

Effet Hall, aimantation spontanée et température

Autor(en): **Ascher, Edgar A.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **28 (1955)**

Heft VII

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112629>

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.

Effet Hall, aimantation spontanée et température

par Edgar A. Ascher.

(12 VIII 1955.)

Summary. Hall effect in a ferromagnetic metal is studied according to PERRIER's theory of spontaneous effects (§ 4). At the basis of this theory is the assumption that each ferromagnetic domain is anisotropic with regard to electrical (and of course thermal) conduction, the symmetry axis having the direction of the spontaneous magnetization. This means that spontaneous Hall and magnetoresistance effects exist both in each domain. When all domains are magnetized parallelly, these spontaneous effects can be observed directly and fully (minor modifications due to cristal structure not being however excluded).

The question then arises whether it is possible to find a law relating, at a given temperature, the spontaneous Hall effect (extraordinary or magnetization effect) to the spontaneous magnetization. The question is answered affirmatively and the law found is: $\Delta\gamma_{Hs}/\Delta J_s = C$, i. e.: the variation of spontaneous HALL conductivity γ_{Hs} , at constant temperature is proportional to the variation of spontaneous magnetization J_s , the factor of proportionality C being independent of temperature T . If J_s and T are taken as independent variables, integration yields

$$\gamma_{Hs}(J_s, T) = A(T) + CJ_s \quad (\S 16).$$

HALL conductivity, a parameter introduced by PERRIER, can be expressed in terms of the Hall constant as follows:

$$\gamma_{Hs} = R_1 J_s / \rho^2 \quad (\S 2).$$

This is an approximation which is valid under all circumstances encountered by the experiments described. Other parameters have also been taken into consideration, but none gives a simple relation to spontaneous magnetization (§ 16).

In order to carry out these investigations it is necessary to have the possibility of changing the spontaneous magnetization without changing the temperature of the sample. This is achieved by the use of irreversible alloys. Certain iron-nickel alloys have this property. Those employed here have a nickel content of 30, 1% and 31,4% (§ 6).

The spontaneous magnetization is not measured directly, but obtained from its relation to the anomaly of resistivity for ferromagnetic metals (§ 8).

An other connection between resistivity and Hall effect is deduced from previous results combined with these measurements, i. e.: in the series of iron-nickel alloys the magnetization Hall constant increase with increasing resistivity. Both have un conspicuous maximum at about 34% Ni (the boundary between reversible and irreversible alloys) (A2).

Le travail présenté ici est une contribution à l'étude des relations entre l'effet Hall – aimantation, l'aimantation spontanée et la température dans les métaux ferromagnétiques*). Il est expérimental. A l'exposé des méthodes employées et des résultats obtenus, il est cependant nécessaire de faire précéder une esquisse de certaines théories et un rappel de quelques résultats indispensables pour comprendre et la portée et les limites des conclusions expérimentales auxquelles il arrive.

Connaissances préalables.

1. Théorie générale.

Toute la théorie phénoménologique de la conduction électrique et calorifique dans les métaux est contenue dans les cinq relations qui suivent (voir par exemple KOHLER²⁰):

$$E_i = \rho_{ik}(B) j_k - \varepsilon_{ik}(B) G_k - 1/e (\partial_i \xi), \quad (1)$$

$$\omega_i = \pi_{ik}(B) j_k - \lambda_{ik}(B) G_k - 1/e (\xi j_i), \quad (2)$$

$$\rho_{ik}(B) = \rho_{ki}(-B) \quad (3)$$

$$\lambda_{ik}(B) = \lambda_{ki}(-B) \quad (4)$$

$$T \varepsilon_{ik}(B) = \pi_{ki}(-B) \quad (5)$$

B = induction magnétique; $-e$ = charge de l'électron; G = gradient de température; E = champ électrique des équations de MAXWELL; ε = tenseur du pouvoir thermoélectrique intrinsèque, j = densité de courant électrique; λ = tenseur de conductivité calorifique électrostatique; π = tenseur de l'effet PELTIER; ρ = tenseur de résistivité électrique isotherme; T = température absolue; w = densité de courant calorifique; ξ = potentiel thermodynamique des électrons de conduction.

Les indices répétés sous-entendent la sommation de 1 à 3.

JAN³⁰) a pris les relations (1) et (2) comme base de la discussion phénoménologique de l'effet Hall. Les résultats nécessaires pour la compréhension de ce travail sont exposés ici brièvement.

Les tenseurs dans (1) et (2) ont en général 9 composantes indépendantes. Dans un milieu isotrope, le tableau des composantes de ces tenseurs ne comporte que des termes diagonaux égaux entre eux. A ce milieu isotrope, appliquons un champ magnétique. Le milieu acquiert une anisotropie qui doit avoir la symétrie de ce vecteur axial; le tenseur n'a plus que 3 composantes indépendantes.

*) Quelques résultats essentiels ont été exposés précédemment³²). Un mémoire détaillé est déposé à la Bibliothèque Cantonale et Universitaire de Lausanne³³). Voir aussi ³⁴).

Pour fixer les idées, choisissons dans un système à droite d'axes cartésiens $0x_1x_2x_3$ la direction $0x_3$ comme direction du champ. Le tableau des composantes du tenseur est alors le suivant :

$$\begin{pmatrix} \rho_{11} & -\rho_{21} & 0 \\ \rho_{21} & \rho_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{33} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

il en est de même pour les autres tenseurs.

Supposons maintenant le milieu homogène et des conditions isothermes réalisées. On a alors

$$G_i = 0, \quad \partial_i \xi = 0, \quad i = 1, 2, 3$$

et la relation (1) donne

$$\begin{aligned} E_1 &= \rho_{11} j_1 - \rho_{21} j_2 \\ E_2 &= \rho_{21} j_1 + \rho_{11} j_2 \\ E_3 &= \rho_{33} j_3. \end{aligned} \quad (7)$$

Il est avantageux de transcrire (7) en notation vectorielle. Pour cela, introduisons d'abord la notation suivante: $\rho_{11} = \rho_{\perp}$ = résistivité isotherme pour un courant perpendiculaire au champ; $\rho_{33} = \rho_{\parallel}$ = résistivité isotherme pour un courant parallèle au champ; $\rho_{21} = \rho_H$ = résistivité isotherme de Hall. On trouve alors

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) (\vec{j} \cdot \vec{n}) \vec{n} + \rho_H \vec{n} \times \vec{j} \quad (8)$$

\vec{n} étant le vecteur unité dans le sens de l'induction magnétique.

Les relations (3) et (6) impliquent un caractère très important: ρ_{\parallel} et ρ_{\perp} sont des fonctions paires de l'induction magnétique B , tandis que la résistivité de Hall ρ_H en est une fonction impaire.

2. Effet Hall.

Restreignons-nous maintenant aux conditions expérimentales de ce travail: une plaque mince placée perpendiculairement au champ magnétique, la densité de courant j restant toujours parallèle au bord de la plaque: $j_1 = j$, $j_2 = j_3 = 0$.

En l'absence de champ magnétique on a

$$E_1 = \rho j \quad E_2 = 0, \quad (9)$$

dans le champ

$$E_1 = \rho_{\perp} j \quad E_2 = \rho_H j. \quad (10)$$

C'est l'apparition de la composante E_2 de l'intensité du champ électrique qui est une manifestation de l'effet Hall. ρ_H la *résistivité*

de Hall, qui se mesure comme n'importe quelle résistivité, est directement accessible à l'expérience. ρ_H est le rapport entre la composante E_2 de l'intensité du champ électrique perpendiculaire au courant et la densité de courant électrique j .

Dans la matière isotrope l'intensité du champ électrique E et la densité de courant j sont parallèles, dans la matière aimantée ou

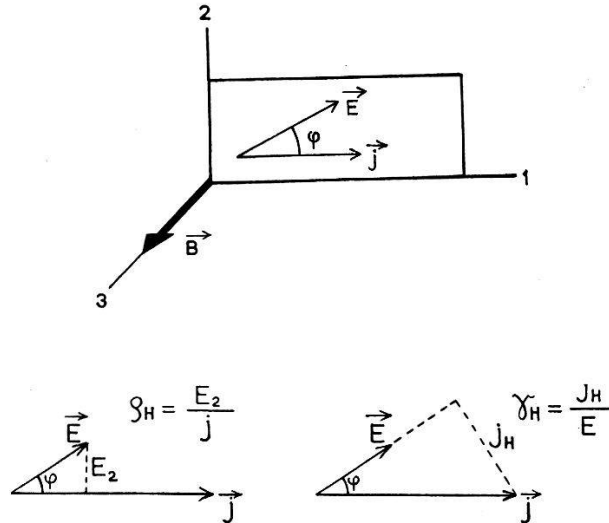


Fig. 1.

Résistivité de Hall et conductivité de Hall.

soumise à un champ magnétique ces deux vecteurs forment un angle, l'angle d'anisotropie magnétogalvanique φ . φ est donné par

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\rho_H}{\rho_{\perp}} \quad (11)$$

ρ_{\perp} diffère dans ce travail très peu de ρ (voir fig. 20) et ρ_H est très petit par rapport à ρ (voir tableau 1). A la précision de nos déterminations expérimentales on peut admettre:

$$\varphi = \frac{\rho_H}{\rho}. \quad (12)$$

Mais d'autres grandeurs peuvent être introduites pour caractériser l'effet Hall. PERRIER¹¹⁾ a introduit la conductivité magnétogalvanique transversale, appelé ici simplement *conductivité de Hall* γ_H . C'est le rapport entre la composante j_H de la densité de courant perpendiculaire au champ électrique et l'intensité du champ électrique. On trouve facilement

$$\gamma_H = \frac{\rho_H}{\rho_{\perp}^2 + \rho_H^2} = \frac{\rho_H}{\rho^2}. \quad (13)$$

Si l'angle d'anisotropie φ semble être le paramètre le plus naturel pour la description de l'effet Hall, l'expérience montre cependant³⁰⁾, comme cela a été prévu par PERRIER¹²⁾ que c'est la conductivité γ_H qui a la variation thermique la plus simple. Le présent travail a confirmé cette prévision, qui s'est montrée un avantage décisif pour la formulation des résultats de l'expérience.

On peut envisager encore la mobilité μ ; c'est l'angle d'anisotropie par unité d'induction magnétique :

$$\mu = \frac{\varphi}{B} = \frac{\varrho_H}{\varrho} \frac{1}{B}. \quad (14)$$

La mobilité est égale, dans une théorie simplifiée, au rapport entre la vitesse des porteurs de charge et la composante de l'intensité du champ électrique dans la direction de la vitesse.

Introduisons encore la conductivité de Hall par unité d'induction magnétique :

$$\frac{\gamma_H}{B} = \frac{\varrho_H}{\varrho^2} \frac{1}{B}. \quad (15)$$

Parmi les grandeurs introduites ici ne figure pas encore le paramètre traditionnel : la constante de Hall.

