

ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES NOYAUX EN FER PULVÉRISÉ

THÈSE

PRÉSENTÉE

**A L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE
ZURICH**

POUR L'OBTENTION DU

GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

LÉONARD C. HENTSCH

DE GENÈVE ET NETSTAL

RAPPORTEUR: M. LE PROF. E. BAUMANN

CORAPPORTEUR: M. LE PROF. DR F. TANK

BERNE 1945

IMPRIMERIE DES HOIRS C.-J. WYSS

Leer - Vide - Empty

TABLE DES MATIÈRES

PREMIÈRE PARTIE	
Introduction.	Page
Les noyaux	5
Le magnétisme	6
Littérature	9
Brevets.	9
DEUXIÈME PARTIE	
Réalisation.	
La fabrication	11
La mesure	12
TROISIÈME PARTIE	
Recherches.	
La perméabilité	18
Les pertes	28
Conclusion	32

Leer - Vide - Empty

Etude des propriétés magnétiques des noyaux en fer pulvérisé

PREMIÈRE PARTIE

INTRODUCTION

1. Les noyaux en fer pulvérisé: découverte, développement, réalisation.
2. Le magnétisme:
 - a. Le champ magnétique,
 - b. L'induction,
 - c. La perméabilité,
 - d. L'aimantation,
 - e. Théorie du magnétisme,
 - f. Les pertes d'énergie,
 - g. Le champ d'un solénoïde et la loi d'Ohm du magnétisme.
3. Littérature:
 - a. Les livres,
 - b. Les périodiques.

1. Les noyaux

L'étude de la technique des télécommunications révèle l'emploi toujours plus répandu de noyaux en fer pulvérisé, dont les propriétés magnétiques permettent l'utilisation aux fréquences déjà élevées des systèmes modernes de téléphonie à ondes porteuses, pour ne citer qu'un seul exemple.

Cette constatation nous a incité à soumettre certaines de leurs propriétés à un examen plus poussé qui fait l'objet de ce travail.

Il ne nous a pas semblé inutile de rechercher, à ce propos, quelles sont les origines et quelle a été l'évolution de cette technique, dont l'application s'est généralisée dans une large mesure depuis la guerre de 1914 à 1918.

A notre connaissance, la première étude des propriétés magnétiques des noyaux en fer divisé remonte à Heaviside (*The electrician*, 1884, p. 133; *Induction in a divided core*). En dehors de la littérature physique ou technique, dont il sera fait mention plus loin, la réalisation industrielle du noyau de fer pulvérisé a retenu notre attention, et il nous a paru que la meilleure source serait l'examen des brevets déposés sur le sujet dans différents pays.

L'abondance des brevets étrangers déposés à l'Office allemand des patentes dont le système de classification facilite grandement les recherches, permet de croire que leur étude donne une idée suffisante de l'évolution dans son ensemble. Nous avons cependant relevé aussi les brevets suisses,

d'origine d'ailleurs exclusivement étrangère, et quelques brevets américains.

En 1899, le brevet américain 421 067, où Currie parle d'un noyau pour électro-aimants, à base «de fils, de paillettes ou de poudre de fer, mélangés à un silicate et à de l'amiante», contient la première mention d'un matériel électromagnétique en fer pulvérisé. En 1901, l'A. T. T. Co. brevète un procédé d'isolation par oxydation superficielle d'une masse magnétique pour noyaux à base de fer pulvérisé, de fils, feuilles, ou bandes (USA. 705 935).

En Europe, Siemens & Halske mentionnent, les premiers, «un noyau magnétique composé d'une matière magnétique finement pulvérisée et maintenue par un élément liant et isolant» (USA Pat. 716 206, 1902).

Hilpert, Berlin, brevète en 1909 un procédé de fabrication d'une masse magnétique de faible conductibilité, par compression de mélanges magnétiques, obtenus par la réduction d'oxydes (DRP 226 347 et 227 788).

Ces essais semblent cependant n'avoir eu qu'une valeur expérimentale et n'ont guère été appliqués pratiquement. Les noyaux pour bobines de Pupin, en particulier, étaient fabriqués exclusivement à partir de bandes ou de fils métalliques. La guerre de 1914 à 1918, en interdisant aux Américains l'importation, sinon du fil, du moins des diamants nécessaires à sa fabrication, les obligea à adopter le noyau de fer pulvérisé et comprimé, que la Western Electric (Speed et Elmen) mentionne en 1915 (DRP 341 678).

On retrouve cette tendance dès 1916 chez les sociétés européennes des groupes américains (Bell, Standard). Les seules firmes allemandes dont il soit fait mention à cette époque, sont Huth et Løwe, Berlin, qui brevètent en 1916 un procédé de fabrication de noyau en matériel pulvérisé (DRP 305 048), puis, en 1919, Schröder, Berlin (DRP 336 507).

Ce n'est qu'en 1923 et dans les années suivantes que le noyau en fer pulvérisé a été généralement introduit dans l'industrie européenne (1923: A. E. G. DRP 399 167 — Siemens \boxplus Pat. 107 957 — Felten & Guillaume Carlswerk \boxplus Pat. 107 459; 1925: I. G. Farben DRP 473 380).

La poudre utilisée était à l'origine du fer électrolytique (Western Electric) ou de l'éponge de fer (Siemens) pulvérisés.

Par la suite, on a fait usage également des divers alliages hautement magnétiques, en particulier du fer et du nickel (Bell, Standard, Philips), réduits en poudre par des moyens mécaniques.

En 1925, l'I. G. Farben brevète l'emploi d'une poudre obtenue par réduction du carbonyle de fer. Cette poudre réunit les avantages d'une très grande pureté et d'une extrême finesse; les différentes particules sont parfaitement sphériques et d'un diamètre très régulier inférieur à 0,01 mm. Dès cette date, elle semble avoir été utilisée par l'industrie allemande en général (I. G. Farben, Siemens, Felten & Guillaume).

La General Electric Cy. brevète, en 1930, un procédé donnant une poudre de fer légèrement agglomérée par réduction d'oxydes finement pulvérisés; de même, l'Heraeus Vakuumschmelze A.G. obtient un alliage sous forme de poudre à partir d'un mélange des oxydes cristallisés.

Ces matériaux de base peuvent subir différents traitements mécaniques ou thermiques, après ou avant addition de l'isolant; ils sont ensuite soumis à la pression qui en fera des noyaux solides. Le traitement le plus répandu consiste à porter la poudre de fer à une température inférieure à son point de fusion, soit dans le vide, soit dans une atmosphère gazeuse indifférente (spécialement dans l'azote), éventuellement après lui avoir fait subir un traitement réducteur dans l'hydrogène (I. G. Farben, Standard, Hartstoff Metall A.G., Bell).

Avant de la passer sous presse, on mélange la poudre ainsi obtenue à une matière plastique qui doit remplir deux tâches distinctes:

1. isoler parfaitement les différentes particules les unes des autres, pour augmenter le plus possible la résistance électrique du noyau;
2. les lier entre elles de manière à assurer sa solidité mécanique.

Alors que la tendance actuelle est de confier ces deux tâches à la même matière, on a souvent au début, cherché à assurer l'isolation des particules en les recouvrant d'une couche d'oxyde ou d'une combinaison non conductile du métal (Bell, Standard, Deutsche Kabelwerke, Associated Electric Laboratories Inc.).

Aujourd'hui on rencontre toutes espèces d'isolants,

plastiques: résines, sucres (I. G. Farben, Neue Telephon G. m. b. H.); huiles, collophanes, cires (Siemens, Lorenz, Ass. El. Labor.);

non plastiques et réfractaires: verre en poudre, kaolin (A. E. G., I. G. Farben, Callender's Cables).

Le mélange s'effectue à sec ou sous forme liquide: solution de borax, laques (Hartstoff Metall A.G.).

La poudre ainsi préparée est alors soumise, dans une matrice de la forme désirée, à une pression pouvant s'élever jusqu'à 19 tonnes par centimètre carré (I. G. Farben). Cette pression est souvent appliquée à une certaine température (environ 100°), pour augmenter la plasticité de la masse liante et, partant, l'homogénéité et les qualités mécaniques du noyau (A. E. G.).

