 3,0	— 1,18
+ 14,35	+ 8.400	— 5,1	— 2,01	— 4,4	— 1,73
0 (B)	+ 4.300	— 9,0	— 3,54	— 6,8	— 2,68
— 4,01	+ 2.250	— 10,8	— 4,25	— 7,9	— 3,11
— 8,60	— 400	— 12,8	— 5,04	— 8,1	— 3,19
— 17,37	— 4.650	— 8,1	— 3,19	— 6,3	— 2,48
— 23,20	— 6.600	— 6,9	— 2,72	—	—
— 30,90	— 8.550	— 5,3	— 2,09	— 4,6	— 1,81
— 41,70	— 10.500	— 3,7	— 1,46	— 3,0	— 1,18
— 66,80	— 12.800	— 1,85	— 0,73	— 1,5	— 0,59
— 44,40	— 11.800	+ 0,5	+ 0,20	+ 1,1	+ 0,43
— 26,40	— 10.100	+ 2,0	+ 0,79	+ 3,0	+ 1,18
— 19,04	— 9.150	+ 3,5	+ 1,38	+ 3,9	+ 1,54
— 14,44	— 8.250	+ 4,0	+ 1,58	+ 5,0	+ 1,97

TABLEAU II

(graphiques fig. 15)

Courant longitudinal variable, états initiaux fixes (A et B).

Etat initial A.

I amp.	$\mathcal{E}$ millivolts/cm	δmm	$\Delta\mathcal{J}$ gauss
+ 0,58	+ 1,49	+ 1,8	+ 0,71
+ 0,78	+ 2,01	+ 2,5	+ 0,98
+ 1,00	+ 2,58	+ 3,3	+ 1,30
+ 1,14	+ 2,94	+ 4,2	+ 1,65
+ 1,22	+ 3,15	+ 4,8	+ 1,89
+ 1,44	+ 3,72	+ 5,9	+ 2,32
+ 1,70	+ 4,38	+ 7,0	+ 2,76
+ 1,76	+ 4,54	+ 7,2	+ 2,84
+ 1,92	+ 4,95	+ 8,1	+ 3,19
+ 2,32	+ 5,98	+ 10,1	+ 3,98
— 0,58	— 1,49	+ 2,1	+ 0,83
— 0,78	— 2,01	+ 3,1	+ 1,22
— 0,98	— 2,53	+ 4,0	+ 1,58
— 1,08	— 2,79	+ 4,9	+ 1,93
— 1,18	— 3,05	+ 5,8	+ 2,28
— 1,38	— 3,56	+ 6,8	+ 2,68
— 1,66	— 4,28	+ 8,8	+ 3,47
— 1,76	— 4,54	+ 9,4	+ 3,70
— 1,82	— 4,70	+ 9,6	+ 3,78
— 2,36	— 6,09	+ 12,8	+ 5,05
— 2,44	— 6,30	+ 13,5	+ 5,32

Etat initial B.

I amp.	$\mathcal{E}$ millivolts/cm	δmm	$\Delta\mathcal{J}$ gauss
+ 0,50	+ 1,29	— 1,6	— 0,63
+ 0,58	+ 1,49	— 2,0	— 0,79
+ 0,72	+ 1,86	— 2,9	— 1,14
+ 0,92	+ 2,37	— 4,0	— 1,58
+ 1,10	+ 2,84	— 4,8	— 1,89
+ 1,30	+ 3,35	— 6,2	— 2,44
+ 1,70	+ 4,38	— 8,3	— 3,27
+ 1,76	+ 4,54	— 9,0	— 3,54
+ 1,90	+ 4,90	— 10,0	— 3,94
+ 2,10	+ 5,42	— 11,8	— 4,65
+ 2,38	+ 6,14	— 13,8	— 5,44
— 0,52	— 1,34	— 1,1	— 0,43
— 0,60	— 1,55	— 1,3	— 0,51
— 0,72	— 1,86	— 1,9	— 0,75
— 0,78	— 2,01	— 2,0	— 0,79
— 0,92	— 2,37	— 2,4	— 0,95
— 1,12	— 2,89	— 3,5	— 1,38
— 1,30	— 3,36	— 4,5	— 1,77
— 1,52	— 3,92	— 5,8	— 2,28
— 1,76	— 4,54	— 6,8	— 2,68
— 1,78	— 4,59	— 6,9	— 2,72
— 1,90	— 4,90	— 7,1	— 2,80
— 2,16	— 5,57	— 8,8	— 3,46
— 2,38	— 6,14	— 10,5	— 4,14

TABLEAU III

Exemples complets d'observations.

Système plan I.