3. Effet champ et effet aimantation.

Pour la plupart des métaux non ferromagnétiques la résistivité ϱ_H est proportionnelle à l'induction magnétique B dans la plaque :

$$\varrho_H = RB, \quad B = \mu_0 H + J, \quad (16)$$

le facteur de proportionnalité R s'appelle *constante de Hall*. Pour les ferromagnétiques les résultats expérimentaux conduisent à distinguer les effets de l'intensité d'aimantation J de ceux de l'intensité du champ magnétique H . La relation suivante, qui remplace (16), rend très bien compte des résultats des expériences :

$$\varrho_H = R_0 \mu_0 H + R_1 J. \quad (17)$$

R_0 est la *constante* (de Hall) *champ* (à intensité d'aimantation constante) et R_1 la *constante* (de Hall) *aimantation* (à intensité de champ magnétique constante)^{3) 13) 25) 29) 30) 31)}. Les auteurs américains qualifient de «ordinary» la constante R_0 et de «extraordinary» la constante R_1 . En introduisant α , *paramètre du champ* par

$$\alpha = \frac{R_1}{R_0} \quad (18)$$

on peut écrire

$$\varrho_H = R_0 B_{\text{eff}} \quad B_{\text{eff}} = \mu_0 H + \alpha J; \quad (19)$$

tout se passe comme si une induction magnétique effective agissait sur les électrons.

Avec les ferromagnétiques observés suffisamment en dessous du point de Curie, la discrimination entre l'effet Hall aimantation (décrit par R_1) et l'effet Hall champ (décrit par R_0) est assez simple, pour peu que la saturation soit bien accessible. Pour les valeurs faibles de l'induction magnétique B , la variation de B se réduit essentiellement à une variation de l'intensité de l'aimantation J ; c'est l'effet aimantation que l'on observe. Pour les valeurs de B plus grandes que celles correspondant à la saturation, la variation de B est pratiquement une variation de l'intensité du champ H dans la plaque; c'est l'effet champ qui apparaît. La courbe représentative

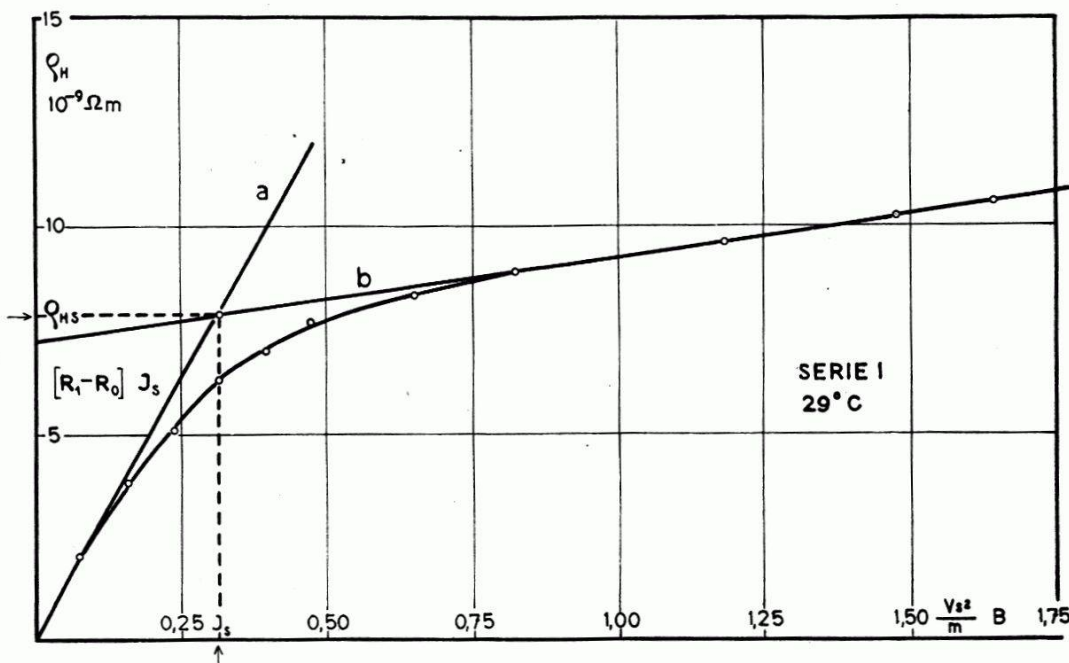


Fig. 2.
Effet aimantation et effet champ.

de la résistivité de Hall ρ_H en fonction de B (figure 2) comprend une droite (a) passant par l'origine, raccordée à une seconde droite (b) constituée par les valeurs de ρ_H relevées après la saturation de l'échantillon. Les pentes de ces droites sont respectivement R_1 et R_0 . On voit facilement que ces deux droites doivent se couper en un point abscisse $B = J_s$ (J_s est l'intensité de l'aimantation à saturation) et d'ordonnée

$$\rho_H = R_1 J_s = \rho_{H_s}. \quad (20)$$

La signification de ρ_{H_s} sera expliquée plus loin.

Au voisinage du point de Curie la séparation de ces deux constantes n'est pas si simple: la pente de la droite que l'on obtient pour

les valeurs élevées de B n'est pas égale à R_0 . ROSTOKER et PUGH²⁷⁾ ont indiqué une méthode pour calculer R_0 dans ce cas. Ils trouvent ainsi que la constante de Hall champ est indépendante de la température, ce qui n'est pas en accord avec les résultats de JAN et GIJSMAN²⁹⁾.

4. Effets spontanés.

Nous exposons ici les idées de PERRIER dans la mesure où leur connaissance est nécessaire à la compréhension de ce travail.

Rappelons d'abord ces résultats de l'expérience: l'aimantation et non le champ d'origine extérieure est l'élément déterminant de l'effet Hall (et des autres effets magnétogalvaniques)⁷⁾¹²⁾ et la résistivité de Hall est proportionnelle à l'aimantation observable¹⁾¹³⁾¹⁴⁾²⁹⁾.

Ensuite il faut se souvenir qu'au dessous du point de Curie, un ferromagnétique est aimanté en chaque point à saturation. La direction de cette aimantation spontanée change de façon aléatoire d'un domaine de WEISS à l'autre. En l'absence de champs extérieurs, l'intensité de l'aimantation observable est nulle. Un champ extérieur ne fait que rendre accessible à l'observation l'aimantation sous-jacente. L'aimantation à saturation représente sensiblement l'aimantation spontanée.

De ces deux prémisses, un pas logique et important conduit à la théorie des effets spontanés de PERRIER qui est basée sur l'hypothèse suivante¹²⁾: chaque domaine se comporte comme un conducteur dont la résistance est anisotrope, avec axe d'isotropie suivant la direction de l'aimantation spontanée. Les trois grandeurs $\rho_{\perp s}$, $\rho_{\parallel s}$ et ρ_{Hs} suffisent pour caractériser cette anisotropie. (L'indice s indique qu'il s'agit de l'anisotropie spontanée, due à l'aimantation spontanée des domaines.) Chaque domaine est ainsi le siège d'un effet Hall spontané (et d'autres effets magnétogalvaniques spontanés). Les phénomènes de la conduction électrique à l'intérieur d'un domaine sont décrits à l'aide de la formule

$$\vec{E} = \rho_{\perp s} \vec{j} + (\rho_{\parallel s} - \rho_{\perp s}) (\vec{j} \cdot \vec{n}) \vec{n} + \rho_{Hs} \vec{n} \times \vec{j} \quad (21)$$

où \vec{n} signifie maintenant le vecteur unité dans la direction de l'aimantation spontanée.

Pour une orientation entièrement aléatoire de l'aimantation spontanée dans les domaines, on n'observe aucune aimantation, aucun effet Hall (ρ_{Hs} est une fonction impaire de J_s) et une résistivité isotrope, dont la valeur est

$$\rho = \frac{2\rho_{\perp s} + \rho_{\parallel s}}{3} \quad (22)$$

(dans l'hypothèse que \vec{j} et \vec{n} sont indépendants, c'est-à-dire que la densité de courant peut avoir dans toute l'étendue du métal une seule direction déterminée par le dispositif expérimental).

Le rôle du champ extérieur n'est pas de provoquer l'aimantation spontanée ni l'anisotropie de la résistivité, mais simplement de les rendre observables. Et comme on observe sensiblement l'aimantation spontanée lorsqu'on a rendu parallèles les aimantations spontanées des domaines, ainsi on peut observer aussi les grandeurs spontanées $\varrho_{\perp s}$, $\varrho_{\parallel s}$ et ϱ_{Hs} .

L'effet Hall aimantation apparaît ainsi en même temps que l'aimantation observable. La théorie des effets spontanés donne aussi la relation qui lie ces deux grandeurs. Si l'on suppose: 1° que \vec{j} est indépendant de \vec{n} , 2° que les aimantations spontanées des domaines sont répartis avec une symétrie de révolution autour du champ extérieur (ce qui revient à supposer que l'aimantation observable a la direction du champ extérieur) et 3° que les résistivités spontanées de $\varrho_{\perp s}$, $\varrho_{\parallel s}$ et ϱ_{Hs} sont indépendantes de l'orientation de \vec{n} par rapport aux axes cristallographiques on trouve

$$\varrho_H = \frac{\varrho_{Hs}}{J_s} J \quad (23)$$

ou

$$\varrho_{Hs} = \varrho_H \frac{J_s}{J} = \varrho_H \frac{J_s}{B} = R_1 J_s \quad (24)$$

(car pour des inductions magnétiques faibles $B = J$).

Ainsi se trouve justifiée la relation (20). La mesure d'une série de valeurs de ϱ_H à partir des valeurs faibles de l'induction B jusqu'à la saturation (et plus loin) nous donne en même temps la valeur de la résistivité de Hall spontanée ϱ_{Hs} et de l'intensité d'aimantation spontanée J_s (fig. 3). Mais la relation (24) montre qu'il est possible de déterminer l'effet spontané sans atteindre la saturation, pour peu que l'on connaisse J_s d'autre part.

5. Question fondamentale.

L'effet Hall aimantation n'est autre que l'apparition de l'effet spontané. L'effet spontané est dû à l'aimantation des domaines. *La question importante et qui se pose tout naturellement est celle de la relation qui lie à une température donnée, l'intensité d'aimantation spontanée J_s à une des grandeurs ϱ_{Hs} , φ_s , γ_{Hs} , R , μ , $\gamma_{H/B}$ caractérisant l'effet Hall spontané.*

6. Les ferronickels.

L'aimantation spontanée d'un ferromagnétique diminue à température croissante. Pour discriminer ce nonobstant la part de la température de celle de l'aimantation spontanée dans l'effet Hall, il faut trouver un moyen permettant de modifier l'une de ces grandeurs indépendamment de l'autre. *Un tel moyen est offert par l'emploi des alliages irréversibles*: Les alliages irréversibles choisis étaient des ferronickels⁶⁾¹⁹⁾²¹⁾²⁸⁾. En effet les ferronickels avec une teneur en nickel jusqu'à 34% au maximum sont le siège de transformations allotropiques irréversibles: quand on chauffe, la transformation

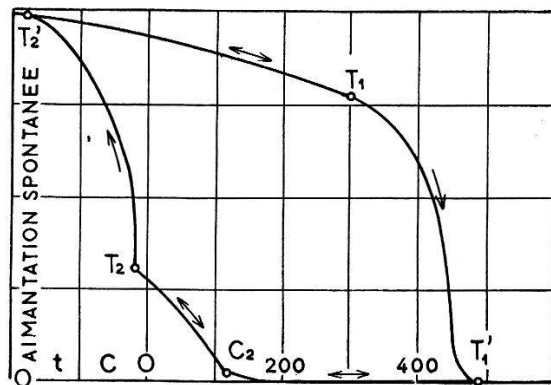


Fig. 3.