Indépendamment des traitements thermiques que l'on peut faire subir au noyau sous sa forme définitive, à condition que la masse isolante soit réfractaire, on le portera généralement à une température voisine de 130° pendant quelques jours, pour en assurer le vieillissement.

Les noyaux en fer pulvérisé ainsi fabriqués ont une perméabilité qui varie selon le pourcentage d'isolant et la nature de la masse magnétique; elle peut s'élever jusqu'à > 100 .

Cette perméabilité change relativement peu avec le champ et avec la fréquence appliquée; les pertes sont extrêmement faibles, comparées à celles d'un noyau en fils ou bandes: c'est la raison pour laquelle l'emploi de fréquences toujours plus élevées a entraîné un tel développement de la technique des noyaux à base de poudre magnétique.

L'industrie suisse n'ayant jamais développé la fabrication de semblables noyaux, en importait la quantité nécessaire à couvrir ses besoins (A. E. G. Siemens, Vogt, Bell, etc.); elle s'est heurtée dès 1940 aux difficultés d'importation suscitées par la guerre. C'est alors que M. le Professeur Baumann, de l'Institut de courants faibles de l'E. P. F., a entrepris, d'entente avec la firme Hasler SA. à Berne, l'étude et la fabrication d'un noyau en fer pulvérisé pouvant remplacer les produits étrangers que l'on ne pouvait plus obtenir en Suisse.

C'est au cours de ces recherches qu'est né le présent travail.

2. Le magnétisme

Avant d'étudier les propriétés de nos noyaux, il ne nous a pas semblé inutile de rappeler brièvement quelques notions fondamentales de la théorie du magnétisme.

a. Le champ magnétique

On appelle « champ magnétique d'un système » l'espace dans lequel l'action de ce système sur un aimant est appréciable. L'intensité H est déterminée pour chaque point du champ, en grandeur et en direction, par la force agissant sur un pôle-unité.

On dit qu'un pôle a une masse magnétique de la valeur d'une unité, lorsqu'il exerce sur un pôle semblable distant de 1 cm la force d'une dyne.

Le chemin que parcourrait ce pôle sous l'influence du champ est une ligne de force. La densité

des lignes de force donne la valeur de l'intensité du champ, la tangente aux lignes, sa direction. On dit que le champ est de 1 Oerstedt, lorsque la force exercée sur le pôle-unité est de 1 dyne; on admet alors qu'il y a une ligne de force par cm². Il découle de ces définitions que le pôle-unité émet 4 π lignes de force et qu'un pôle de masse magnétique m en émettra 4 π m.

b. L'induction

Si l'on introduit un corps dans un champ magnétique, ce corps est magnétisé et présente les caractéristiques d'un aimant permanent. La masse magnétique m de cet aimant est supposée concentrée dans ses extrémités libres appelées pôles; elle est proportionnelle au champ et dépend de la forme et des propriétés du corps.

On appelle intensité magnétique J le rapport

$$J = \frac{m \cdot l}{v} \text{ qui se ramène à}$$

$$J = \frac{m}{q} \text{ dans le cas d'un cylindre,}$$

et susceptibilité magnétique κ la relation

$$\kappa = \frac{J}{H}$$

Aux lignes de force H du champ magnétique primaire, viennent donc s'ajouter les 4 π m lignes qu'émet l'aimant d'intensité magnétique J, placé dans le champ.

La somme des lignes de force passant par le corps de section q, ou flux d'induction, sera alors

$$\Phi = q \cdot H + 4 \pi m$$

et l'induction $B = \frac{\Phi}{q} = H + 4 \pi \frac{m}{q} = H + 4 \pi J$ (en Gauss.)

c. La perméabilité

On a, entre le champ et l'induction qu'il produit, la relation $B = \mu \cdot H$, dans laquelle μ est un facteur de proportionnalité non constant, appelé « perméabilité » de la matière.

$$B = \mu \cdot H = H + 4 \pi J = H (1 + 4 \pi \kappa)$$

$$\mu = 1 + 4 \pi \kappa.$$

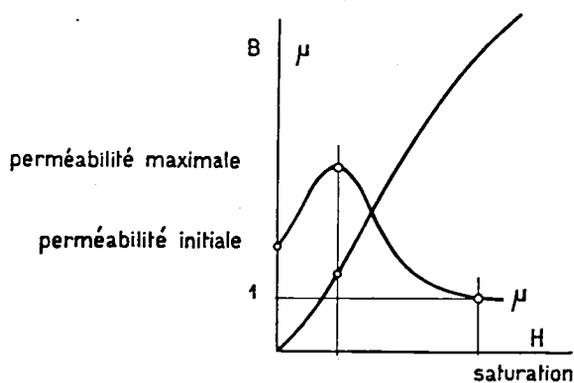


Fig. 1. Variation de l'induction et de la perméabilité en fonction du champ.

Les substances sont dites diamagnétiques ou paramagnétiques lorsque leur μ est légèrement inférieur ou supérieur à 1.

La perméabilité des substances ferromagnétiques, qui nous intéressent, peut s'élever à 10⁶. Cette valeur n'est pas constante; en particulier, elle diminue avec une augmentation de la température: à celle du point de Curie, il n'y a plus ferromagnétisme, mais un simple paramagnétisme.

La valeur de μ varie aussi avec le champ appliqué, comme le montre la fig. 1.

d. L'aimantation

Si l'on fait varier autour de O, le champ H dans lequel se trouve plongé un corps magnétique, on constate que l'induction B décrit une courbe fermée appelée cycle d'aimantation (fig. 2).

courbe de magnétisation primaire

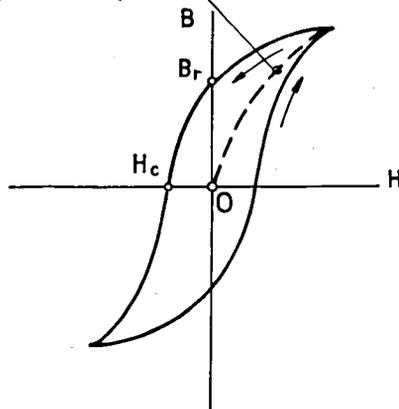


Fig. 2. Cycle d'aimantation.

Ewing a nommé « hystérésis magnétique », le retard de l'induction sur le champ. On appelle « aimantation résiduelle B_r » la valeur de l'induction pour $H = 0$ dans le cycle d'aimantation, et « champ coercitif H_c » le champ négatif nécessaire à ramener l'induction à 0.

On distingue les corps magnétiquement doux (μ_{\max} grand, B_r grand, H_c petit, courbe d'aimantation raide et étroite) et les corps magnétiquement durs (μ_{\max} faible, B_r moyen, H_c moyen, courbe plate et large).

Les courbes d'aimantation se transforment beaucoup selon la manière dont varie le champ, la température et les actions physiques que subit le corps éprouvé.

e. Théorie du magnétisme

Ces phénomènes ont fait l'objet de nombreuses explications dont les plus connues sont celles de Poisson (1820), Weber (1852), Maxwell (1870) et Wiedemann. Les théories modernes se groupent cependant généralement autour de la théorie moléculaire exposée par Ewing dans son livre « Magnetic induction in iron and other metals » (Cambridge 1891).

Les propriétés magnétiques des corps sont dues à la rotation des électrons négativement chargés autour du noyau positif de l'atome. Cette rotation produit un moment magnétique. L'influence des électrons tournant sur des orbites différentes a tendance à se compenser pour les corps para- et diamagnétiques, mais cet équilibre est rompu chez les corps ferromagnétiques qui ont une polarité définie pour chaque atome.

Par influence réciproque (exchange forces), les atomes ont tendance à disposer leur axe d'aimantation en parallèle. C'est ainsi que les corps ferromagnétiques sont répartis en domaines saturés, c'est-à-dire dont chaque atome est orienté dans la même direction (env. 10^8 domaines par cm^3). Les différents domaines sont eux-mêmes orientés parallèlement à l'un des 3 axes de la structure cristalline du corps; leurs influences s'annulent: le corps est démagnétisé.