Etat initial A.		Etat initial B.	
I = +1,40 amp	I = −1,40 amp	I = + 1,40 1mp	I = −1,40 amp
$\mathcal{E}$ = − 0,00353 volts/cm	$\mathcal{E}$ = −0,00353 volts/cm	$\mathcal{E}$ = − 0,00353 volts/cm	$\mathcal{E}$ = −0,00353 volts/cm
δ_1 = +5,0 mm	δ_2 = +5,3 mm	δ_1 = — 4,4 mm	δ_2 = —4,1 mm
5,0	5,2	4,4	4,2
4,9	5,3	4,7	4,3
5,0	5,3	4,5	4,1
4,9	5,3	4,8	4,2
Moy. δ_1 = +4,96 mm	moy. δ_2 = + 5,28 mm	moy. δ_1 = — 4,56 mm	moy. δ_2 = —4,18 mm
$\Delta\mathcal{J}$ = +1,84 gauss	$\Delta\mathcal{J}$ = + 1,95 gauss	$\Delta\mathcal{J}$ = — 1,69 gauss	$\Delta\mathcal{J}$ = —1,55 gauss

Système plan II.

Etat initial A.		Etat initial B.	
I = +1,40 amp	I = − 1,40 amp	I = +1,44 amp	I = − 1,44 amp
$\mathcal{E}$ = +0,00362 volts/cm	$\mathcal{E}$ = − 0,00362 volts/cm	$\mathcal{E}$ = +0,00372 volts/cm	$\mathcal{E}$ = − 0,00372 volts/cm
δ_1 = +5,4 mm	δ_2 = + 6,9 mm	δ_1 = — 6,4 mm	δ_2 = — 5,8 mmm
6,1	7,0	6,5	5,6
5,7	7,0	6,8	5,7
6,0	6,9	6,8	5,8
5,8	6,9	6,7	5,7
moy. δ_1 = +5,80 mm	moy. δ_2 = + 6,94 mm	moy. δ_1 = — 6,64 mm	moy. δ_2 = —5,72 mm
$\Delta\mathcal{J}$ = + 2,28 gauss	$\Delta\mathcal{J}$ = +2,73gauss	$\Delta\mathcal{J}$ = — 2,62 gauss	$\Delta\mathcal{J}$ = —2,25 gauss

Système cylindrique.

Etat initial A.		Etat initial B.	
I = +1,38 amp	I = −1,38 amp	I = +1,90 amp	I = −1,90 amp
$\mathcal{E}$ = + 0,00323 volts/cm	$\mathcal{E}$ = −0,00323 volts/cm	$\mathcal{E}$ = +0,00445 volts/cm	$\mathcal{E}$ = −0,00445 volts/cm
δ_1 = + 4,2 mm	δ_2 = + 4,9 mm	δ_1 = — 7,2 mm	δ_2 = —6,9 mm
4,5	4,9	7,8	7,0
4,3	5,0	7,2	7,0
4,5	5,0	7,3	6,8
4,8	5,0	7,2	6,8
4,6	5,0		
4,5	4,9	moy. δ_1 = — 7,34 mm	moy. δ_2 = —6,90 mm
4,8	5,0	$\Delta\mathcal{J}$ = — 2,89 gauss	$\Delta\mathcal{J}$ = —2,72 gauss
4,4	4,9		
4,4	4,9		
moy. δ_1 = +4,50 mm	moy. δ_2 = + 4,95 mm		
$\Delta\mathcal{J}$ = +1,77 gauss	$\Delta\mathcal{J}$ = + 1,95 gauss		

Dans le premier, $\Delta\Phi$ comprend une fraction égale au flux des $\mathcal{H}$ du solénoïde, et on arrive à la forme

$$\Delta\mathcal{B} = \frac{S}{s} \cdot \frac{\mathcal{H}}{\delta_S}\delta - \left(\frac{S}{s} - 1\right)\Delta\mathcal{H} .$$

Dans le second, $\Delta\Phi$ est attribuable à la seule variation de l'aimantation $\Delta\mathcal{J}$, sans champ magnétique, ce qui conduit à la formule de calcul:

$$\Delta\mathcal{J} = \frac{1}{4\pi}\frac{S}{s} \cdot \frac{\mathcal{H}}{\delta_S} \cdot \delta .$$

Nous avions $S = 8{,}0$ cm², $s = 0{,}102$ cm².

$\frac{\mathcal{H}}{\delta_S}$ est une constante pour chaque sensibilité, et les deux formules de calcul se réduisaient en définitive à:

$$\Delta\mathcal{B} = 165\,\delta - 77{,}5\,\Delta\mathcal{H}$$
$$\Delta\mathcal{J} = 0{,}394\,\delta$$

donnant les grandeurs en gauss lorsque les δ sont en mm.

Les valeurs absolues de $\mathcal{B}$ ne peuvent être envisagées comme très exactes par suite de la faiblesse de la surface s. D'ailleurs, leur intérêt ne dépasse pas celui d'un repérage approximatif, la seule chose qui importe en fait aux présentes recherches étant la valeur relative des grandeurs et de leurs variations.

