

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 9 (1936)  
**Heft:** VII

**Artikel:** Observations sur la susceptibilité initiale en présence d'aimantation transversale  
**Autor:** Perrier, Alb. / Favez, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-110645>

### **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:** 08.01.2026

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

# Observations sur la susceptibilité initiale en présence d'aimantation transversale<sup>1)</sup>

par Alb. Perrier et H. Favez.

(7. IX. 36.)

*Sommaire.* Travail expérimental tiré d'une suite de recherches dont le but général est la connaissance des diverses énergies des couplages réticulaires et mutuels de l'aimantation spontanée dans les groupements élémentaires des milieux ferromagnétiques. — Rappel de la signification, d'après l'un des auteurs, de données sur l'aimantation par champs très faibles en présence d'aimantations rémanentes normales à la direction de mesure.

Particularités de la technique des mesures, lesquelles exigent la commande indépendante de champs rectangulaires et l'élimination attentive d'effets démagnétisants.

Résultats obtenus sur de l'acier doux. — Dans l'un des modes de fixation des états de départ, la susceptibilité est notablement *supérieure* en présence d'aimantation à ce qu'elle est dans le corps désaimanté. — Nouveau cas de discontinuité simultanée des paramètres initiaux, la susceptibilité demeurant continue. — Aimantation transversale et champ transversal ont des effets *inverses*; limites de prépondérance du premier facteur; un paradoxe apparent. — Sauf dans un cas qui doit être élucidé sur d'autres corps, la part *réversible* de l'aimantation initiale est *élevée* par la rémanence, la part *irréversible* *abaissée*. — Si ces propriétés nouvelles s'observent généralement, elles fourniront la preuve de l'existence simultanée de couplages *mutuels* spontanés, élastiques et magnétiques.

## I. Problème et technique.

§ 1. *Rappel de quelques propositions théoriques.* — Depuis que l'aimantation spontanée (le vecteur  $\mathfrak{J}_w$ ) s'est imposée comme réalité, et proprement comme la grandeur caractérisant le mieux à elle seule le ferromagnétisme, le problème de la description théorique du mécanisme de l'aimantation « *observable* », ou si l'on veut, celui de la synthèse des courbes d'aimantation, se ramène en fait à celui des liaisons (angulaires) des vecteurs  $\mathfrak{J}_w$ . Il faut entendre par là la recherche des facteurs — car on doit reconnaître qu'ils sont de diverses sortes — qui fixent les directions et sens des moments élémentaires dans le cristal ou l'ensemble de cristaux considérés.

Le présent travail est détaché d'une suite de recherches qui doivent être autant de contributions à la discrimination qualita-

---

<sup>1)</sup> Comm. à la Soc. suisse de physique, séance du 29. VIII. 1936 à Soleure.

tive et quantitative de ces divers couplages. Nous développerons dans un prochain fascicule du même recueil les propositions théoriques qui guident ces expériences; ces propositions ont été indiquées sommairement déjà dans deux brèves publications<sup>1)</sup>.

Appliquons à un milieu ferromagnétique préalablement désaimanté un champ inducteur alternatif d'amplitude faible ( $\pm \mathcal{H}_x$ ), ce qui signifie en pratique notablement inférieure au champ coercitif. On sait, depuis les travaux de Lord RAYLEIGH, que les cycles parcourus dans ces conditions se composent de deux *arcs de parabole*. Le lieu des sommets de ces cycles est alors constitué par deux autres arcs de parabole

$$\mathfrak{J} = \pm (a \mathcal{H} + b \mathcal{H}^2)$$

se raccordant tangentielllement à l'origine des coordonnées. Les paramètres  $a$  et  $b$  suffisent pour écrire les équations des ascendantes et des descendantes de tous les petits cycles.