Aimantation spontanée en fonction de la température d'un ferronickel irréversible contenant 30% de Ni d'après⁶⁾. Unités arbitraires.

commence à une température T_1 , lors du refroidissement la transformation inverse a son début seulement à une autre température $T_2 < T_1$.

La fig. 3 montre, pour un ferronickel contenant 30% de nickel, l'aimantation spontanée en fonction de la température. Après sa préparation, l'alliage est refroidi dans un bain d'air liquide. Les cristallites qui le composent sont alors des cubes centrés (structure α). L'intensité de son aimantation spontanée vaut alors 85% de celle du fer à la même température. Lorsque l'on chauffe, l'intensité de l'aimantation spontanée décroît d'une façon réversible jusqu'à une température T_1 . A cette température commence la transformation de la phase α en phase γ , celle des cubes à faces centrées. Cette phase étant paramagnétique à ces températures, l'intensité d'aimantation spontanée diminue rapidement jusqu'à la température T_1' où elle s'annule et où la phase α s'est transformée entièrement en phase γ . Entre les températures T_1 et T_1' la transformation est irréversible. Ainsi, lors du refroidissement à partir de T_1' , l'intensité d'aimantation spontanée varie d'une manière tout à fait différente. Elle reste sensiblement égale à zéro jusqu'au point C_2 qui est à la température

de Curie de la phase γ , puis commence à croître. Mais jusqu'à T'_2 , la transformation est réversible. C'est seulement à T_2 que commence la transformation irréversible de γ en α . A T_2 , l'alliage est revenu entièrement à l'état α . Le cycle d'irréversibilité est fermé. Un tel alliage nous permet d'obtenir à une même température, des valeurs notablement différentes de l'aimantation spontanée.

La marche des expériences se trouve indiquée: faire passer un échantillon irréversible par les états du cycle d'irréversibilité en mesurant en un nombre suffisant de points les grandeurs ρ_H et ρ nécessaires pour la connaissance des paramètres caractérisant l'effet Hall et de l'intensité d'aimantation spontanée. En effet: la connaissance de la résistivité ρ permet d'évaluer l'aimantation spontanée.

7. *Le problème de la mesure de l'aimantation spontanée.*

L'aimantation observable J a été mesurée simultanément à la résistivité de Hall par plusieurs chercheurs¹³⁾¹⁴⁾¹⁷⁾. Ces méthodes donnent l'aimantation des domaines en présence d'un champ extérieur. (Au voisinage du point de Curie, le champ extérieur peut modifier notablement l'aimantation des domaines.) Pour pouvoir extrapoler à la valeur zéro de ce champ, il faut disposer de renseignements supplémentaires (effet magnétocalorique par exemple, voir ³⁾). Ces méthodes offrent en outre assez d'obstacles à une utilisation dans un grand intervalle de température et d'induction magnétique.

Il y a alors la méthode illustrée par la fig. 3. Même sans faire état des réserves que l'on pourrait formuler à son égard, il est clair qu'elle n'est applicable que dans l'intervalle de température où l'on est assuré de pouvoir saturer l'échantillon. Or, ce n'est pas le cas; avec les ferronickels irréversibles choisis, on se trouvait souvent en dehors de cet intervalle.

On pourrait penser aussi se servir des données déjà connues sur l'aimantation spontanée des ferronickels. Mais ces valeurs sont très sensibles, pour les alliages irréversibles surtout, au traitement et à la composition exacte.

L'anomalie de la résistivité des métaux ferromagnétiques offre un moyen très commode pour l'évaluation de l'aimantation spontanée.

8. *Anomalie de résistivité des ferromagnétiques.*

L'anomalie de la résistivité des métaux ferromagnétiques consiste en ceci: le coefficient de variation thermique de la résistivité est, à la température ordinaire déjà, plus élevé que celui des métaux ordinaires. Il s'accroît ensuite de manière accélérée jusqu'au voisi-

nage de la température de disparition de l'aimantation spontanée. Pour des températures plus élevées, le coefficient thermique est sensiblement égal à celui des autres métaux. La valeur de la résistivité est, dans le domaine ferromagnétique, notablement plus petite que celle des métaux non ferromagnétiques de propriétés semblables (même colonne du tableau de Mendéléev).

Ces métaux non ferromagnétiques nous donnent une idée de ce que serait la résistivité du métal envisagé en l'absence de ferromagnétisme (ρ^0). Une autre possibilité est d'envisager comme résistivité ρ^0 celle que l'on obtient par extrapolation à partir des valeurs au-dessus de la température de disparition de l'aimantation spontanée.

La grandeur $\Delta\rho = \rho - \rho^0$ mesure en quelque sorte l'anomalie ferromagnétique de la résistivité. CABRERA et TORROJA⁴⁾ ont émis l'hypothèse que $\Delta\rho$ était une fonction simple de l'aimantation spontanée J_s . PERRIER¹²⁾ a envisagé la proportionnalité entre $\Delta\rho$ et J_s^2 . GERLACH et SCHNEIDERHAHN¹⁰⁾ ont mesuré avec précision la résistivité du nickel en dessous et au-dessus du point de Curie et comparé les valeurs de $\Delta\rho$ (obtenus avec ρ^0 calculé par extrapolation linéaire) avec le carré de l'aimantation spontanée en utilisant pour cela les résultats de WEISS et FORRER⁹⁾. Ces mesures confirment la proportionnalité entre ces deux grandeurs.

On a envisagé aussi l'extrapolation quadratique pour le calcul de la résistivité ρ^0 telle qu'elle serait en absence de ferromagnétisme¹⁶⁾. Au-dessus de la température de disparition du ferromagnétisme, la variation de la résistivité s'avère en effet parabolique, si on la considère dans un intervalle de température assez large.

Si à l'aide de l'extrapolation quadratique on calcule $\Delta\rho' = \rho - \rho^0$, la proportionnalité au carré de l'aimantation spontanée se trouve vérifiée entre certaines températures (100° C et 320° C pour le nickel, par exemple). Pour les basses températures cependant $\Delta\rho'$ diminue à température décroissante, tandis que J_s croît. L'extrapolation quadratique n'offre ainsi pas des avantages de principe sur l'extrapolation linéaire. Cette raison et le fait que nous ne pouvions pas dépasser 650° C (limite imposée par la soudure des sondes) nous ont fait choisir l'extrapolation linéaire pour le calcul de $\Delta\rho$.

L'aimantation spontanée a été donc évaluée par le mesure de $\Delta\rho$:

$$J_s^2 = \frac{1}{K^2} \Delta\rho. \quad (25)$$

Expériences.

9. Parasites.

L'étude des différentes causes d'erreur a été faite par JAN³⁰). Ajoutons ici encore quelques mots sur l'utilité d'effectuer les mesures pour les deux sens du champ magnétique et les deux sens du courant dans la plaque.

Appelons parasite tout terme qui fausse le résultat de la mesure et dont il n'est pratiquement pas possible de tenir compte par un calcul. Essayons d'éliminer les parasites en prenant une moyenne appropriée des résultats bruts de la mesure.

Soit $U(j, B)$ la tension mesurée pour un certain sens du courant dans la plaque et de l'induction magnétique. Par $U(-j, -b)$ désignons la tension mesurée avec la densité de courant et l'induction de même valeur absolue, mais de sens opposés. Soient $(0, 0)$ et (ε, h) les coordonnées dans le plan de la plaque des deux sondes de tension Hall. Envisageons des parasites qui sont des fonctions paires (ou impaires) de la densité de courant (ou de l'induction magnétique), des parasites constants ou toute combinaison linéaire de ces parasites. On voit qu'il y a une seule moyenne

$$\rho_H = \frac{1}{4} \frac{1}{jh} [U(j, B) - U(j, -B) + U(-j, -B) - U(-j, b)] \quad (26)$$

qui donne dans tous les cas envisagés la résistivité de Hall.

JAN³⁰) avait montré qu'en prenant la moyenne des mesures pour des champs de sens opposés ou pouvait éliminer les erreurs provenant de la mauvaise position des sondes et de l'obliquité de la plaque dans le champ magnétique. Ceci est naturellement encore vrai pour la moyenne envisagée ici.

10. Les échantillons.

Pour les recherches dont les résultats sont consignés dans ce mémoire, deux alliages fer-nickel étaient employés. Des analyses chimiques soignées ont donné les résultats suivants: l'échantillon désigné Ni 30 contenait 30,1% de Ni, la teneur en Si étant inférieure à 0,02%; celui désigné par Ni 31 contenait 31,4% de Ni et 0,28% de Si. Ces deux alliages sont irréversibles.

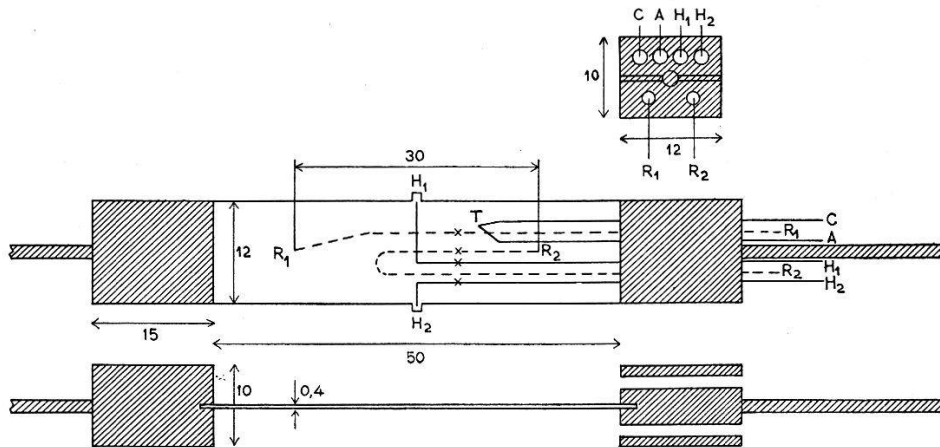
L'échantillon Ni 31 a été laminé, puis recuit pendant 2 heures à 600° C. Ce recuit a été suivi d'un refroidissement de 4 heures dans le four.

L'échantillon Ni 30 a été recuit après laminage pendant 2 heures à 1000° C dans une atmosphère d'hydrogène, puis refroidi dans le

four jusqu'à 630° C et enfin à l'air libre jusqu'à la température ambiante.