14. *Conclusions phénoménologiques.* L'examen des données numériques et en particulier des courbes fait ressortir bien systématiquement le phénomène d'ensemble, la modification de l'aimantation par le courant longitudinal; comme on *doit* s'y attendre, la grandeur de l'effet suit fidèlement (fig. 14) l'inclinaison des deux branches du cycle; comme on *peut* s'y attendre, le sens de l'effet est tel qu'il continue le phénomène irréversible commencé par le champ longitudinal d'origine extérieure; il est *positif sur l'ascendante, quel que soit le signe de l'aimantation initiale* et inversement sur la descendante. Cet effet global s'est montré quantitativement très petit. Avec toute la sensibilité dont nous avons pu disposer, il était mesuré, comme on le voit, par des élongations de quelques millimètres. Cela montre bien, d'autre part, à quel point l'effet des champs magnétiques de I a été réduit.

Toutefois, la mise au point était assez parfaite pour que ces élongations soient généralement certaines à 0,1 mm. En outre, eu égard aux opérations qui s'exécutaient entre deux expériences consécutives, leur accord à un ou deux dixièmes de mm près est digne de remarque.

Poussant plus avant notre examen des résultats, nous constaterons *la différence nette entre les effets du courant dans un sens et dans l'autre.* C'est là précisément la réponse à la question posée à ces recherches: si la symétrie cherchée des systèmes conducteurs est rigoureusement réalisée, cette différence ne saurait plus être attribuable à autre chose qu'au courant longitudinal ou au champ électrique qui l'entretient. Or cet effet, faible sur nos appareils à plus forte raison, puisque différence de deux grandeurs faibles elles-mêmes, est cependant toujours du même ordre que celles-ci; il paraît inadmissible qu'avec tous les soins apportés à la réalisation des paquets de lames un résidu dyssymétrique parasite puisse être systématiquement du même ordre que le phénomène lui-même. Il est enfin encore plus inadmissible que cette dyssymétrie se retrouve toujours, toujours dans le même sens et toujours du même ordre avec les trois paquets de lames de construction différente qui ont été soumis à l'expérience, si elle était ce résidu d'action du champ magnétique transversal. Si tant est qu'un tel phénomène soit encore possible, il n'a aucune raison de se produire toujours dans un sens plutôt que dans un autre. Nous n'avons jamais eu l'occasion d'observer un renversement de la dyssymétrie durant toutes nos expériences. Nous résumerons donc les résultats du travail ainsi:

Un courant électrique, ou le champ qui l'entretient, provoque ou modifie l'aimantation du fer qu'il parcourt ; la modification est longitudinale par rapport au champ électrique, et de sens inverse.

Eu égard à la petitesse des différences observées, on peut seulement affirmer que cet effet est connu quant à son ordre de grandeur [1]. Nous allons voir d'ailleurs que cet ordre de

[1] De nouvelles expériences sur des échantillons différents et avec des moyens notablement plus perfectionnés sont en cours d'exécution.

grandeur est bien tel qu'on peut l'admettre en raisonnant à partir de l'hypothèse qui a suggéré ces recherches; mais cette *interprétation* ne peut prétendre à être la seule possible, et nous tenons à la séparer des faits eux-mêmes [1].

15. *Moment électrique et moment magnétique moléculaires.* — Dans l'hypothèse classique des orientations, le phénomène décrit s'interprète évidemment ainsi:

Tout se passe comme si les molécules du fer avaient un moment électrique de sens opposé à celui de leur moment magnétique.

Si tel est le cas, on peut en tirer, comme nous l'avons indiqué, une comparaison directe de ce moment électrique avec le moment magnétique, ce dernier étant connu d'autre part. Elémentairement, on peut s'en convaincre ainsi: si les moments ont même direction dans la molécule ou ce qui en joue le rôle [2], des effets magnétiques identiques peuvent être causés soit par un champ magnétique $\mathcal{H}$, soit par un champ électrique $\mathcal{E}$; il suffit que les moments des couples exercés par chacun d'eux soient égaux, ce qui conduit, toutes positions égales d'ailleurs, à la condition

$$\mathfrak{M}_e \mathcal{E} = \mathfrak{M}_m \mathcal{H}$$

en désignant par $\mathfrak{M}_e$ et $\mathfrak{M}_m$ les moments électrique et magnétique de la molécule. $\mathcal{E}$ et $\mathcal{H}$ peuvent être appelés champs « équivalents ».