Il importe de rappeler que le terme  $a\mathcal{H}$  représente exclusivement et complètement la part *réversible* de la variation de l'aimantation observable dans l'intervalle  $0\mathcal{H}$ , tandis que la part *irréversible* y est entièrement représentée par  $b\mathcal{H}^2$ . La désignation «susceptibilité réversible» usitée dans la plupart des publications techniques et même ailleurs pour l'expression

$$k = a + b\mathcal{H}$$

est donc incorrecte; aussi bien, elle a été cause de confusions regrettables et même d'interprétations erronées. Nous continuerons à faire usage exclusivement du terme connu «susceptibilité initiale». Cette discrimination fait prévoir, même avant de faire appel à aucune hypothèse précise, la fécondité théorique de données sûres et nombreuses sur la grandeur  $k$ : elles doivent mettre le théoricien en mesure de *séparer* immédiatement les énergies afférentes au jeu des mécanismes réversibles (les moins malaisés à imaginer) de celles qui se dégradent totalement. Singulièrement, dans la théorie qui nous guide ici,  $a$  et  $b$  renseignent respectivement sur les *rotations* continues des vecteurs  $\mathfrak{J}_w$  et sur les *nombres de renversements* discontinus de ces vecteurs.

Si cette théorie repose sur des bases justes, on prévoit (voir publications antérieures) que les paramètres  $a$  et  $b$  d'un même corps peuvent être modifiés expérimentalement, dans des sens

<sup>1)</sup> A. PERRIER, H.P.A. v. VII (1934), p. 471. H. FAVEZ et A. PERRIER, Aimentation en présence de champs transversaux, H.P.A. v. VII (1934), p. 472.

divers et déterminés. C'est ainsi, avons-nous indiqué, qu'en étudiant un échantillon non plus seulement à l'état désaimanté, mais en répétant les mesures de susceptibilité aussi sous contrainte mécanique et en présence d'aimantation perpendiculaire à la direction de mesure, on peut en attendre des propriétés nouvelles, puis, peu à peu, la discrimination de la nature et de l'importance relative des mécanismes postulés par la théorie; nous relations encore quelques expériences d'orientation qui montraient à tout le moins la voie ouverte.

Dès lors, nous avons commencé la préparation de matières dont la texture, la forme et les dimensions permissent d'isoler sans ambiguïté les effets essentiels. Ces opérations se montrant longues, nous avons entre temps mis au point la technique des mesures, tout en étudiant sans contrainte mécanique un échantillon d'acier très doux du commerce, taillé dans un tube sans soudure et longuement recuit. Le cycle limite de cette matière accuse une aimantation rémanente de 940, un champ coercitif de 25 unités CGS. Bien que de tels corps ne soient sans doute pas totalement exempts d'anisotropies de texture, les résultats obtenus nous paraissent assez caractéristiques et nouveaux pour être signalés dès maintenant; ils vérifient au surplus pour une bonne part quelques prévisions théoriques essentielles.

§ 2. *Particularités de la technique expérimentale.* — Toutes les observations ont été faites au balistique à grande sensibilité. Les conditions imposées par la nature des effets à rechercher impliquent quelques difficultés particulières; une seule sera relevée ici. On doit, en effet, « commander » les aimantations dans deux directions rectangulaires indépendamment. Celle, d'abord, suivant laquelle on mesure les susceptibilités, soit « longitudinale » (symboles représentatifs  $ox$ , corrélativement  $\mathcal{H}_x$ ,  $\mathcal{I}_x$ , etc.), puis normalement à elle, « transversale », dans laquelle on doit établir, maintenir ou détruire à volonté des aimantations rémanentes considérables ( $oy$ ,  $\mathcal{H}_y$ ,  $\mathcal{I}_y$ , ...).