Dans les deux cas les sondes étaient du même métal et soumises au même traitement que la plaque. Les soudures ont été faites à l'argent. La figure 4 donne une idée des dimensions de la plaque et de la disposition des sondes dans le cas de l'échantillon Ni 30. (Les surfaces hachurées représentent du cuivre.)

L'influence de la longueur de la plaque sur les résultats de mesure a été étudiée par plusieurs auteurs^{22) 26)}. D'après ces études les



Echantillon Ni 30

H_1, H_2, H_2, H_2 Sondes Hall; R_1, R_1, R_2, R_2 Sondes résistance; TC Couple branche Constantan; TA couple branche argent
X Soudures Ni 30-Cu. Cotes approchées en mm.

Fig. 4.

Dimensions de la plaque et dispositions des sondes.

résultats obtenus ici sont inférieurs de 3‰ et de 2‰ (Ni 30) à ceux qu'on aurait trouvés avec une plaque de longueur infinie. A la précision de nos mesures ces écarts sont négligeables.

11. Le champ magnétique.

L'électroaimant employé a été construit et décrit par PERRIER²⁴⁾. Avec un entrefer de 53 mm l'induction magnétique maximum atteinte a été de 1,94 Vs/m² (courant inducteur de 200 A). L'uniformité de l'induction a été contrôlée. Dans la région de l'entrefer, occupée par la plaque, la variation relative ne dépassait pas 3%, tandis que la variation relative maximum dans tout l'entrefer était de 5%.

12. La température.

Pour les températures jusqu'à 50° C un thermostat était placé dans l'entrefer, pour celles jusqu'à 650° C il était remplacé par un four à résistance à bobinage bifilaire, mais sans réglage automatique.

La température était indiquée par un couple argent-constantan soudé à la plaque. Un autre couple préparé avec les mêmes fils a été étalonné par comparaison à des thermomètres à mercure. La f. é. m. était mesurée par voie potentiométrique.

La différence de température maximum entre deux points du thermostat ne dépassait guère $0,1^{\circ}$ C. Dans le four, des thermocouples ad hoc ont montré que, dans les meilleures conditions d'isolement thermique, la différence de température entre les deux amenées de courant était inférieure à $1,5^{\circ}$ C.

13. La différence de potentiel.

On s'est servi pour les mesures de différence de potentiel d'un potentiomètre DIESSELHORST²⁾³⁾ (fig. 5). Potentiomètre, boîte de contrôle et inverseur, les résistances de réglage pour le circuit principal et un milliampèremètre aussi bien que les accumulateurs se trouvaient dans des caisses blindées et thermiquement isolées. Tout le circuit de mesure était également blindé.

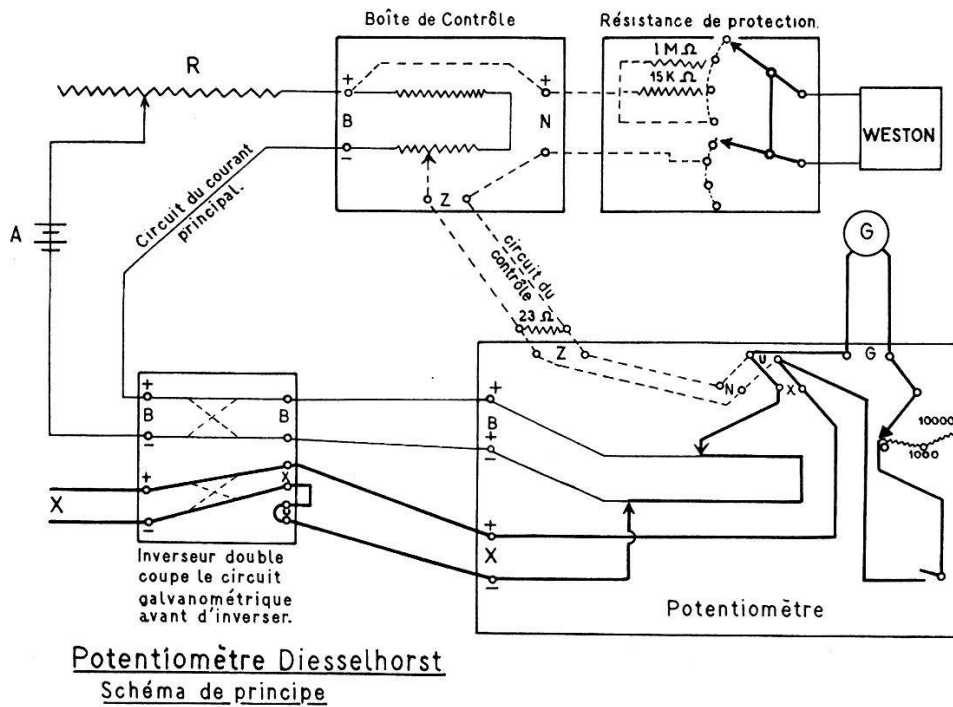


Fig. 5.

Pour éliminer des f. é. m. parasites dont le siège se trouverait dans le circuit de mesure, il suffit d'exécuter chaque mesure avec le courant du potentiomètre dans les deux sens. Ainsi la connaissance de chaque terme de la moyenne (26) nécessite deux lectures; huit déterminations sont donc nécessaires pour la connaissance d'une valeur de ϱ_H .

Résultats.

14. La résistivité.

La fig. 6 illustre les mesures de résistivité. Chaque point représente la moyenne de douze déterminations au moins. Les mesures sont relatives à l'échantillons Ni 30.

Le point 1 a été relevé immédiatement après la préparation de l'échantillon. Ensuite la plaque a été plongée pendant 4 heures dans un bain d'air liquide. Cela suffit pour la mettre dans l'état α fortement magnétique: la résistivité est diminuée notablement (pt 2).

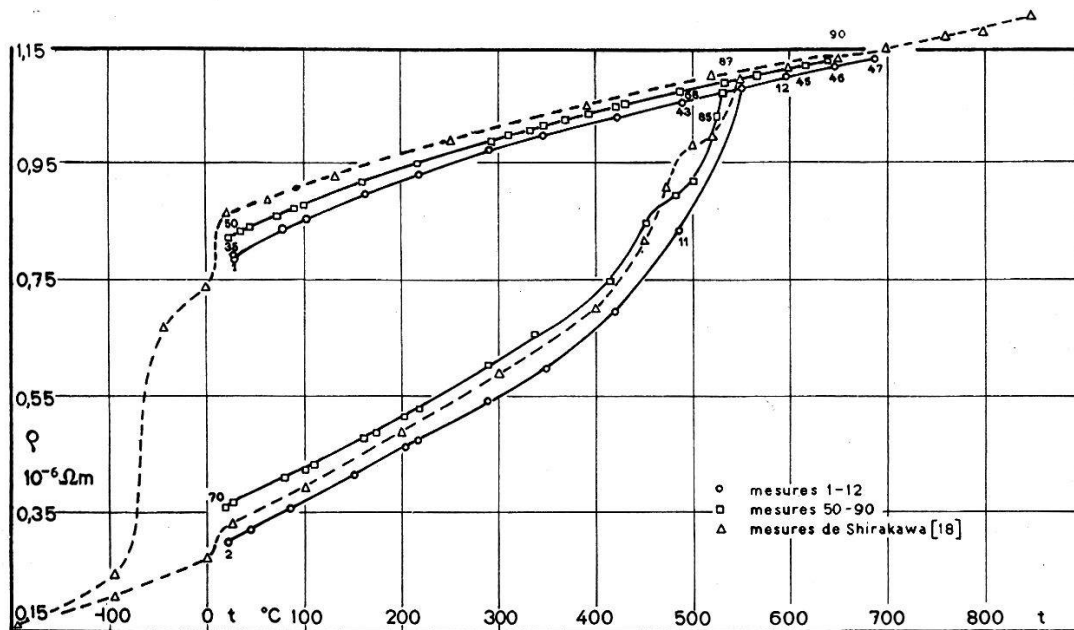


Fig. 6.

Résistivité ρ en fonction de la température t . Alliage Ni 30.

Quand on chauffe, la résistivité croît (pts 2 à 12) en suivant une courbe $\rho(t)$ qui a l'allure caractéristique des ferromagnétiques. Lors du refroidissement (pts 13 à 34), la résistivité reste toujours supérieure à la valeur qu'elle avait à la température correspondante lors du chauffage. Les points figuratifs de ces mesures ne se trouvent pas sur la fig. 6 (ces mesures n'étaient pas accompagnées de mesures de la résistivité de Hall ρ_H). Puisque l'alliage se trouve dans le domaine des transformations réversibles, on trouve les mêmes résultats quand on chauffe à nouveau (pts 35 à 47). Soulignons l'égalité sensible des résistivités au début et à la fin d'un cycle complet d'irréversibilité (pts 1 et 35).

Après ce premier cycle (pts 1 à 47) l'alliage a été maintenu pendant une cinquantaine d'heures à une température de 650°C environ. Ce traitement ne doit pas provoquer de changement notable

des propriétés physiques; tout au plus une transformation de traces de cristaux α non encore transformés peut avoir lieu. En effet; le deuxième cycle (pts 50 à 90) relevé à la suite de ce traitement donne des résultats sensiblement égaux à ceux du premier cycle. L'allure des courbes est la même, le tout se trouvant déplacé un peu vers les résistivités plus élevées.

L'irréversibilité de la résistivité a été observée déjà par SHIRAKAWA¹⁸). Ses résultats pour un ferronickel contenant 30% de Ni sont reportés dans la fig. 6 sans aucune correction.

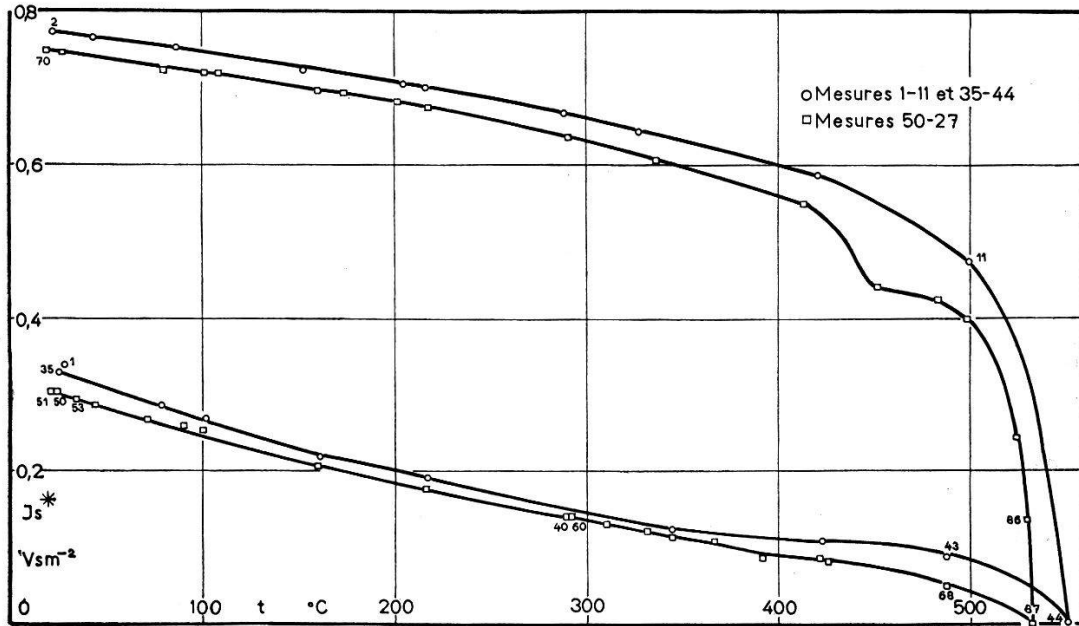


Fig. 7.