L'action d'un champ extérieur entraîne deux phénomènes distincts:

1. D'une part le sens de la magnétisation des domaines saute à l'axe du cristal le plus proche de la direction du champ (direction of easy magnetization). Cet effet exige une intensité minimale H_c du champ; il est responsable de l'ascension rapide de la courbe de magnétisation (sauts de Barckhausen); il n'est pas réversible.
2. D'autre part, l'axe d'orientation des domaines est ramené à la direction même du champ; ce phénomène détermine la susceptibilité initiale et la perméabilité réversible; il donne son inclinaison au début et à la fin de la courbe; il est réversible.

Les influences interatomiques magnétiques étant balancées par les forces électrostatiques élastiques, il résultera d'une modification des conditions magnétiques, une modification des dimensions du corps et réciproquement. Ce phénomène s'appelle « magnétostriction »; elle peut être positive (Fe) ou négative (Ni). On peut établir un rapport entre l'effet de magnétostriction et les propriétés magnétiques du corps; c'est ainsi que les corps ayant de grandes tensions internes (aciers) seront difficiles à magnétiser ou à démagnétiser (aimants permanents).

f. Les pertes

L'aimantation d'un matériel ferromagnétique entraîne la transformation d'une partie de l'énergie du champ en chaleur se perdant dans la masse aimantée. Ces pertes, que l'on appelle « pertes wattées », sont de deux natures:

1. Pertes d'hystérésis

Ces pertes correspondent à l'énergie dépensée pour le changement irréversible de l'orientation des domaines magnétisés.

La mesure en est donnée par l'aire A_h de la courbe d'aimantation statique

$$A_h = \frac{1}{4\pi} \int H \cdot dB \quad \text{Erg/cm}^3 \text{ (Warburg).}$$

On en a établi les formulations suivantes:

$$A_h = \eta \cdot B^{1,6}; \quad \eta = 1-2 \quad \text{(Steinmetz)}$$

$$A_h = a \cdot B_m + b \cdot B_{\max}^2 \quad \text{(Richter)}$$

$$A_h = \frac{1}{\pi} (k \cdot B_{\max} + H_c) \quad \text{(Anderson — Lance)}$$

$$k = 0,67 + 0,000034 B_{\max}$$

2. Pertes par courants de Foucault

Les courants de Foucault tirent du champ magnétique lui-même, l'énergie nécessaire à leur circulation dans la masse aimantée. Ils diminuent donc ce champ en même temps qu'ils augmentent la surface de la courbe d'aimantation.

$$A_w = \xi \cdot f^2 \cdot B_{\max}^2 \quad \text{Erg/cm}^3 \cdot \text{sec. (Steinmetz)}$$

ξ est un coefficient de la matière qui diminue avec la conductibilité du fer et avec le carré de la dimension des particules. C'est ainsi qu'une augmentation de la température qui élève la résistance spécifique du métal, aura tendance à faire diminuer les pertes.

Il importe de relever que les formules citées plus haut sont valables pour les champs extrêmement intenses auxquels nous avons à faire dans l'application des courants forts.

L'étude des phénomènes produits par un champ faible jusqu'aux fréquences élevées de la téléphonie remonte à Lord Rayleigh. La formulation des pertes, fondée sur ses observations, a été résumée par Jordan dans un travail sur lequel nous reviendrons plus loin.

A ces pertes wattées viennent s'ajouter les pertes dites par effet de retardement, que Wiechert et Wagner attribuent au fait que l'effet produit par le champ n'est pas exactement synchronisé avec sa cause, mais se prolonge dans le temps (traînage magnétique ou viscosité).

g. Le champ d'un solénoïde et la loi d'Ohm du magnétisme

L'origine d'un champ peut être soit magnétique (influence d'un aimant), soit électrique (d'un courant). L'examen de noyaux toroïdes nous amène à l'étude du champ électromagnétique de bobines.

La valeur du champ à l'intérieur d'un solénoïde de longueur l , de section q , comptant w spires parcourues par le courant i , est égale à

$$H = \frac{i \cdot w}{l} \quad \text{AW / cm}$$

$$= 0,4 \pi \frac{i \cdot w}{l} \quad \text{Oe.}$$

Si l'on y introduit un noyau de perméabilité μ , on a l'induction

$$B = \mu \cdot H = 0,4 \pi \cdot \mu \cdot \frac{i \cdot w}{l}$$

et le flux

$$\Phi = \frac{0,4 \pi \cdot i \cdot w}{\frac{l}{\mu \cdot q}}$$

On appelle « force magnétomotrice » l'expression $(0,4 \pi \cdot i \cdot w)$, dont l'unité est le Gilbert = 1 Oe \times 1 cm, et « résistance magnétique ou réluctance » de la bobine, la valeur $\frac{1}{\mu \cdot q}$.

Si le noyau se compose de différentes parties de longueur, section et perméabilité inégales, on a la formulation générale de la loi d'Ohm du magnétisme:

$$\Phi = \frac{0,4 \pi \cdot i \cdot w}{\sum \frac{1_x}{\mu_x \cdot q_x}}$$

Cette formule n'est cependant valable que pour des circuits magnétiques presque fermés, c'est-à-dire où il n'y a pas de dispersion. C'est ainsi que, dans le cas général, on distingue l'intensité magnétique apparente H' , que l'on calcule à partir du champ, de l'intensité réelle $H < H'$, régnant à l'intérieur du noyau. La différence $H - H'$ provient de l'influence démagnétisante des pôles qui se forment aux extrémités libres du noyau; elle est d'autant plus grande que l'aimantation J est forte et que le rapport $\frac{1}{d}$ du noyau est faible.

$$H = H' - N \cdot J$$

On appelle N , facteur de désaimantation (égal à 0 pour un tors). Le transfert de la courbe d'aimantation apparente mesurée en la courbe réelle, s'appelle cisaillement (Scherung).

La théorie du magnétisme, que nous venons de rappeler brièvement, a fait l'objet de nombreux travaux, dont nous aimerions citer ici une partie.

3. Littérature se rapportant à la théorie du magnétisme et aux noyaux à base de fer pulvérisé en général

Classée: a. les livres
b. les périodiques
chronologiquement.

a. Livres

- Ewing — Magnetic induction in iron and other metals, Londres et Berlin 1892
Handbuch der Physik (Hertz — Steinhaus — Gumlich) — XV Magnetismus — das elektromagnetische Feld, Berlin 1927
Messkin — Kussmann — Ferromagnetische Legierungen, Berlin 1932
Yensen T. D. dans « Introduction to ferromagnetism » (Bitter) — Magnetic materials and their preparation, Int. series in physics 11, 1937
v. Auwers O. — Magnetische und elektrische Eigenschaften des Eisens und seiner Legierungen. Aus Gmelin's Handbuch der anorganischen Chemie. 1938
Becker R. — Probleme der technischen Magnetisierungskurve (Vorträge), Berlin 1938
Becker R. et Döring W. — Ferromagnetismus, Berlin 1939

b. Périodiques

- Mazotto D. — Das magnetische Altern des Eisens und die Molekulartheorie des Magnetismus, Phys. Zeitschr. 7 (1906) 262

- Steinhaus — Gumlich — Experimentelle Untersuchungen zur Theorie des Ferromagnetismus, Archiv für Elektrotechnik (1915) 89
Speed B. et Elmen G. W. — Magnetic properties of compressed iron powder, Transactions of the Am. Inst. of el. eng. 40 (1921) 596
Ehlers W. — Pupinspulen mit Massekernen, Elektr. Nachrichtentechn. 2 (1925) 5
Heisenberg — Zur Theorie des Ferromagnetismus, Zeitschr. für Physik 40 (1928) 619
Shackelton W. J. and Barber J. G. — Compressed powdered permalloy, Trans. A. I. E. E. 47 (1928) 429
Bozorth R. M. — The present status of ferromagnetic theory, Bell System technical Journal. 15 (1936) 63
Kiesling — Neuere Ergebnisse auf dem Gebiete der Massekerntechnik insbesondere für Hochfrequenz, A. E. G. Forschung, Jahrbuch 1939 171
Legg V. et Given F. G. — Compressed powdered Molybdenum permalloy for high quality inductance coils, B. S. T. J. 19 (1940) 384

4. Les brevets

1. Concernant la masse magnétique

Allemagne:

- 226 347 — 1909 — Hilpert, Berlin.
227 787 — 227 788 — 305 048 — 443 504 — 341 678 — 352 009 — 1920 — Bell Tf. Man. Cy.
Noyau magnétique à base de fines particules, séparées par une couche d'isolant et comprimées jusqu'à un poids spécifique d'environ 7. Les particules sont à base de fer électrolytique partiellement recuit.
406 880 — 1921 — Bell. Poudre à base d'un alliage métallique comportant plus de 25% de nickel.
420 462 — 454 081 —
447 243 — 1923 — Deutsch-Luxemburgische Bergwerks- und Hütten A. G. Masse magnétique tirée de la battiture de fer pulvérisée et réduite dans un courant d'oxygène.
460 645 — 1926 — Siemens und Halske. Emploi d'éponge de fer pulvérisée.
465 353 — 1927 — Standard Tf. Cy. Emploi de permalloy en poudre.
467 056 — 472 623 —
473 480 — 1925 — I. G. Farben. Procédé de fabrication de poudre de fer par la décomposition thermique d'un carbonyle de fer (voir aussi brevets 485 639 et 500 692).
502 070 — 504 015 — 536 824 —
536 825 — 1930 — International Standard Electr. Corp. Fabrication d'un alliage magnétique en poudre, par le mélange puis la recuite, des quantités requises de poudre des deux composantes.
537 124 — 551 266 — 574 378 —
574 288 — 1929 — General Electric Cy. Ltd. Fabrication d'un alliage en forme de poudre légèrement coagulée, par réduction des oxydes correspondants, finement pulvérisés.
619 749 — 1930 — Heraeus Vakuumschmelze AG. Fabrication d'une masse magnétique en poudre, par la réduction des cristaux mixtes de sels métalliques, en particulier du fer et du nickel.
681 624 —
710 984 — 1936 — Siemens. Poudre magnétique obtenue par réduction d'oxydes dans du gaz d'éclairage, surchauffé entre 700° et 1300°.

U. S. A.:

- 716 206 — 874 908 — 1 289 941 —
1 381 460 — 1919 — Western electric. Noyau magnétique obtenu en pulvérisant une masse magnétique électrolytique, en recouvrant les particules d'isolant après recuite, et en les comprimant en un noyau consistant.
1 768 443 —

Suisse :

- 107 957 —
 107 959 — 1924 — Felten & Guillaume. Noyau à base de « ferrum limatum purum pulverisatum ».
 124 015 — 146 379 — 179 573 — 194 864 — 203 238.

2. Concernant l'isolant

Allemagne :

- 341 678 — 1916 — Western electric Cy. Poudre de fer électrolytique, recuite, oxydée et comprimée au delà de la limite d'élasticité.
 364 451 — 1917 — Bell Tf. Man. Cy. Masse magnétique à base de particules de fer recouvertes tout d'abord d'une couche d'un autre métal, puis ensuite enrobées d'isolant.
 399 167 — 1923 — A. E. G. Noyau dont les particules magnétiques sont unies par une masse liante réfractaire résistant aux traitements thermiques.
 390 178 — 1916 — Bell. L'isolation est effectuée, non plus par oxydation de la masse magnétique, mais en la recouvrant d'une couche protectrice isolante. Pression jusqu'à 14 t/cm².
 423 443 — 427 868 — 455 542 — 459 557 — 465 353 — 443 356 —
 467 053 — 1925 — Hartstoff Metall AG. La couche isolante est appliquée à l'état liquide, puis séchée ensuite (laque).
 476 065 — 479 741 — 479 742 — 495 898 — 499 964 — 502 568 —
 510 231 — 1927 — Int. Stand. el. corp. Couche isolante produite par l'action d'un acide à la surface du métal.
 512 977 — 523 716 — 524 736 — 526 972 — 537 625 — 539 492 — 565 664 — 587 312 — 587 391 — 591 839 — 591 840 —
 615 945 — 1931 — Siemens. Isolation au silicate de potassium avec un produit de remplissage (talc, amiante, sciure de bois). 619 065 — Le noyau, sous sa forme définitive, est imprégné d'huile ou de graisse fluide.
 619 064 — 624 166 — 626 244 — 638 449 — 642 724 — 651 943 — 670 593 — 675 667 — 703 669 — 712 675 —
 716 473 — 1937 — I. G. Farben. Isolation à base de sucre, de résine naturelle ou synthétique, tous deux dans un dissolvant.
 717 284 —
 730 890 — 1936 — Siemens. Mélangeur haute-fréquence, pour l'isolation des particules métalliques.

U. S. A. :

- 421 067 —
 705 935 — 705 936 — 1901 — A. T. T. C. (Lee Colpitts). Isolation de fil, bande ou poudre d'une masse magnétique pour noyaux, par oxydation de la masse en question.

Suisse :

- 92 510 — 113 246 —
 113 994 — 1925 — A. E. G. La masse isolante est mélangée en poudre fine, à sec, à la poudre magnétique. On emploiera parfois deux isolants

différents, l'un plus résistant, l'autre plus liant (113 995).

- 114 585 —
 144 418 — 1929 — Callender's Cables Cy. Isolation à base de kaolin osmotique.
 147 589 —
 154 330 — 1930 — Hartstoff Metall. Isolation à l'asbest, dont les particules ne mesurent pas plus de 0,001 mm.
 182 517 — 1934 — Lorenz. Isolation au Bernstein, appliqué en solution puis séché.
 184 105 — 1934 — Associated electric Laboratories. Isolation par oxydation du métal, puis par adjonction d'aluminium et transformation de l'oxyde magnétique en une couche d'oxyde d'aluminium.
 184 716 — 186 987 — 204 070 — 205 668 — 207 132 — 207 405 —
 221 434 — 1936 — Philips. Masse magnétique est enrobée d'une combinaison métallique isolante, au phosphore.

3. Relatifs aux traitements thermiques et mécaniques

Allemagne :

- 425 941 — 1924 — A. E. G. Noyaux en poudre métallique comprimée isolée, dont l'enveloppe extérieure est enlevée, parce qu'elle ne présente pas les qualités d'isolation de l'intérieur du noyau.
 627 706 — 1932 — Robert Bosch. La couche extérieure est enlevée au moyen d'un acide dilué dissolvant les particules métalliques et non pas l'isolant.
 461 191 —
 443 356 — 1924 — A. E. G. Le noyau est comprimé à chaud.
 480 029 — 498 826 —
 504 015 — 1927 — I. G. Farben. La poudre de fer (tirée du carbonyle de fer; diamètre inf. à 0,01 mm) est soumise à un traitement thermique dans une atmosphère réductrice (H.).
 512 345 —
 513 761 — 1927 — Weitverkehrskabel G. m. b. H. Pression de 20 à 30 tonnes par cm².
 534 564 —
 559 453 — 1929 — Int. Standard. Traitement thermique d'un alliage Fe-Ni, entre 500° et 600°.
 582 752 — 587 392 — 591 626 — 605 181 —
 606 902 — 1930 Int. Standard. Traitement thermique de noyaux Fe-Ni, en bain d'huile de 700° à 1100°.
 614 379 — 1932 — I. G. Farben. Poudre de fer obtenue par la décomposition de carbonyle de fer dans l'espace, en présence d'autres gaz (ammoniaque), est portée à une température inférieure à celle de son point de fusion, dans le vide ou en présence de gaz indifférents (azote), après ou avant d'être soumise à un traitement réducteur.

Suisse :

- 114 583 — 146 379 — 151 061.

DEUXIÈME PARTIE

LA RÉALISATION

1. La fabrication de nos noyaux :
 - a. Le matériel employé,
 - b. Traitements thermiques,
 - c. Isolant employé,
 - d. Procédé d'application de l'isolant,
 - e. Pressage du noyau,
 - f. Vieillissement,
 - g. Bobinage.
2. Les mesures :
 - a. Résistance du fil de cuivre au courant continu,
 - b. Inductivité et résistance ohmique au courant alternatif,
 - c. Corrections à apporter aux mesures :
 1. effet de skin,
 2. influence de la capacité propre,
 - d. Séparation des pertes et calcul de la perméabilité du noyau; exemple de mesure.
3. Littérature :
 - a. Les livres,
 - b. Les périodiques.