Le degré de certitude de telles déterminations s'élève dans la mesure où l'on proscriit les *champs parasites* dans toutes les directions. Un *tore creux* à paroi mince (coupe méridienne = couronne circulaire étroite) représenterait le système sensiblement idéal si l'on y produisait  $\mathcal{H}_y$  par un circuit linéaire coïncidant à peu près avec l'axe circulaire du tore et  $\mathcal{H}_x$  par un bobinage annulaire uniformément réparti selon la manière connue. Un tel dispositif offrirait encore ce sérieux bénéfice, la permutabilité complète des directions  $ox$  et  $oy$ ; en sorte qu'on pourrait dépister, et au besoin

éliminer, les effets d'anisotropies texturales, si souvent nuisibles à l'interprétation des résultats numériques.

Il est clair qu'on ne saurait songer à une pareille réalisation pratique, et il faut bon gré mal gré s'accommoder de *champs démagnétisants* dans une direction au moins, quitte à les réduire dans la mesure du possible. C'est pourquoi nous avons choisi comme type d'éprouvette *le tube cylindrique à paroi mince*, puis comme sources de champ:

Pour la mesure ( $\mathcal{H}_x$ ), le tronçon rectiligne (longueur env. 100 cm, v. fig. 1AA) d'un « faisceau » de courants, appareil auquel nous avons déjà fait allusion<sup>1)</sup> et qui sera décrit prochainement<sup>2)</sup>. Pour  $\mathcal{H}_y$  une paire de grandes bobines de HELMHOLTZ<sup>3)</sup>. Cylindres d'essais, courant rectiligne et bobines de HELMHOLTZ sont installés coaxialement.

Les champs démagnétisants sont nuisibles davantage encore peut-être par leur non-uniformité dans les corps non-ellipsoïdaux que par leur grandeur. Nous nous sommes arrêtés à la disposition que voici, laquelle paraît répondre le mieux dans les limites disponibles d'espace et de sensibilité aux exigences exposées.

L'échantillon tubulaire  $C$  (fig. 1, longueur 150 mm., diamètre médian 48 mm., épaisseur 1,4 mm.), qui porte un enroulement induit (5—100 tours) est prolongé à chacun de ses bouts par un autre cylindre coaxial ( $C_1$  et  $C_2$ , fig. 1) taillé dans la même matière aux mêmes dimensions. Ces deux cylindres « de garde » passent ainsi automatiquement et simultanément par les mêmes avatars magnétiques que le corps étudié; mais ils ne sont pas bobinés et servent uniquement à l'abaissement et à l'uniformisation du champ démagnétisant parallèle à l'axe commun. Le facteur de calcul de ce champ se réduit ainsi sensiblement à 0,01 et conserve pratiquement cette valeur sur la longueur entière du cylindre médian.

On se fera une idée de l'attention qu'il convient d'apporter à cette question de champ parasite dans notre travail en remarquant que le corps était le plus fréquemment aimanté vers 1000 CGS. suivant  $oy$ , ce qui comporte un champ de sens inverse de l'ordre de 10 gauss. Or le champ de mesure  $\mathcal{H}_x$  était en moyenne de *quelques dixièmes* de gauss seulement.

<sup>1)</sup> A. PERRIER et H. FAVEZ, Technique pour l'étude des liaisons générales entre ferromagnétisme et contraintes mécaniques intenses, H.P.A. v. VI (1933), p. 471. — P. et F., Aimantation en présence de champs transversaux, loc. cit., aussi P. et F., Proceedings of the fourth intern. Congress for applied Mechanics, Cambridge 1934, p. 233.

<sup>2)</sup> Album jubilaire de l'Université de Lausanne, 1937.

<sup>3)</sup> V. description: T. KOUSMINE, Forces électromotrices dues à l'aimantation, H.P.A. v. VII (1934), p. 745.



§ 3. *Modes de détermination des grandeurs principales.* Dans le domaine qui nous occupe, où l'on doit non seulement compter avec l'irréversibilité, mais s'en servir et la mesurer, ce n'est qu'au prix d'exigences sévères quant à la fixité de détermination et à la signification des quantités mesurées qu'on peut leur attribuer une valeur suffisante à la discussion de la théorie. Très singulièrement, il faut, quels que soient les divers états envisagés, qu'on les puisse reproduire à volonté et à coup sûr un nombre illimité de fois; voici les ordres d'opérations choisis.