Aimantation spontanée J_s^* en fonction de la température. Alliage Ni 30.

A partir des mesures de résistivité et en utilisant la loi d'extrapolation linéaire, il est possible de calculer l'aimantation spontanée à l'aide de la formule (25): $J_s^2 = \Delta\rho/K^2$. La fig. 7 donne les valeurs de $J_s^* = K'\sqrt{\Delta\rho} = K'KJ_s$ en Vs/m². Le facteur arbitraire $K' = 10^3 \text{ V}^{1/2} \text{ m}^{-5/2} \text{ s}$ a été choisi pour donner à J_s^* la dimension et l'ordre de grandeur de J_s .

15. La résistivité de Hall.

Les valeurs de la résistivité de Hall ρ_H de l'alliage Ni 30 se trouvent dans les graphiques des fig. 8 à 10. Chaque valeur est la moyenne de 24 déterminations au moins. Ainsi que pour la résistivité deux cycles ont été parcourus.

Le lecteur remarquera que l'échelle de ρ_H change d'une figure à l'autre; ainsi on peut voir que, même pour les températures élevées (valeurs faibles de ρ_H) les points expérimentaux s'alignent très régulièrement.

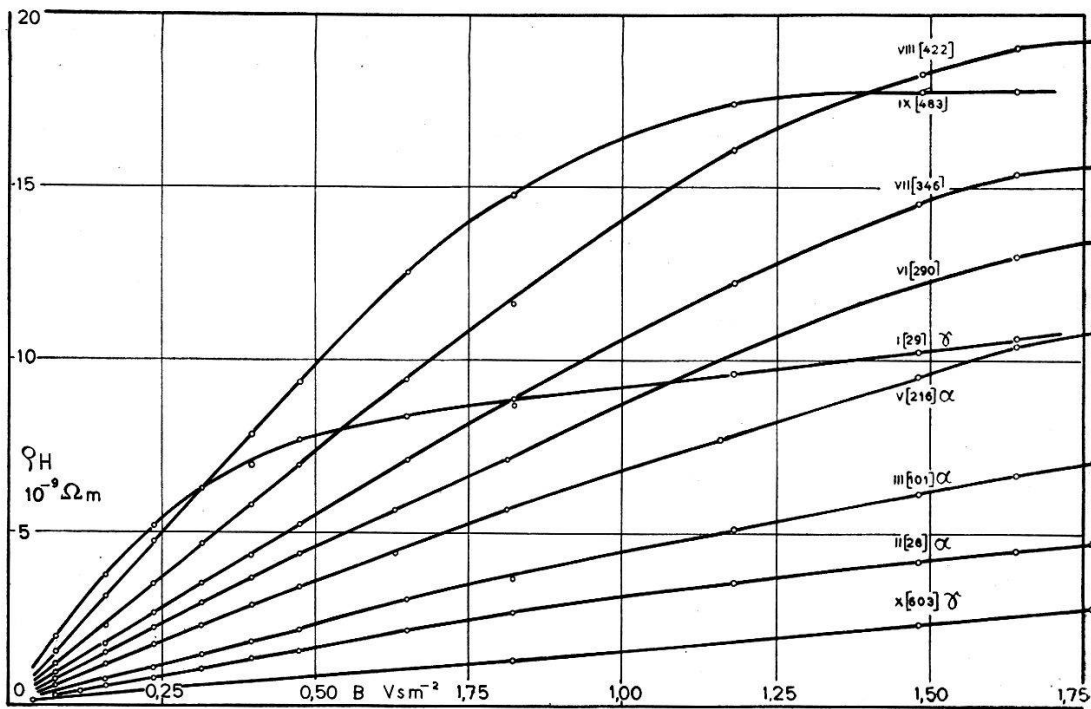


Fig. 8, 9 et 10.

Résistivité de Hall ρ_H en fonction de B , l'induction magnétique dans la plaque. Chaque courbe porte le numéro de série, la désignation de l'état allotropique de l'alliage*) puis entre parenthèses la température en degrés centigrades. (Alliage Ni 30.)

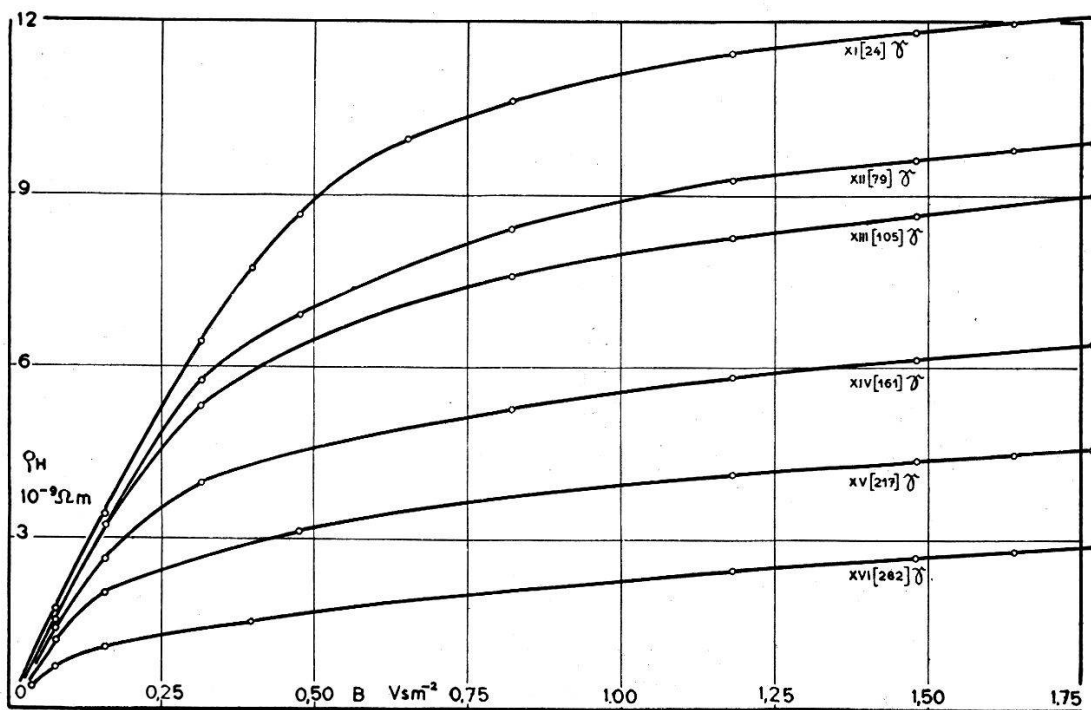


Fig. 9.

*) On a choisi pour les conductivités le symbole γ admis aujourd'hui par convention internationale; ce même symbole désigne également l'un des états allotropiques des alliages.

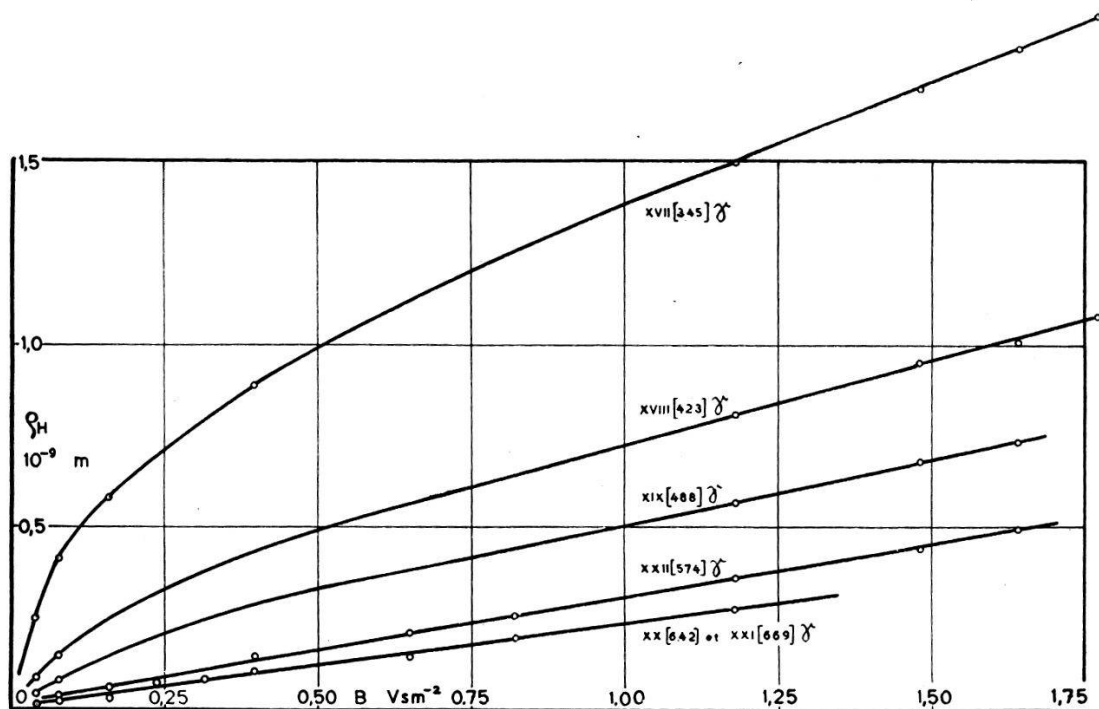


Fig. 10.

Fig. 8: la série I correspond à l'état γ (aimantation faible) de l'échantillon. Après transformation à l'état α (aimantation forte, s. II) la résistivité de Hall se trouve diminuée dans tout l'intervalle de B considéré. Suivant alors les séries III à X relevées à des températures croissantes jusqu'à 603°C (s. X). A cette température l'alliage se trouve de nouveau à l'état γ . Entre les mesures de la fig. 8 et celles de la fig. 9, l'échantillon a été refroidi à 24°C . Comme il a été souligné cette transformation est réversible; l'alliage reste dans l'état γ . Les figures 9 et 10 montrent les séries XI à XXI relatives à l'état γ .

Après ce premier cycle l'alliage a été maintenu pendant une cinquantaine d'heures à une température de 650°C environ. Nous avons déjà dit que ce traitement ne devrait produire aucun changement notable de propriétés physiques de l'échantillon. En fait, les résultats relevés à la suite de ce traitement sont sensiblement égaux à ceux du premier cycle*).