1. La fabrication de nos noyaux

a. Le matériel employé

La poudre de fer que nous avons utilisée pour nos essais, est de deux sortes; la première provient de la réduction du carbonyle de fer. Elle est caractérisée par sa couleur gris-clair et par la forme sphérique de ses particules, dont le diamètre est voisin de 0,01 mm. Nous l'appellerons par la suite « fer de carbonyle » (fig. 3).

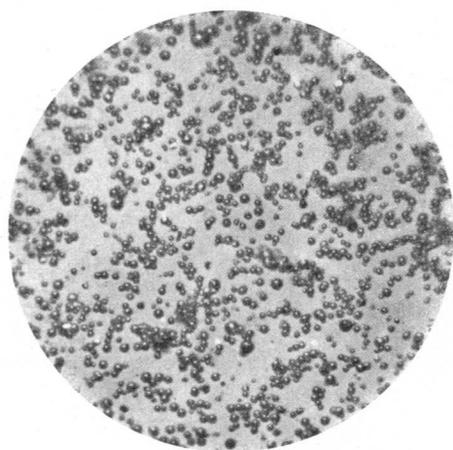


Fig. 3. Fer de carbonyle (grossissement 250 fois).

La seconde poudre, dont nous ignorons le procédé de fabrication, est presque noire; les particules sont de formes diverses et de dimensions irrégulières pouvant varier de 0,001 à 0,1 mm. Leur couleur foncée laisse conclure à une moins grande pureté chimique de cette poudre que nous

appellerons dorénavant « fer Aladin », du nom de la firme qui nous l'a procuré (fig. 4).

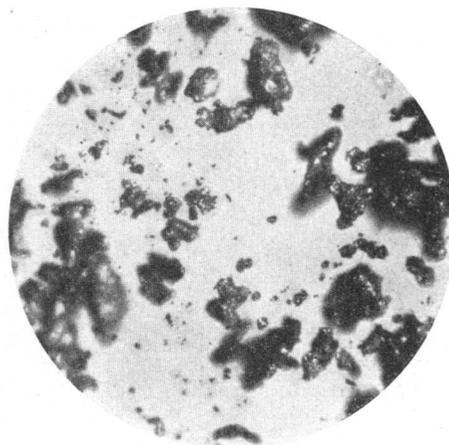


Fig. 4. Fer « Aladin » (grossissement 250 fois).

b. Traitements thermiques

En dehors des noyaux que nous avons pressés avec de la poudre de fer brute, nous avons essayé d'améliorer les propriétés magnétiques de cette dernière par différents traitements.

1. Poudre de fer Aladin, soumise pendant 24 heures à une température de 700 à 800° dans un courant d'hydrogène. Cette poudre sort du four avec une couleur nettement plus claire; on pourrait en conclure que l'oxyde de fer qu'elle contenait a effectivement été réduit. Ses propriétés magnétiques n'en sont cependant pas sensiblement améliorées.

2. Essai d'alliage par diffusion à l'aluminium. La poudre de fer (Aladin ou carbonyle) est mêlée intimement (4 jours en mélangeur) à de l'aluminium pulvérisé en proportions allant jusqu'à 10% d'aluminium. Le mélange passe ensuite dans un four électrique à 800° sous courant d'hydrogène. La masse agglomérée résultante se laisse pulvériser sans difficultés.

3. Essai d'alliage au cuivre. La poudre de fer est mélangée intimement à du sulfate de cuivre (CuSO₄), puis agitée dans de l'eau, donnant la réaction :



Le sulfate de fer, soluble, est séparé par filtrage. Il reste une poudre de fer et de cuivre qui s'oxyde spontanément et on est obligé de la soumettre à un traitement réducteur dans l'hydrogène, comme exposé au point 1. Cet essai semble n'avoir pas été non plus extrêmement concluant.

4. Essai de recuite dans l'azote. La poudre de fer est soumise au four à un traitement réducteur dans l'hydrogène, puis laissée quelques heures dans l'azote à environ 600°, et refroidie dans le même gaz.

Il est difficile de dire si les difficultés auxquelles nous nous sommes heurtés pour améliorer les propriétés magnétiques de notre poudre par des procédés pourtant connus, émanent des traitements eux-mêmes, ou proviennent des conditions relativement primitives dans lesquelles nous avons dû les appliquer.

c. Isolant employé

Comme isolant, nous avons utilisé:

1. une résine synthétique pulvérisée,
2. du talc en poudre,
3. de la collophane.

La résine est un excellent liant: les qualités mécaniques des noyaux dont l'isolant est à base de résine, sont excellentes. Il est cependant difficile de la pulvériser assez fin pour que le diamètre moyen des particules isolantes reste inférieur à celui des parcelles magnétiques et l'examen microscopique du mélange révèle toujours la présence de cristaux relativement volumineux de résine, ce qui nuit évidemment à l'homogénéité et à la qualité de l'isolation.

Le talc, par contre, peut se réduire, sans difficultés, en particules d'une finesse telle qu'il disparaît complètement à l'examen microscopique de la poudre mélangée. Cependant ses propriétés colloïdales sont trop faibles et la résistance mécanique des noyaux n'est plus suffisante. La collophane semblait réunir les avantages de la résine et du talc, la résistance et la finesse; son emploi est rendu difficile par la peine que l'on éprouve à effectuer un bon mélange de la masse magnétique et de l'isolant: la poudre s'agglomère en effet et se colle aux parois du mélangeur qui ne fonctionne plus.

La meilleure masse isolante nous a dès lors semblé être un mélange à parts égales de résine synthétique et de talc, que nous avons additionné à la poudre de fer en proportions variant selon la perméabilité désirée.

d. Procédé d'application de l'isolant

Le mélange de la poudre magnétique et de l'isolant peut être effectué:

1. à sec, ce qui est long (méthode adoptée uniformément pour nos essais);
2. dans un dissolvant de l'isolant, procédé plus rapide, mais plus délicat et augmentant les risques d'oxydation.

e. Pressage du noyau

La poudre ainsi préparée est alors placée dans une matrice, dont le dessin se trouve à la fig. 5. puis soumise dans une presse hydraulique à une

pression qui donne des résultats satisfaisants quant à la résistance mécanique du noyau.

Nous avons pressé deux dimensions de noyaux toroïdes: les grands pèsent 100 g. Leurs diamètres sont 60 et 40 mm, leur hauteur varie autour de

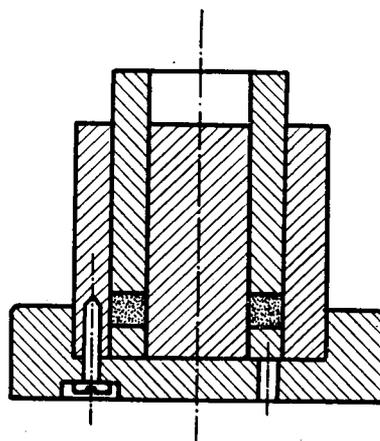


Fig. 5. Matrice pour le pressage des noyaux.

11 mm; les petits noyaux comportent 50 g de poudre. Leurs dimensions sont 30 × 45 × 11 mm environ.

Notre étude des propriétés magnétiques des noyaux est basée pour la plus grande partie sur des mesures de noyaux du petit format.

f. Vieillessement

À leur sortie de presse, les noyaux sont placés dans un four de recuite et portés pendant deux à quatre jours à une température supérieure à 100° dans le but de les vieillir. Leurs propriétés magnétiques s'en trouvent améliorées; elles se modifieront moins par la suite.

g. Bobinage

Après ces différentes opérations, le noyau est prêt à être muni d'un enroulement au moyen d'une machine à bobiner les tors.

Pour nos mesures, nous avons adopté un bobinage de 600 spires en fil de cuivre de 0,35 mm sur les petits noyaux et de 0,6 mm sur les grands. L'enroulement est posé en quadrants de 150 spires chacun, pour diminuer dans la mesure du possible la capacité propre de la bobine.

2. La mesure des noyaux

a. Résistance du fil de cuivre au courant continu

Nous mesurons au centième d'ohm cette résistance $R =$ dans un pont simple dont l'instrument indicateur est un galvanomètre ballistique; elle est, pour les petits noyaux, de l'ordre de 5 ohms. Le centième d'ohm donne ainsi une précision de 2‰ amplement suffisante.

b. Inductivité et résistance ohmique au courant alternatif

La méthode adoptée pour la mesure de l'inductivité est celle de la résonance-série. La self à mesurer est mise en série avec un condensateur variable étalonné. Pour la résonance, il reste alors à compenser la seule résistance ohmique des pertes.