La désaimantation complète s'exécutait à la manière classique, d'abord par commutations de courants continus, puis par application d'alternatif industriel d'intensité abaissée très progressivement jusqu'à des valeurs très faibles.

Pour la création de rémanences transversales élevées, on appliquait à l'échantillon et préalablement à toute mesure ou série de mesures, le champ  $\mathcal{H}_y$  le plus intense qui était accessible ( $\sim 900$  gauss); le but est de déclencher en tout cas les pivotements irréversibles dans la totalité des groupements élémentaires. Pour la suite, on a procédé de deux manières conduisant à deux types de déterminations que, pour la commodité de l'exposé, nous symboliserons respectivement par  $m$  (« métastable ») et par  $s$  (« stable »).

Etats  $m$ . — On établit un champ longitudinal  $\mathcal{H}_x^1$  choisi préalablement; en sa présence, on applique le champ transversal maximum, puis on le ramène lui aussi à une valeur choisie (p. ex. 14 gauss). On fait décrire alors la descendante d'un petit cycle par commutation de  $\mathcal{H}_x^1$  et on lit au balistique la variation  $y$  relative du flux (toujours suivant  $ox$ ). On choisit une seconde valeur  $\mathcal{H}_x^2$ , rétablit à nouveau le champ transversal maximum, le ramène à la valeur antérieure (14 gauss) et mesure enfin la variation de flux résultant du renversement de  $\mathcal{H}_x^2$ . On recommence ainsi autant de fois qu'il est nécessaire pour la connaissance de la courbe  $k_m = f(\mathcal{H}_x)$  « immédiatement après aimantation » transversale.

Etats  $s$ . — Après action du champ transversal intense et sa fixation à la valeur choisie (toujours 14 gauss, p. ex.), on fait parcourir à la matière une suite de petits cycles par commutation d'un champ faible choisi ( $\pm \mathcal{H}_x^1$ ), ce jusqu'à ce que la variation concomitante du flux se répète inchangée (une dizaine de cycles ont suffi en général). Après quoi on mesure cette variation; on répète les mêmes opérations avec des champs  $\mathcal{H}_x^2, \mathcal{H}_x^3 \dots$  jusqu'à connaissance suffisante de la courbe  $k_s = f(\mathcal{H}_x)$  « après stabilisation ».

Les nombres reportés sur les graphiques (fig. 2 et 3) sont des moyennes de lectures répétées, lesquelles étaient d'ailleurs en bon accord; la précision relative atteint de 0,2% à 0,9% selon les quantités. Les nombres lus ont été ramenés au système CGS. par étalonnement à l'aide d'une induction mutuelle connue.

## II. Observations.

§ 4. *Recherche des conditions optimum de champ transversal.* — Il a été procédé en premier lieu à une étude préparatoire dont les conclusions présentent du reste de l'intérêt pour elles-mêmes. Puisqu'on ne peut opérer à champ démagnétisant nul, il s'agissait de rechercher empiriquement en quelle mesure l'effet de ces champs peut être rendu négligeable. Nous avons dans ce but exécuté les expériences décrites avec une série de champs transversaux ( $\mathcal{H}_y$  = valeurs extérieures produites par les bobines de HELMHOLTZ), et une intensité invariable du champ circulaire  $\mathcal{H}_x$  (en l'espèce 1,0 gauss). Les résultats en sont résumés dans la figure 2.

Les courbes  $k_m$  et  $k_s$  sont tout à fait semblables et autorisent pour le principal des conclusions communes.