16. Grandeurs caractérisant l'effet Hall aimantation.

Ces grandeurs se trouvent consignées pour l'alliage Ni 30 dans le tableau 1. Les fig. 11 à 18 illustrent les résultats du premier cycle (séries II à XXII)**).

*) Voir à ce sujet ³³).

***) Des résultats supplémentaires se trouvent dans ³³).

Tableau 1.

Résistivité, aimantation spontanée et grandeurs caractérisant l'effet Hall aimantation Alliage Ni 30. Le tableau donne les grandeurs suivantes:

Numéro de série

t = température centigrade

ρ = résistivité

$J_s^* = K' \sqrt{\Delta \rho} = K' K J_s$;

$K' = 10^3 \text{ V}^{1/2} \text{ A}^{1/2} \text{ m}^{-5/2} \text{ s}^a$)

R_1 = constante de HALL aimantation

$$\rho_{HS}^* = R_1 J_s^* = K' K \rho_{HS}$$

$$\varphi_s^* = \rho_{HS}^* / \rho = K' K \varphi_s$$

$$\gamma_{HS}^* = \rho_{HS}^* / \rho^2 = K' K \gamma_{HS}$$

Voir les figures 11–18.

Remarques: a) la valeur de la constante K' a été choisie pour donner à J_s^* la dimension et l'ordre de grandeur de J_s ; b) après un séjour de 4 heures dans un bain d'air liquide; c) après 50 heures à 650° C environ; d) valeurs relatives à l'effet champ.

Série	t	ρ	J_s^*	R_1	ρ_{HS}^*	φ_s^*	γ_{HS}^*
	° C	$10^{-6} \Omega \text{m}$	Vs/m ²	$10^{-9} \text{m}^3/\text{Vs}$	$10^{-9} \Omega \text{m}$	10^{-3}	$10^3 \text{ l}/\Omega \text{m}$
I	29	0,787	0,336	24,2	8,14	10,3	13,1
b) II	28	0,305	0,771	3,28	2,53	8,30	27,2
III	101	0,370	0,745	4,55	3,39	9,16	24,8
IV	187	0,447	0,713	6,52	4,65	10,4	23,3
V	216	0,474	0,701	7,22	5,06	10,7	22,5
VI	290	0,544	0,668	9,30	6,22	11,4	21,0
VII	346	0,597	0,642	11,1	7,09	11,9	19,9
VIII	422	0,695	0,585	14,7	8,57	12,3	17,8
IX	488	0,842	0,468	19,7	9,23	11,0	13,1
X	603	1,094	—	1,16 ^{d)}	—	—	—
XI	24	0,792	0,327	22,1	7,23	9,12	11,5
XII	79	0,837	0,284	20,9	5,94	7,10	8,48
XIII	105	0,856	0,267	19,6	5,21	6,09	7,11
XIV	161	0,897	0,217	17,9	3,89	4,33	4,83
XV	217	0,930	0,190	15,0	2,86	3,07	3,30
XVI	288	0,972	0,140	10,5	1,47	1,52	1,56
XVII	345	0,995	0,124	6,24	0,772	0,775	0,779
XVIII	423	1,027	0,106	2,07	0,220	0,214	0,209
XIX	488	1,053	0,088	1,12	0,0987	0,0937	0,0890
XX	642	1,012	—	0,24 ^{d)}	—	—	—
XXI	669	1,013	—	0,23 ^{d)}	—	—	—
XXII	574	1,091	—	0,30 ^{d)}	—	—	—
c) XXIII	22	0,824	0,305	23,0	7,28	8,83	10,72
XXIV	101	0,880	0,253	20,1	5,10	5,80	6,59
XXV	160	0,921	0,208	14,6	3,03	3,29	3,57
XXVI	218	0,953	0,177	6,79	1,20	1,26	1,32
XXVII	292	0,990	0,140	1,91	0,268	0,270	0,273
XXVIII	310	0,999	0,131	1,60	0,210	0,210	0,210
XXIX	328	1,006	0,126	1,44	0,183	0,182	0,180
XXX	346	1,015	0,113	1,33	0,151	0,149	0,146
XXXI	363	1,022	0,110	1,17	0,128	0,126	0,123
XXXII	391	1,036	0,085	1,37	0,116	0,112	0,108
XXXIII	423	1,047	0,085	1,01	0,0884	0,0826	0,0784
XXXIV	490	1,076	0,040	0,926	0,0370	0,0344	0,0320
b) XXXV	26	0,365	0,744	4,22	3,14	8,58	23,5
XXXVI	80	0,413	0,724	5,04	3,66	8,86	21,5
XXXVII	102	0,427	0,720	5,39	3,88	9,09	21,3
XXXVIII	161	0,480	0,696	6,60	4,53	9,43	19,7

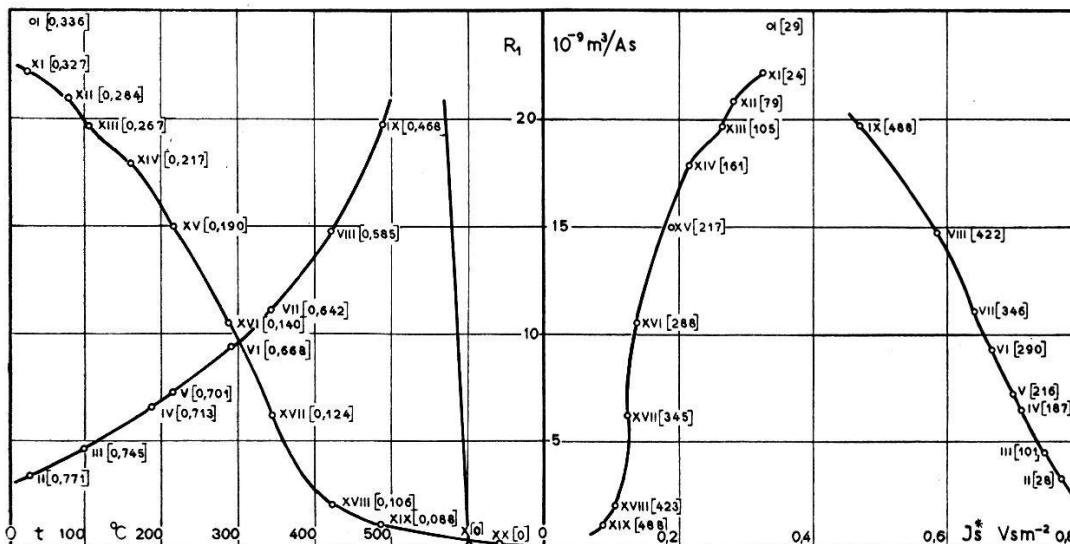


Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 11 – 18.

Grandeurs caractérisant l'effet Hall aimantation en fonction de la température t ou de $J_s^* = K'KJ_s$, grandeur proportionnelle à l'aimantation spontanée J_s . Chaque point porte le numéro de série et entre parenthèses la valeur de J_s^* ou de t . (Alliage Ni 30.)

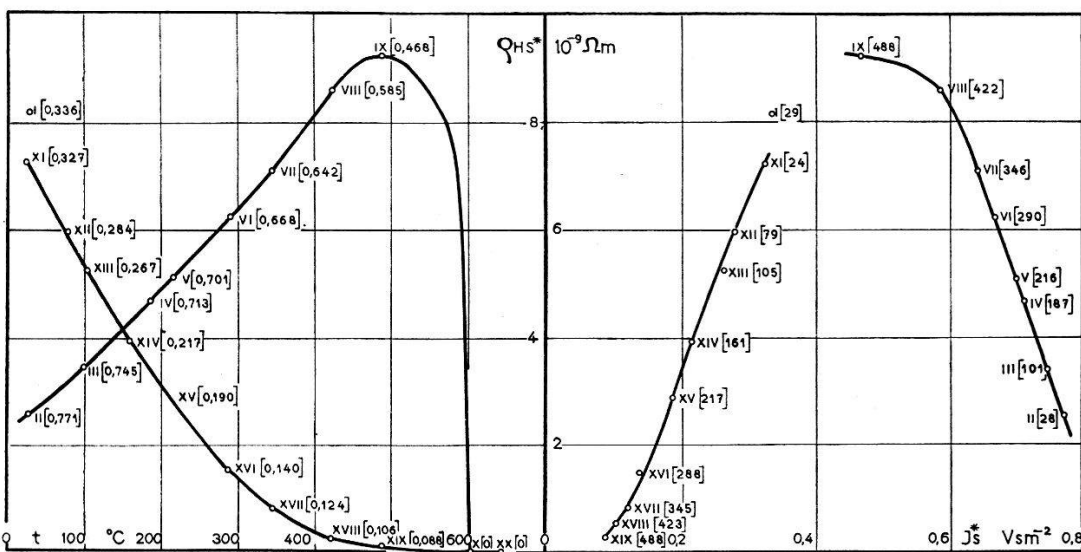


Fig. 13.

Fig. 14.

En examinant les représentations en fonctions de la température une particularité s'impose immédiatement: pour toutes les grandeurs à l'exception de la conductivité de Hall spontanée γ_{Hs}^* , la courbe relative aux états à aimantation forte et celle relative aux états à aimantations faibles se croisent. Pour certaines températures, ces grandeurs croissent avec l'aimantation spontanée croissante, pour d'autres elles décroissent dans les mêmes conditions. Les représentations en

fonction de l'aimantation spontanée révèlent ce même état de choses. Aucune loi simple ne se dégage de ces courbes. Pour $\gamma_{H_s}^*$ par contre, les deux représentations montrent que *la conductivité de Hall spontanée $\gamma_{H_s}^*$ croît avec l'intensité d'aimantation spontanée croissante et avec la température décroissante aussi bien sur la branche à forte aimantation que sur celle à faible aimantation.* De plus la forme de la courbe est sensiblement la même pour les deux séries d'états.

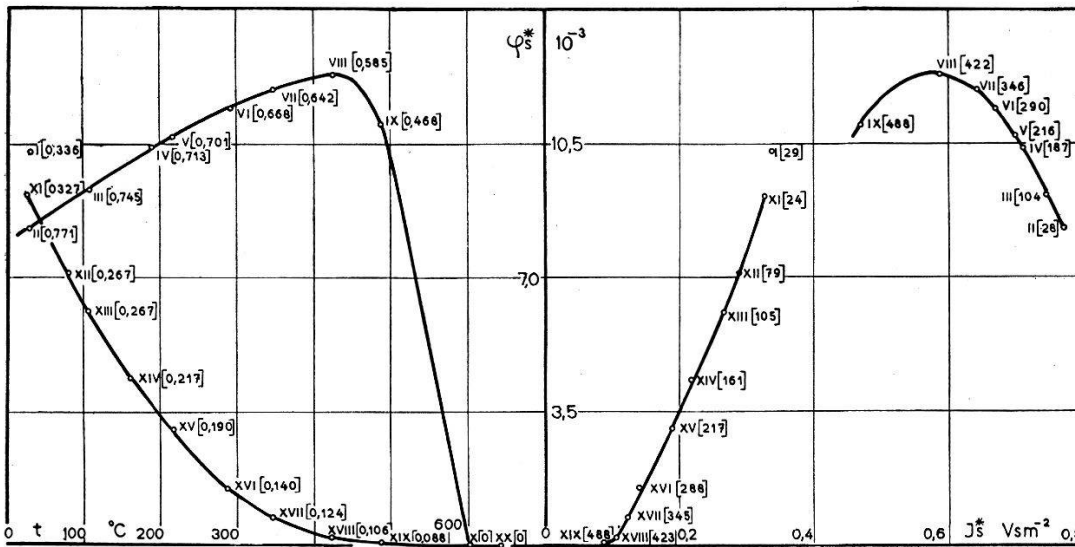


Fig. 15.