Nous utilisons un transformateur différentiel spécialement construit par Siemens & Halske pour les fréquences jusqu'à 1 MHz, branché selon le schéma suivant :

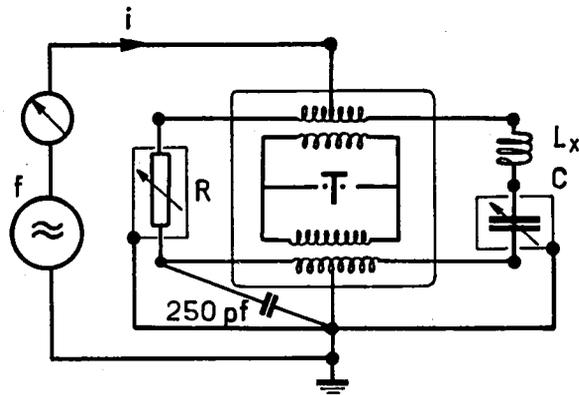


Fig. 6. Schéma de connexion du pont à transformateur différentiel.

Le pont est équilibré à vide et en court circuit au moyen d'un condensateur qui compense les influences capacitives non semblables des blindages.

A chaque valeur de la fréquence f et du courant i , qui se répartit également entre les deux branches du pont, correspondent une valeur de la résistance et une de la capacité, pour lesquelles le téléphone est silencieux. La lecture de la résistance R donne directement la valeur totale des pertes R_{vt} et celle de la capacité permet de calculer l'inductivité L en se basant sur la formule de résonance :

$$\omega^2 \cdot L \cdot C = 1$$

$$L = \frac{1}{\omega^2 \cdot C}$$

c. Corrections à apporter aux mesures

Les valeurs R_{vt} et L sont cependant faussées :

1. par l'effet de skin dans l'enroulement,
 2. par l'influence de la capacité propre de la bobine.
1. L'effet de skin produit une augmentation de la résistance ohmique du fil de cuivre avec la fréquence, en raison des courants de Foucault qui circulent dans celui-ci.

$$R_{cu} > R_{=} \quad f \neq 0$$

Ces courants peuvent être suscités dans chaque spire :

- a. par le champ propre du conducteur,

- b. par l'influence des spires voisines.

a. Wallot (Schwachstromtechnik, p. 84) nous donne la formule pour l'estimation de pertes par effet de skin dans un conducteur rectiligne :

$$k_s = \frac{R_{cu}}{R_{=}} = 1 + \frac{x^4}{3} \text{ dans laquelle}$$

$$x = 2,37 \cdot r_{cm} \cdot \sqrt{f_{kHz}}$$

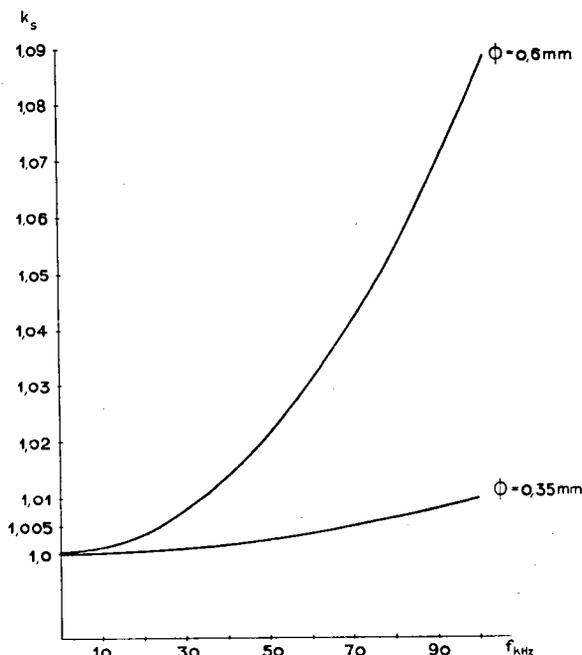


Fig. 7. Variation de la résistance ohmique de l'enroulement en raison de l'effet de skin: $k''_s = f(f)$.

On voit (fig. 7) que dans le cas des noyaux petit format, le facteur k_s reste presque égal à 1.

Pour un enroulement en fil de 0,6 mm, la variation des pertes de cuivre atteint par contre près de 9% à 100 kHz. La correction est alors indispensable.

b. La formulation théorique des pertes dues à l'influence des spires voisines est plus délicate encore et conduit à des fonctions cylindriques. L'expérience montre cependant que, si ces pertes sont parfois beaucoup plus importantes que celles qui sont dues au champ propre du conducteur, leur rôle aux fréquences que nous avons utilisées reste négligeable et nous n'avons pas jugé indispensable pour les petits noyaux de recourir à un conducteur divisé. On peut donc dire que, dans leur cas, l'effet de skin peut être négligé, et poser

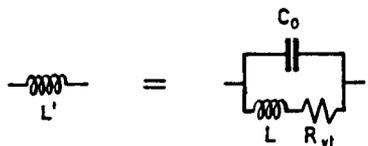
$$R_{cu} \cong R_{=}$$

La résistance de pertes dues au noyau lui-même, peut donc être posée égale à

$$R_v = R_{vt} - R_{=}$$

2. Influence de la capacité propre de la bobine. Supposons que la capacité des spires de l'enroulement soit concentrée en un condensateur C_0 en

parallèle à l'inductivité de la bobine; on a alors le schéma de remplacement et les relations suivantes:



$$\mathcal{G} = j\omega C_0 + \frac{1}{j\omega L + R_{vt}}$$

$$\mathcal{Z} = \frac{j\omega L + R_{vt}}{1 + j\omega C_0 R_{vt} - \omega^2 LC_0}$$

$$\mathcal{Z} = \frac{R_{vt} + j\omega C_0 \left(\frac{L}{C_0} - \omega^2 L^2 - R_{vt}^2 \right)}{\omega^2 R_{vt}^2 C_0^2 + (\omega^2 LC_0 - 1)^2} \quad (1)$$

La fréquence de résonance ω_0 est celle pour laquelle \mathcal{Z} devient réel:

$$\frac{L}{C_0} - \omega_0^2 L^2 - R_{vt}^2 = 0$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC_0}} \sqrt{1 - R_{vt}^2 \frac{C_0}{L}}$$

Dans notre cas: $L \sim 5$ mH.; $C_0 \sim 200$ pF.; $R_{vt} \sim 10$ Ohm.

$$\sqrt{1 - R_{vt}^2 \frac{C_0}{L}} = \sqrt{1 - 4 \cdot 10^{-6}} \sim 1$$

$$\omega_0 \sim \frac{1}{\sqrt{LC_0}} ; \quad \omega_0 LC_0 \cong 1$$

$$\omega^2 LC_0 = \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \quad \text{dans (1):}$$

$$\mathcal{Z} = \frac{R_{vt} + j\omega C_0 \left(\frac{L}{C_0} - \omega^2 L^2 - R_{vt}^2 \right)}{\omega^2 R_{vt}^2 C_0^2 + \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]^2}$$

$$\text{pour } \omega < \omega_0, \quad \omega^2 R_{vt}^2 C_0^2 \ll \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]^2$$

$$\text{d'où} \quad R'_{vt} = \frac{R_{vt}}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]^2}$$

$$\text{et} \quad R_{vt} = R'_{vt} \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]^2 = k^2 \cdot R'_{vt}$$