En premier lieu, on observe sur l'une et l'autre un accroissement faible (quelques %) de la susceptibilité,  $\mathcal{H}_y$  variant de 0 à quelques dizaines de gauss. C'est là précisément la région à l'intérieur de laquelle *le champ extérieur doit passer par la valeur négative du champ démagnétisant*. Ce fait si net lève d'emblée des objections sérieuses et il permet dorénavant d'admettre que *seule l'aimantation rémanente joue un rôle essentiel dans cette région*, à l'exclusion du champ transversal *intérieur* (réel), puisque ce dernier non seulement y prend des valeurs notablement différentes, mais y change à coup sûr même de signe.

Un autre fait encore s'impose à l'attention au premier examen. Immédiatement après aimantation ( $s$ ),  $k$  est *considérablement plus forte qu'elle ne l'est en l'absence de rémanence*: 58,7 devant 43,3. Dans la brève étude théorique où nous avons fait prévoir entre autres ce résultat, nous relevions déjà ce qu'il a de paradoxal, voire d'inadmissible dans les formes de théorie où le rôle exclusif ou tout au moins prépondérant dans le processus de l'orientation des moments est dévolu aux couples d'origine *extérieure* (champs de bobines, démagnétisants, etc. Tout champ *transversal* en effet a pour lui-même une action *moyenne* ou bien négligeable ou bien opposée à celle d'un champ longitudinal<sup>1)</sup>).

<sup>1)</sup> Une répartition symétrique des moments autour du champ transversal est cependant supposée, ce qui est toujours réalisé dans les cas considérés ici.

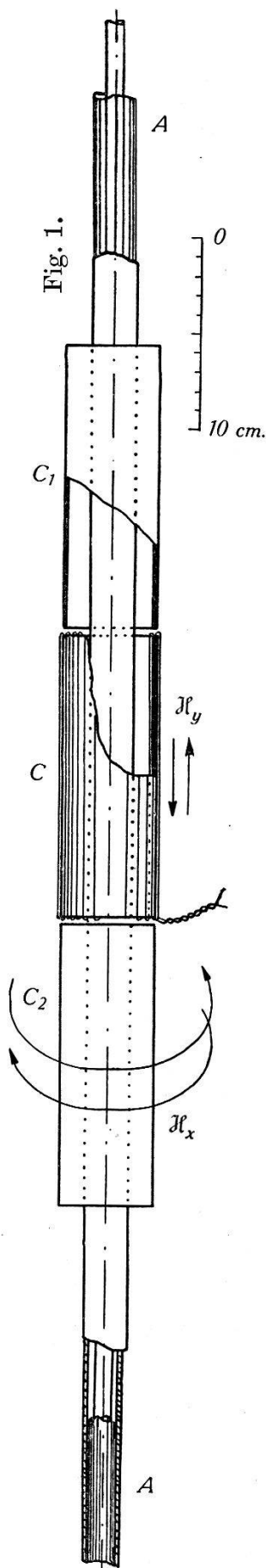


Fig. 2.