Fig. 16.

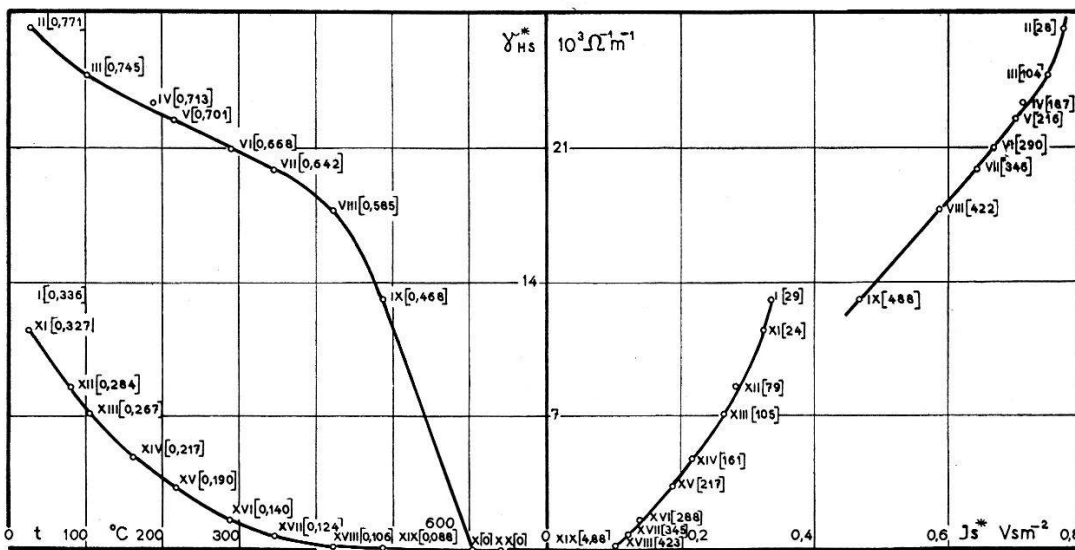


Fig. 17.

Fig. 18.

On peut dégager une loi simple de ces données. Relevons à cet effet, pour une température donnée, la différence ΔJ_s^* entre l'intensité de l'aimantation spontanée J_s^* dans l'état fortement et dans l'état faiblement magnétique et aussi la différence $\Delta \gamma_{H_s}^*$ entre

les conductivités spontanées de Hall correspondantes. Ces différences sont sans exception du même signe. Formons leur quotient C . Nous trouvons qu'il est indépendant de la température (voir le tableau 2 et la fig. 19):

$$C = \frac{\Delta \gamma_{Hs}^*}{\Delta J_s^*} = \frac{K K' \Delta \gamma_{Hs}}{K K' \Delta J_s} = \frac{\Delta \gamma_{Hs}}{\Delta J_s} = 36,5 \frac{\text{Am}}{\text{V}^2 \text{s}} \quad (27)$$

avec une erreur quadratique moyenne de 1%. De plus, la valeur de C est indépendante de la valeur inconnue de la constante K et de celle, arbitrairement choisie de K' introduites à la fin du paragraphe 14. Ainsi: *à température constante la variation de la conductivité spontanée de Hall est proportionnelle à la variation de l'aimantation spontanée.*

Si l'on considère l'aimantation spontanée J_s et la température t comme variables indépendantes, la relation entre γ_{Hs} , J_s et t doit s'exprimer par une loi de la forme

$$\gamma_{Hs}(J_s, t) = A(t) + C J_s. \quad (28)$$

Ainsi les dépendances de l'aimantation spontanées et de la température se trouvent disjointes.

Il est clair, cependant, que les conclusions (27) et (28) sont seulement nécessaires, et qu'elles n'épuisent pas la régularité manifestée

Tableau 2.

t	$C = \Delta \gamma_{Hs} / \Delta J_s$
$^{\circ} \text{C}$	$\text{V}^{-2} \text{Ams}^{-1}$
26	35,3
79	37,1
103	36,9
161	37,3
217	37,7
289	36,8
346	36,9
423	36,7
488	34,2

par les courbes des fig. 25 et 26. La proportionnalité entre $\Delta \gamma_{Hs}$ et ΔJ_s est en effet compatible avec des courbes d'aspects beaucoup plus compliqués.

KOMAR et VOLKENCHTEIN²³⁾ (travaillant avec des alliages Ni-Mn) ont trouvé, en désaccord avec les résultats exposés ici, une propor-

tionnalité entre la variation de la constante de HALL aimantation et la variation du carré de l'aimantation spontanée:

$$\Delta R_1 = C' \Delta (J_s^2). \quad (29)$$

On voit que cette formule ne peut pas rendre compte du fait (voir la fig. 11) qu'à un $\Delta (J_s^2)$ positif correspond dans un certain intervalle de température (0°C à 300°C) un ΔR_1 négatif, dans un autre (300°C à 600°C) par contre un ΔR_1 positif.

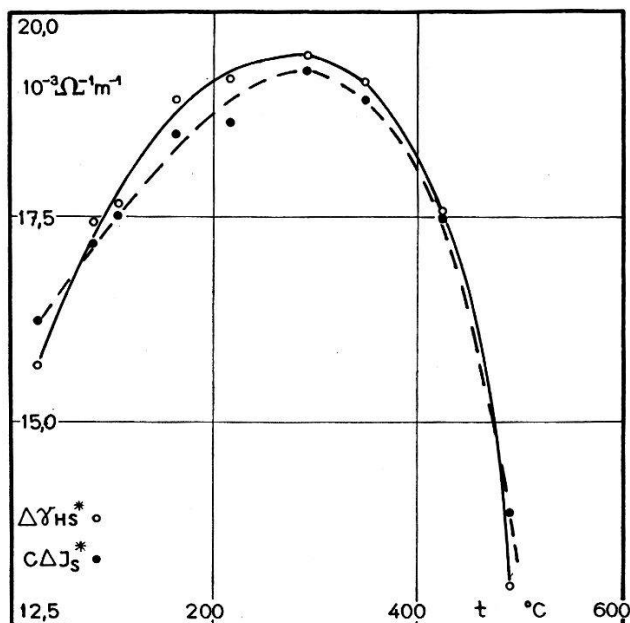


Fig. 19.

ΔJ_s^* est, pour une température donnée, la différence des valeurs de J_s^* dans l'état fortement aimanté et dans celui à faible aimantation; $\Delta \gamma_{Hs}^*$ est la différence entre les valeurs de γ_{Hs}^* correspondantes. Leur rapport C ne dépend plus des constantes K et K' . (Alliage Ni 30.)

17. Variation de la résistivité dans un champ magnétique.

Dans tout ce travail, nous avons négligé la variation de la résistivité dans un champ magnétique et remplacé dans toutes les formules ρ_{\perp} par ρ (voir § 2). La fig. 20 donne un exemple de la variation de résistivité et montre qu'à la précision de nos mesures il est légitime de la négliger.

Il s'agit là d'ailleurs, comme l'a montré PERRIER¹²⁾, d'un effet de *second ordre*. La modification $\Delta \rho$ de la résistivité due à l'aimantation spontanée (§ 8) est l'effet de *premier ordre*: l'aimantation spontanée provoque une diminution de la résistivité qui peut atteindre la moitié de sa valeur en l'absence d'aimantation spontanée ou davantage encore. La différence $\rho_{\perp s} - \rho$, par contre, n'est liée

qu'à l'anisotropie de la modification par l'aimantation. En utilisant la relation (22) on trouve :

$$\rho_{\perp s} - \rho = -1/3 (\rho_{\parallel s} - \rho_{\perp s}) \quad (30)$$

cette différence n'est qu'une fraction de la modification totale.

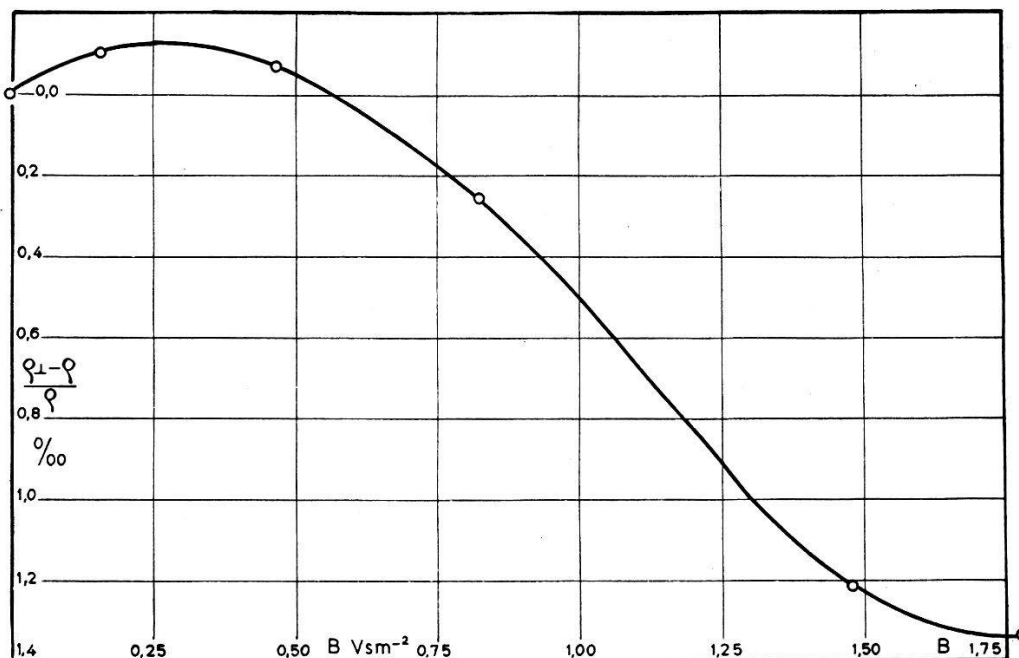


Fig. 20.

Variation relative de la résistivité $(\rho_{\perp} - \rho)/\rho$ en fonction de l'induction magnétique B . (Alliage Ni 31 à 30° C.)

Appendice.

A 1. L'effet Hall après saturation.

Nous n'avons pas étudié systématiquement l'effet Hall après saturation; les ferronickels employés étaient malaisément saturables. Néanmoins, certains aspects intéressants de ces phénomènes ont pu être observés.