De même,

$$L' = \frac{C_0 \left(\frac{L}{C_0} - \omega^2 L^2 - R_{vt}^2 \right)}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]^2}$$

$$= \frac{L(1 - \omega^2 LC_0) - R_{vt}^2 \cdot C_0}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]^2}$$

$$\text{pour } \omega < \omega_0, \quad R_{vt}^2 C_0 \ll L(1 - \omega^2 LC_0)$$

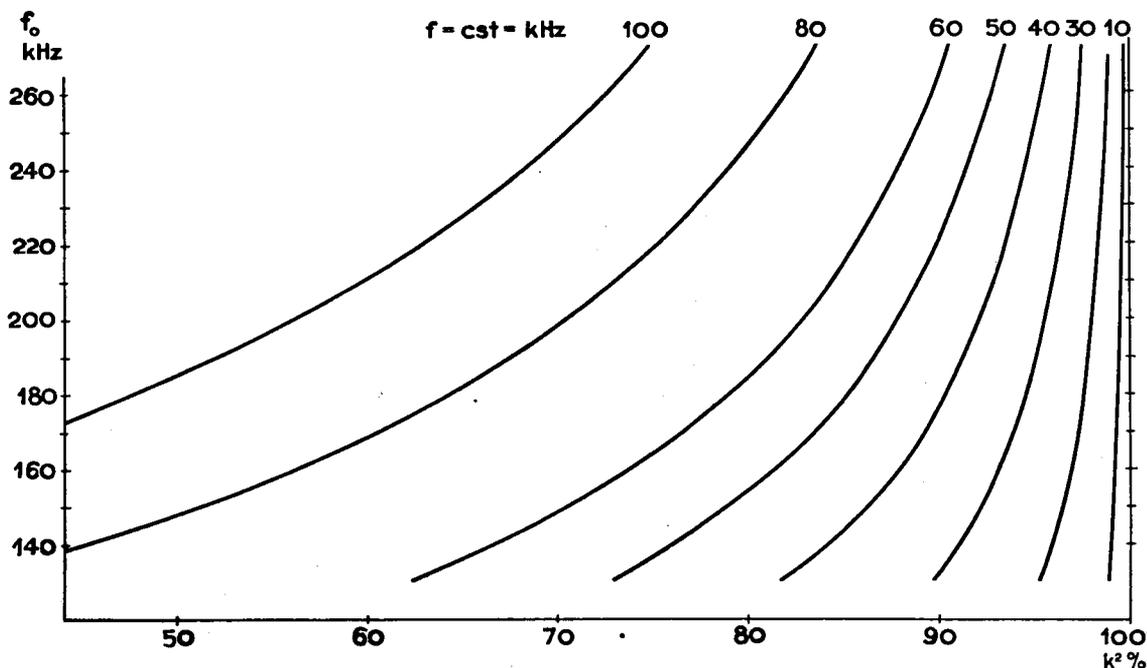


Fig. 8. $k^2 = f(f_0)$.

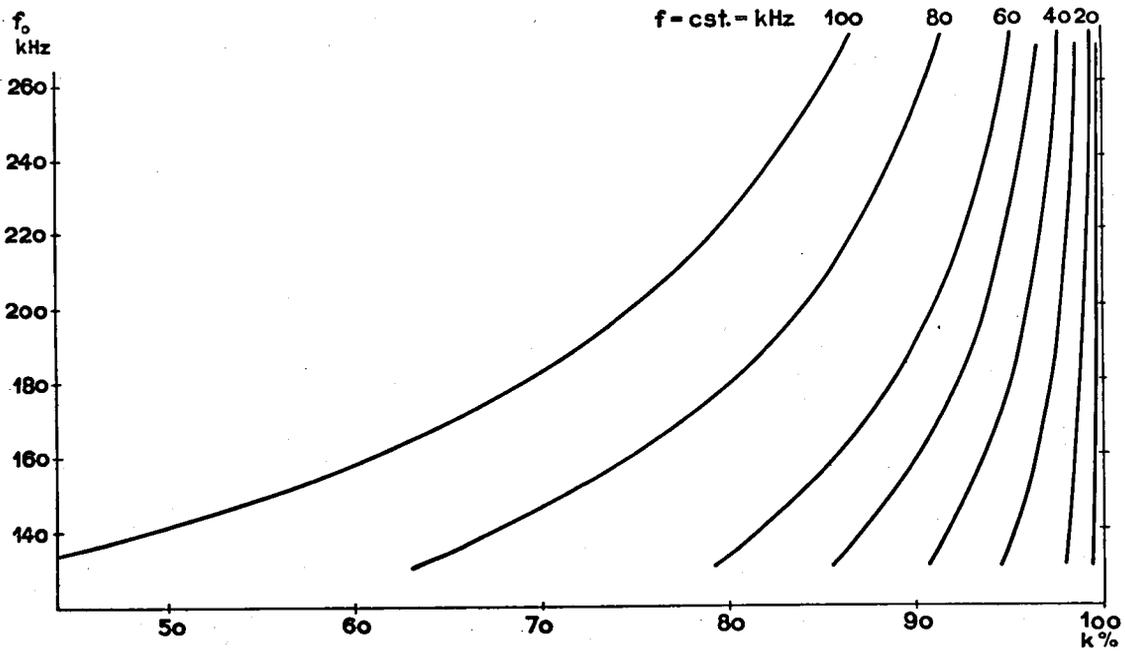


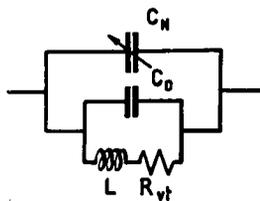
Fig. 9. $k = f(f_0)$.

d'où
$$L' = \frac{L}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$$

$$L = L' \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \right] = k \cdot L'$$

Il reste encore à déterminer la capacité propre de la bobine et sa fréquence de résonance.

On peut calculer C_0 en mesurant pour deux fréquences ω_1 et ω_2 , les valeurs de résonance C_{N1} et C_{N2} d'un condensateur mis en parallèle avec la bobine selon le schéma suivant :



$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L(C_N + C_0)}} \cdot \sqrt{1 - R_{vt}^2 \frac{C_N + C_0}{L}}$$

$$\omega \sim \frac{1}{\sqrt{L(C_N + C_0)}}$$

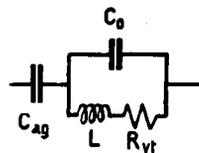
d'où
$$C_0 = \frac{1}{\omega^2 L} - C_N$$

$$C_0 = \frac{C_{N1} \cdot \omega_1^2 - C_{N2} \cdot \omega_2^2}{\omega_2^2 - \omega_1^2}$$

et
$$\omega_0 = \frac{(C_{N2} - C_{N1}) \omega_1^2 \omega_2^2}{\omega_2^2 C_{N2} - \omega_1^2 C_{N1}}$$

On peut aussi mesurer directement ω_0 , en utilisant la bobine comme circuit oscillant à sa fréquence propre, dans un montage dynatron. Un mesureur de fréquences à couplage lâche en donne directement la valeur. Cette méthode infiniment plus pratique est évidemment moins précise : en effet, la fréquence d'oscillation est déterminée non seulement par les caractéristiques C_0 et L de la bobine, mais aussi par la capacité grille-plaque C_{ag} de la penthode, qui vient s'y ajouter.

On a le circuit



dont la fréquence de résonance est

$$\omega_0^2 \sim \frac{1}{\sqrt{(C_0 + C_{ag})L}}$$

Dans notre cas, la valeur de C_{ag} atteint à peine 1—2% de celle de C_0 : le rapport $\frac{\omega_0}{\omega'_0}$ vaut de 1,005 à 1,01.

Cette précision nous suffit et nous avons adopté ce procédé pour nos mesures d' ω_0 .