Il suffit donc en principe de déterminer de tels champs équivalents. Nous avons procédé, pour utiliser les expériences faites, comme suit: étant données les élongations δ_+ et δ_- observées lors de l'envoi de $\pm$ I ampères dans les lames, nous avons cherché des accroissements $\pm \Delta\mathcal{H}$ du champ magnétique du solénoïde provoquant des élongations du même ordre à partir du même état initial; soient γ_+ et γ_- ces élongations; dans leurs limites de petitesse, elles sont proportionnelles aux

[1] P. Curie (Symétrie dans les phénomènes physiques, Œuvres, p. 137) a exprimé la non impossibilité du phénomène en regard de règles de pure symétrie.

[2] Nous disons « molécule » pour parler généralement; dans le calcul numérique subséquent, nous admettons l'identité de la molécule et de l'atome.

variations des champs, on en tire:

$$\frac{+\Delta\mathcal{H}}{\gamma_+} = \lambda_+ \qquad \frac{-\Delta\mathcal{H}}{\gamma_-} = \lambda_-$$

Mais, d'autre part, les δ correspondent à l'effet global des champs magnétique et électrique de I; en désignant par α l'élongation qui serait produite par l'action magnétique seule (indépendante du sens de I avec la symétrie choisie), par β_+ et β_- celles qui seraient attribuables à $\pm\,\mathcal{E}$ seuls, on peut poser:

$$\delta_+ = \alpha - \beta_+ \qquad \delta_- = \alpha + \beta_-$$

relations qui ne sont pas expérimentalement évidentes; nous avons vérifié leur légitimité dans les limites de nos observations en faisant agir un courant dans le noyau axial seul puis une variation de courant dans le solénoïde seul, puis enfin, les deux simultanément; le dernier effet était alors la somme des deux autres.

Combinant les équations convenablement et en tenant compte de

$$\Delta\mathcal{H} = \frac{\mathfrak{M}_e}{\mathfrak{M}_m} \cdot \mathcal{E} \,,$$

on arrive aisément à:

$$(\delta_+ - \delta_-) = \left[\frac{1}{\lambda_+} + \frac{1}{\lambda_-}\right]\frac{\mathfrak{M}_e}{\mathfrak{M}_m} \cdot \mathcal{E}$$

. $\mathcal{E}$ s'exprimant au moyen de I et de la résistance, on n'a plus qu'à résoudre par rapport à $\frac{\mathfrak{M}_e}{\mathfrak{M}_m}$.

Le phénomène étant, comme on l'a vu plus haut, connu seulement quant à son ordre de grandeur, contentons-nous d'appliquer le calcul à quelques expériences choisies les plus divergentes possibles, savoir avec les 2 systèmes de lames plates et le système cylindrique aux états A et B; le petit tableau IV résume les résultats, tous calculs faits:

TABLEAU IV

	$\mathfrak{M}_e/\mathfrak{M}_m$ (es/em) A	$\mathfrak{M}_e/\mathfrak{M}_m$ (es/em) B
Lames plates I . .	— 400	— 520
Lames plates II . .	— 760	— 610
Lames cylindriques .	— 340	— 250
Moyenne .	— 480	

En partant enfin d'un moment magnétique de l'atome-gramme de fer de 12360 *e.m* (P. Weiss) et de $6{,}1.10^{23}$ comme nombre d'Avogadro, on arrive pour le moment électrique atomique à

$$\mathfrak{M}_e = \frac{12360}{6{,}1.10^{23}} \cdot 480 = 9{,}7 \cdot 10^{-18}\ e.s.\,\mathrm{CGS}\ .$$

Il est bien entendu qu'il ne s'agit que d'une grossière évaluation; et il convient de rappeler que, l'hypothèse générale étant posée, nous ne savons pas du tout si cette autre hypothèse des moments dans la même droite correspond à la réalité. Il est d'autant plus intéressant de comparer avec les moments électriques évalués pour de tout autres substances et à partir de phénomènes complètement différents par divers auteurs.

C'est ainsi que P. Debye, Jona et d'autres physiciens [1], en se basant sur l'interprétation théorique due au premier de la variation thermique des constantes diélectriques des fluides, attribuent à CO_2, SO_2, NH_3, H_2O des moments électriques variant de $0{,}3.10^{-18}$ à $2{,}3.10^{-18}$. C'est ainsi encore que Richardson [2], partant de l'hypothèse connue de J. J. Thomson sur la conductibilité métallique, et l'appliquant à l'émission d'électrons par les métaux incandescents, évalue un moment électrique de l'atome de tungstène à 14.10^{-18} *e.s.* C.G.S. On voit que l'estimation basée sur nos expériences conduit pour le fer à un nombre compris entre les précédents.

Lausanne, Laboratoire de physique de l'Université.
Zaltbommel (Hollande). Octobre 1923.

[1] P. Debye. *Phys. Zeitsch.* 1912, p. 97.
M. Jona. *Phys. Zeitsch.*, 1919, p. 14.
[2] Richardson. *Phil. Mag.* 1915, 2, p. 295.