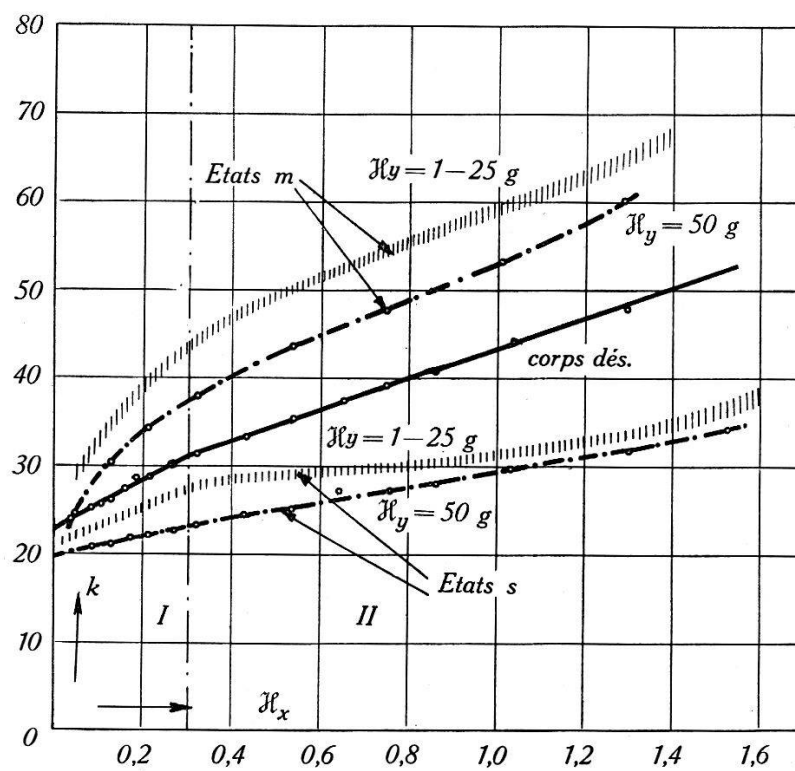
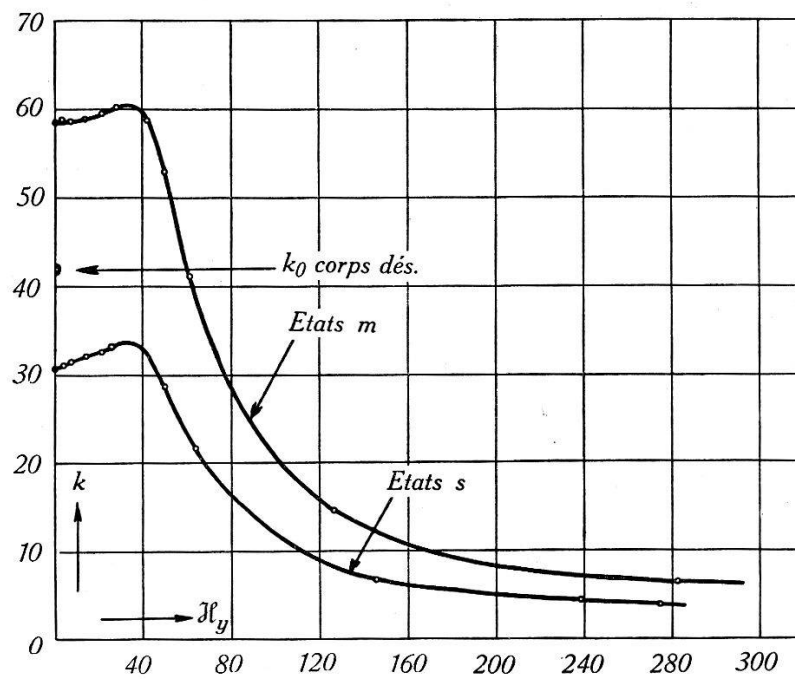


Fig. 3.



Au surplus, la partie des courbes qui suit leur maximum vers les champs normaux intenses manifeste avec grande netteté cet effet: la susceptibilité y décroît définitivement et dans une proportion considérable au fur et à mesure que les couples antagonistes de source extérieure affirment leur prépondérance. Lorsqu'ils seraient infiniment grands, toute aimantation serait évidemment interdite suivant  $ox$ ; de fait les deux courbes tendent asymptotiquement vers  $k = 0$ . On trouvera au § 8 des considérations relatives aux valeurs plus faibles de  $k_s$ .

On pourrait faire ressortir l'essentiel de ce qui précède en disant: Dans les conditions où nous avons observé  $k_m$ , l'effet d'une *aimantation transversale est considérable et inverse de celui d'un champ inducteur transversal*.