D'après nos connaissances sur les propriétés magnétiques des ferronickels, pour un tel alliage contenant 30% de Ni, nous devrions trouver sur la branche à aimantation faible vers 130° C le point de Curie de la phase γ . En examinant les courbes des graphiques 11 à 18, nous trouvons sur certaines d'elles des irrégularités entre les points XIII et XIV, autour de 130° C précisément, mais ces irrégularités ne sont pas prononcées.

Prenons, par contre, sur les courbes $\rho_H(B)$ la pente P de la droite constituée par les valeurs de ρ_H correspondant à des valeurs élevées de B (voir la fig. 2). Pour des températures différant suffisamment

de celle de Curie, cette pente est égale à la constante de Hall champ ($P = R_0$), mais au voisinage du point de Curie, il faut tenir compte de la valeur notable de la susceptibilité et $P \neq R_0$ ²⁷). Pour cette même raison, P présente un maximum aigu au voisinage du point de Curie (fig. 21). Cette propriété renseigne d'une manière très commode sur l'état magnétique de l'échantillon.

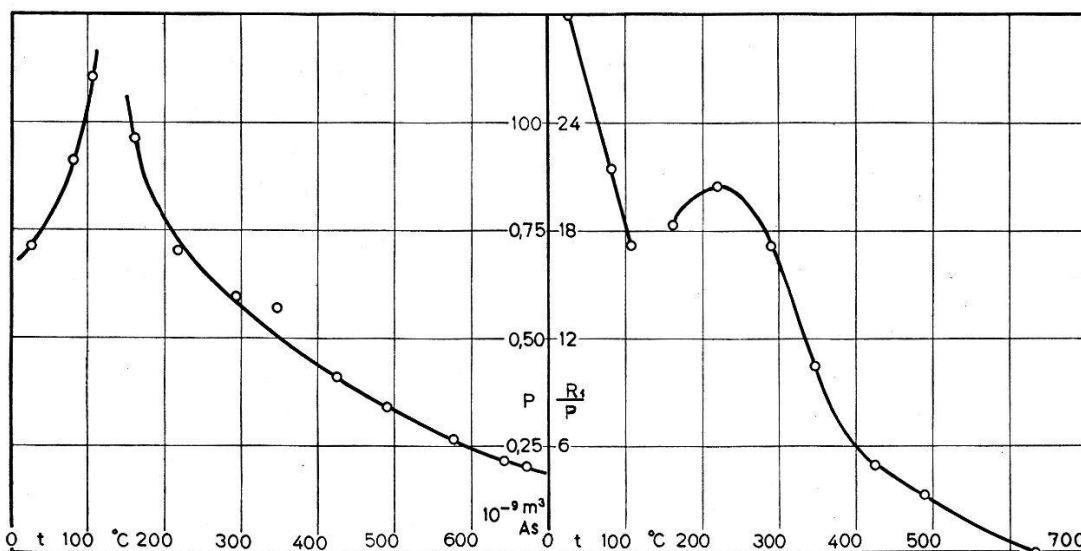


Fig. 21.

Fig. 22.

Les grandeurs P et R_1/P au voisinage du point de Curie. Echantillon Ni 30, état γ . (Détails dans le texte.)

La figure 22 montre la grandeur R_1/P en fonction de la température t . Elle a un minimum (relatif) au point de Curie. Pour des températures suffisamment éloignées de celle de Curie, cette grandeur est égale au paramètre de champ ($R_1/P = \alpha$).

A 2. Résistivité et constante de Hall aimantation dans la série des ferronickels.

Notons encore quelques résultats concernant l'échantillon Ni 31, utiles dans la discussion suivante.

Tableau 3.

Résistivité, aimantation spontanée et constante de Hall. (Alliage Ni 31.)

t	ρ	R_1	R_0	J_s
°C	$10^{-6} \Omega m$	$10^{-9} m^3/As$	$10^{-9} m^3/As$	Vs/m ²
30	0,866	26,6	0,96	0,625
40	0,883	27,0	1,29	0,573
50	0,899	27,1	1,17	0,537

L'aimantation spontanée a pu être évaluée à l'aide de la méthode illustrée par la fig. 2.

Le rôle de la résistivité pour la compréhension de l'effet Hall est important. PERRIER¹¹⁾ a établi que la connaissance de l'effet Hall nécessite la détermination de deux paramètres, la résistivité et la résistivité de Hall par exemple. Dans ce travail la résistivité a servi en outre à l'évaluation de l'aimantation spontanée. De plus, JAN³⁰⁾ a trouvé que, pour un même métal, la constante de Hall aimantation s'accroît quand la résistivité s'accroît. Ces mêmes liaisons entre constante de Hall et résistivité se retrouvent encore dans la série des ferronickels.

SMITH⁵⁾ déjà avait mesuré l'effet Hall de certains ferronickels. Son travail n'englobait pas des concentrations entre 13% et 56% de Ni. Les résultats communiqués dans ce mémoire concernent des échantillons dont la teneur en nickel se trouve précisément entre

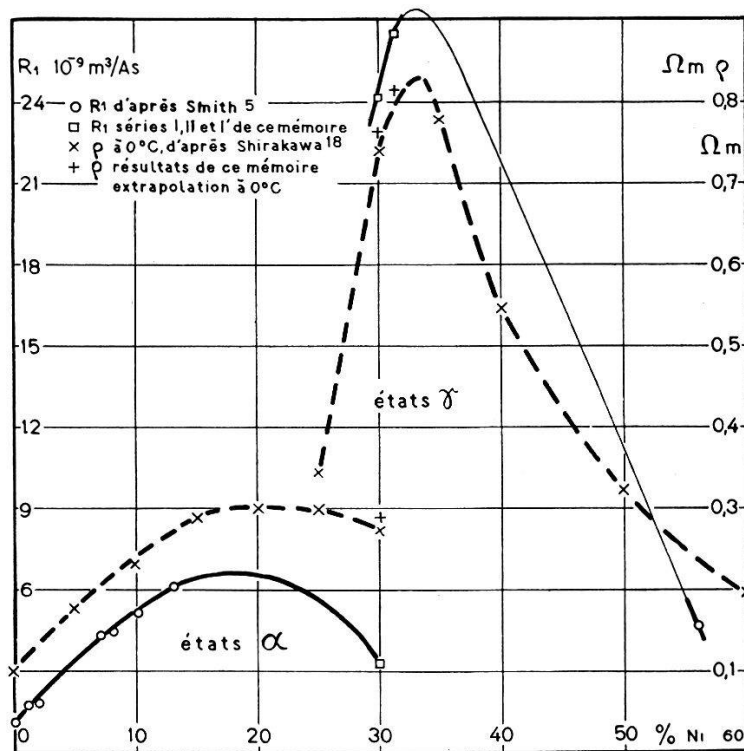


Fig. 23.

Résistivité et constante de Hall aimantation dans la série des ferronickels.

ces deux limites. La fig. 23 représente les valeurs de la constante de Hall aimantation en fonction du pourcentage de nickel de l'alliage. Si l'on porte sur ce même graphique la résistivité, on constate que ces deux grandeurs manifestent un maximum accentué au voisinage de la teneur 34% de nickel (qui marque d'ailleurs la limite entre les alliages irréversibles et réversibles). Les deux courbes ont, grosso modo, le même aspect : *dans la série des ferronickels, la constante de Hall aimantation est d'autant plus grande que la résistivité est plus élevée.*

Je remercie vivement le Prof. PERRIER pour l'intérêt qu'il a continuellement voué à ces recherches.

Lausanne, Laboratoire de Physique de l'Université.

Bibliographie.

- 1) A. KUNDT, Wiedm. Ann. **49**, 257 (1893).
 - 2) H. DIESSELHORST, Z. Instk. **26**, 173 (1906).
 - 3) H. DIESSELHORST, Z. Instk. **28**, 1, 38 (1908).
 - 4) B. CABRERA et J. TORROJA, An. Soc. Esp. Fis. Quim. **11**, 1 (1913).
 - 5) A. W. SMITH, Phys. Rev. [2] **17**, 23 (1921).
 - 6) M. PESCHARD, Rev. Métallurgie **22**, 490, 581, 663 (1925).
 - 7) A. PERRIER, Arch. Sci. phys. et nat. Genève [5] **9**, 347 (1927).
 - 8) A. W. SMITH et R. W. SEARS, Phys. Rev. [2] **34**, 1466 (1929).
 - 9) P. WEISS et R. FORRER, Ann. Phys. **12**, 279 (1929).
 - 10) W. GERLACH et K. SCHNEIDERHAHN, Ann. Phys. [5] **6**, 772 (1930).
 - 11) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **3**, 317 (1930).
 - 12) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **3**, 400 (1930).
 - 13) E. M. PUGH, Phys. Rev. [2] **36**, 1503 (1930).
 - 14) E. M. PUGH et T. W. LIPPERT, Phys. Rev. [2] **36**, 709 (1932).
 - 15) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **6**, 461 (1933).
 - 16) W. GERLACH, H. BITTEL et S. VELAYOS, Ber. Bayr. Akad. Wiss. math.-naturw. Abt. **81** (1936).
 - 17) J. KIKOIN, Sow. Phys. **9**, 1 (1936).
 - 18) Y. SHIRAKAWA, Sci. Rep. Tôhoku Univ. [1] **27**, 485 (1939).
 - 19) A. T. PICKLES et W. SUCKSMITH, Proc. roy. Soc. **175**, 331 (1925).
 - 20) M. KOHLER, Ann. Physik [5] **40**, 601 (1941).
 - 21) K. HOSELITZ et W. SUCKSMITH, Proc. roy. Soc. **181**, 303 (1943).
 - 22) I. ISENBERG, B. R. RUSSEL et R. F. GREENE, Rev. Sci. Instr. **19**, 685 (1948).
 - 23) A. KOMAR et N. VOLKENCHTEIN, Dokl. Akad. Nauk SSSR. **60**, 785 (1948).
 - 24) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **21**, 431 (1948).
 - 25) E. M. PUGH, N. ROSTOKER et A. SCHINDLER, Phys. Rev. [2] **80**, 688 (1950).
 - 26) J. VOLGER, Phys. Rev. [2] **79**, 1023 (1950).
 - 27) N. ROSTOKER et E. M. PUGH, Phys. Rev. [2] **82**, 125 (1951).
 - 28) K. HOSELITZ, Ferromagnetic Properties of Metals and Alloys, (Oxford 1952).
 - 29) J.-P. JAN et H. M. GIJSMAN, Physica **18**, 677 (1952).
 - 30) J.-P. JAN, Helv. Phys. Acta **25**, 677 (1952).
 - 31) E. M. PUGH et N. ROSTOKER, Rev. mod. Phys. **25**, 151 (1953).
 - 32) E. ASCHER, Helv. Phys. Acta **27**, 20 (1954).
 - 33) E. ASCHER, Mémoire déposé à la Bibliothèque Cantonale et Universitaire de Lausanne.
 - 34) A. PERRIER et E. ASCHER, C. R. Ac. Sc. Paris **240**, 1066 (1955).
-