§ 5. *Susceptibilités initiales dans l'intervalle de sensibilité à la seule aimantation.* — La première étape franchie, nous avons concentré l'étude proprement dite ( $k = f(\mathcal{H}_x)$ ) dans l'intervalle limité de champs  $\mathcal{H}_y$  où leur effet est subordonné. Les valeurs suivantes de  $\mathcal{H}_y$  ont été choisies: 1, 4, 14 et 25 gauss. Des courbes correspondant à 50 gauss ont aussi été relevées à titre de contrôle: leur allure et leurs situations dans la figure 3 montrent combien les phénomènes changent d'aspect en dehors de la région en question.

Pour les quatre champs transversaux notés ci-dessus, les courbes de susceptibilité sont si proches — bien que non coïncidentes — qu'il eût été malaisé de les détacher nettement à l'échelle de la fig. 3; nous avons préféré y situer par *deux bandes hachurées* les régions dans lesquelles la totalité des points sont contenus.

§ 6. *Discontinuité des paramètres.* — La courbe relative au milieu non aimanté accuse une propriété à la fois intéressante en elle-même et gênante pour les interprétations: elle se compose non d'une droite, mais de *deux* qui se raccordent par un coude vers l'abscisse 0,3 gauss; cette abscisse va nous servir de limite séparant deux intervalles de champs  $\mathcal{H}_x$  que nous désignerons brièvement par I et II. Les susceptibilités  $y$  sont alors déterminées par des paires de paramètres  $a_I$  et  $a_{II}$ ,  $b_I$  et  $b_{II}$  qui sont simultanément *discontinus tout en respectant la continuité de la susceptibilité elle-même*.

J. DE FREUDENREICH<sup>1)</sup> a reconnu pour la première fois un phénomène semblable sur les alliages  $\text{Fe}_2\text{Ni}$  et  $\text{Fe}_2\text{Co}$  à haute

<sup>1)</sup> J. DE FREUDENREICH, Etude de l'aimantation initiale en fonction de la température, thèse Zurich E.P.F. 1918, v. Arch. Sc. phys. et nat. 1918.

température; on l'a entrevu à nouveau depuis lors sur un alliage fer-silicium. Il est bien inattendu que cet effet apparaisse maintenant à température ordinaire dans une matière aussi simple qu'un acier peu carburé et très recuit.

Quoi qu'il en soit, aucune interprétation satisfaisante à notre connaissance n'en a été proposée jusqu'ici. Mais, les lois I et II étant les mêmes avec des paramètres numériquement différents, rien ne semble devoir s'opposer à ce que l'on discute aux mêmes points de vue, mais séparément, les propriétés des intervalles I et II.

§ 7. *Particularités des états s et m.* — Les courbes afférentes aux petits cycles stabilisés (« mode s ») accusent les mêmes caractères que celle du corps désaimanté: deux droites d'inclinaisons différentes, la différence d'inclinaison y est même notablement plus marquée; toutefois la loi cesse d'être linéaire pour un champ plus faible déjà.

Tout autres apparaissent les courbes *m*; elles débutent par une ascension très rapide où *elles sont fortement concaves vers l'axe des champs*. Elles ne font apparaître des trajets sensiblement rectilignes, d'ailleurs écourtés, que vers 0,7 gauss.

Ce sont là des caractères de prime abord tout à fait insolites en matière de ferromagnétisme. Nous pensons montrer dans le prochain article qu'ils sont au contraire bien interprétables si l'on tient compte dans la théorie, des conditions nouvelles dans lesquelles nous expérimentons. Il ressortira par exemple de l'explication que ces particularités sont dues essentiellement à un nombre anormalement élevé de pivotements irréversibles déclenchés par l'appoint très faible du champ transversal, nombre qui se réduit très vite avec l'accroissement de ce champ. Aussi bien, cet effet parasite, si son origine est telle que nous la voyons, sera considérablement réduit dans les expériences futures sous contraintes mécaniques.

Nous nous bornerons ici à observer que la non-linéarité d'une courbe d'aimantation prive en principe de la faculté de séparer les contributions réversibles des irréversibles. En conséquence, nous nous abstiendrons pour le moment de fonder sur les valeurs de la détermination *m* dans l'intervalle I des conclusions précises touchant *a* et *b*.

§ 8. *Les réactions inverses des phénomènes réversibles et des irréversibles devant l'aimantation transversale.* — Il y a lieu de noter en première ligne comme repères fondamentaux de réf-

rence les paramètres caractérisant la matière complètement désaimantée et pour les deux intervalles :

$$\begin{aligned} k_{\text{I}} &= 22,8 + 25,7 \mathcal{H} \\ k_{\text{II}} &= 25,7 + 18,0 \mathcal{H} \end{aligned}$$

Après avoir relevé l'augmentation considérable de la susceptibilité (au sens global) observée immédiatement après aimantation transversale et son abaissement très sensible qui accompagne la stabilisation des petits cycles longitudinaux, l'examen séparé des termes réversibles et des irréversibles va nous montrer que des propriétés notablement différentes se dissimulent dans les expressions globales sur la susceptibilité.

Envisageons d'abord l'intervalle I; seuls les états stabilisés autorisent pour l'instant une distinction. On trouve  $a = 21$  pour la *moyenne* de la bande et 21,5 pour  $\mathcal{H}_x = 4$ ;  $b = 21$  sensiblement égale pour les 4 champs de la bande. Au total, en présence d'aimantation rémanente transversale,  $a$  est plus faible de quelque 6%,  $b$  de 17%.

Intervalle II. — Immédiatement après aimantation, les courbes ( $m$ ) comportent des trajets sensiblement rectilignes dont on tire pour la moyenne de la bande :

$$k'_{m \text{ II}} = 40 + 17,9 \mathcal{H}$$

et pour  $\mathcal{H}_x = 4$  gauss :

$$k'_{m \text{ II}} = 43,5 + 15,0 \mathcal{H}$$

Les observations  $s$ , elles, donnent des trajets aussi rectilignes que le corps désaimanté; ils sont représentés, pour la moyenne de la bande, par

$$k'_{s \text{ II}} = 27 + 3,6 \mathcal{H}$$

pour  $\mathcal{H}_x = 4$  gauss par :

$$k'_{s \text{ II}} = 28,2 + 3,0 \mathcal{H}$$

On se trouve ici en présence de différences à la fois nettes et systématiques :

La part réversible de l'aimantation initiale, mesurée par  $a$ , est *accrue par la présence de l'aimantation rémanente* perpendiculaire, et cela

de 25,7 à 28,2 soit de 10% pour les cycles stabilisés,  
de 25,7 à 43,5 soit de 69% pour les autres.

Simultanément, la part irréversible mesurée par  $b$  est *diminuée* dans les mêmes conditions

de 18,0 à 3,0 soit de 83% dans les cycles stabilisés,  
de 18,0 à 15,0, soit de 16½% dans les autres.

La théorie ébauchée antérieurement faisait prévoir cette élévation de  $a$  et cet abaissement de  $b$  par l'aimantation transversale. La valeur du facteur  $a$  marque un désaccord, d'ailleurs faible, dans la région I où les effets, petits, sont difficiles à mesurer. En revanche, les quatre paramètres ( $a$  comme  $b$ ) que fournit la région II sont tous des confirmations nettes. Ces confirmations parlent en faveur d'une base essentielle de la théorie: le jeu simultané de *couplages mutuels d'ordre mécanique et d'ordre magnétique des groupements élémentaires* dans le processus de l'aimantation observable. Les recherches en cours, annoncées plus haut, montreront dans quelle mesure ces propriétés nouvelles peuvent être confirmées, généralisées et invoquées pour soumettre la théorie à une épreuve plus sévère.

Mlle. E. HAMBURGER nous a très utilement aidés dans l'exécution des mesures; nous lui en exprimons ici nos remerciements.

Lausanne, Laboratoire de physique et Laboratoire  
d'électrotechnique de l'Ecole d'Ingénieurs.

---