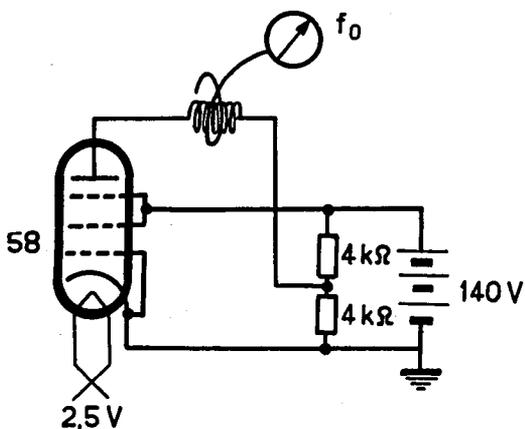


Fig. 10. Montage dynatron.

d. Séparation des pertes et calcul de la perméabilité du noyau

L'impédance \mathfrak{Z}' de notre bobine est égale à

$$\mathfrak{Z}' = R_{vt} + j\omega L = R_{Cu} + R_v + j\omega L$$

Si nous considérons la résistance due aux pertes dans le fer seulement, nous avons le vecteur d'impédance:

$$\mathfrak{Z} = Z \cdot e^{j\left(\frac{\pi}{2} - \varepsilon\right)} \quad Z = \sqrt{R_v^2 + (\omega L)^2}$$

et l'angle de pertes:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{R_v}{\omega L}$$

On sépare les pertes-fer en
 pertes d'hystérésis R_h ,
 pertes par courants de Foucault R_w ,
 pertes par effet de retardement R_n .

$$R_v = R_h + R_w + R_n$$

de même, l'angle de pertes se subdivise en $\varepsilon = \varepsilon_h + \varepsilon_w + \varepsilon_n$ dont les tangentes sont:

$$\operatorname{tg} \varepsilon_h = \frac{R_h}{\omega L}; \quad \operatorname{tg} \varepsilon_w = \frac{R_w}{\omega L}; \quad \operatorname{tg} \varepsilon_n = \frac{R_n}{\omega L}$$

L'étude théorique des pertes montre que si la valeur $\operatorname{tg} \varepsilon_n$ est une constante, $\operatorname{tg} \varepsilon_h$ et $\operatorname{tg} \varepsilon_w$ sont fonction du champ et de la fréquence. Si l'on introduit les constantes de pertes e_n, e_h, e_w , on a les relations

$$\varepsilon_n \cong \operatorname{tg} \varepsilon_n = e_n$$

$$\varepsilon_h \cong \operatorname{tg} \varepsilon_h = e_h \cdot H$$

$$\varepsilon_w \cong \operatorname{tg} \varepsilon_w = e_w \cdot f$$

soit: $\varepsilon = e_h \cdot H + e_w \cdot f + e_n$

Cette formule permet la séparation par une construction graphique, des pertes et la détermination de e_n, e_h , et e_w .

On voit que théoriquement, il suffit de trois mesures pour effectuer la résolution graphique

du problème. L'expérience montre qu'il en faut beaucoup plus.

En effet, la résistance ohmique du fil de cuivre est de l'ordre de 5 ohm, la variation des pertes, pour un écart de fréquence de 10 à 20 kHz est inférieure à 1 ohm et, pour un champ doublant l'intensité, de 0,2 ohm seulement.

C'est ainsi qu'une imprécision de $\frac{1}{100}$ d'ohm, dans la lecture de R_{vt} , peut produire une erreur de 10% dans l'estimation des coefficients de pertes. C'est la raison pour laquelle nous avons mesuré un minimum de 12 points par noyau, pour l'établissement de ses caractéristiques. La perméabilité du noyau se calcule à partir de la formule:

$$L = \frac{dB}{dH} \frac{w^2 \cdot F}{1} \quad (\text{Wallot})$$

dans laquelle w est le nombre de spires, l la longueur du circuit magnétique, et F sa section;

$$\mu = \frac{dB}{dH} = \frac{L \cdot l}{w^2 \cdot F} \cdot \frac{10^8}{1,256}$$

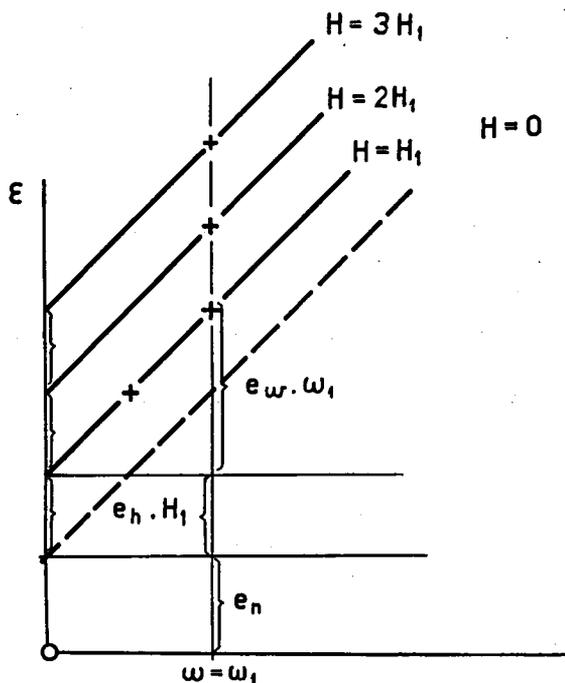


Fig. 11. Séparation des pertes (d'après Jordan).

Nous aimerions donner ici un exemple du calcul complet et de la résolution graphique pour un noyau, et montrer en même temps la nécessité de tenir compte, dans le calcul, de l'influence de la capacité propre de l'enroulement.

Noyau : Fer Aladin soumis à un traitement réducteur dans l'hydrogène — 5% résine — 5% talc — fréquence de résonance propre de l'enroulement: 194 kHz.

f kHz	H Oe	C pF	R' _{vt}	R' _v	ε ‰
10	0,075	38 300	6,06	1,29	3,1
	0,15	38 200	6,49	1,72	4,13
	0,225	38 090	6,93	2,16	5,16
15	0,15	16 890	7,565	2,795	4,45
20		9 530	8,885	4,115	4,92
25		6 126	10,175	5,405	5,2
30		4 220	11,68	6,91	5,5
40	0,075	2 347	13,6	8,83	5,21
	0,15	2 340	15,34	10,57	6,21
50	0,075	1 471	17,6	12,83	5,93
	0,15	1 468	19,85	15,08	6,95
	0,225	1 463	22,1	17,33	7,96
60	0,15	989	25,45	20,68	7,72
80		527	42,3	37,53	9,93
100		311	70,0	65,23	12,71

$R_{\text{e}} = 4,77$
Ohm

f kHz	H Oe	R _{vt}	R _{cu} Ohm	R _v	ε ‰
10	0,075	6,032	4,782	1,25	3,017
	0,15	6,454	4,782	1,672	4,025
	0,225	6,894	4,782	2,112	5,07
15	0,15	7,454	4,789	2,665	4,272
20		8,702	4,803	3,90	4,72
25		9,855	4,817	5,038	4,929
30		11,125	4,837	6,288	5,121
40	0,075	12,478	4,890	7,588	4,675
	0,15	14,050	4,890	9,16	5,626
50	0,075	15,355	4,957	10,398	5,148
	0,15	17,295	4,957	12,338	6,095
	0,225	19,260	4,957	14,303	7,043
60	0,15	20,845	5,042	15,803	6,518
80		29,140	5,254	23,886	7,619
100		37,825	5,521	32,304	8,597

$L = 6,612$
mH

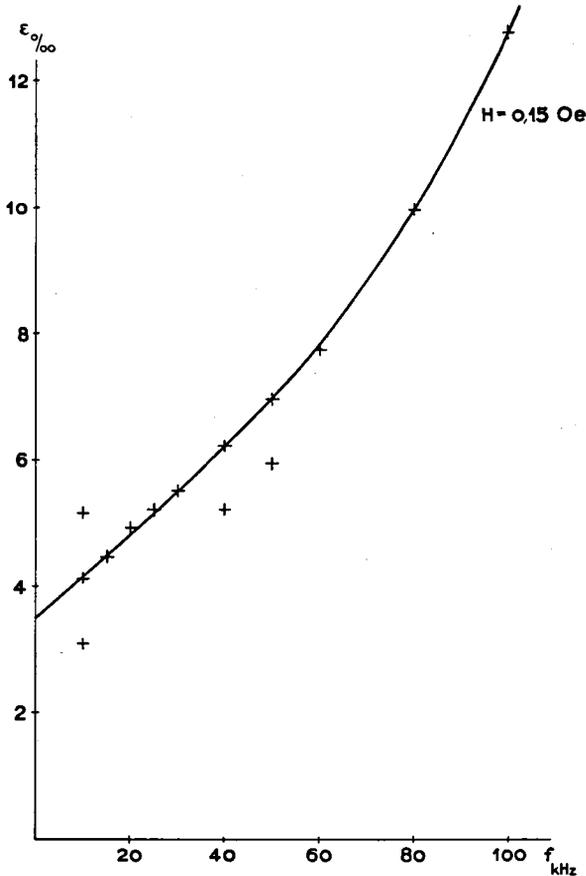


Fig. 12. $\epsilon = f(f)$; $H = \text{est.}$, sans corrections.

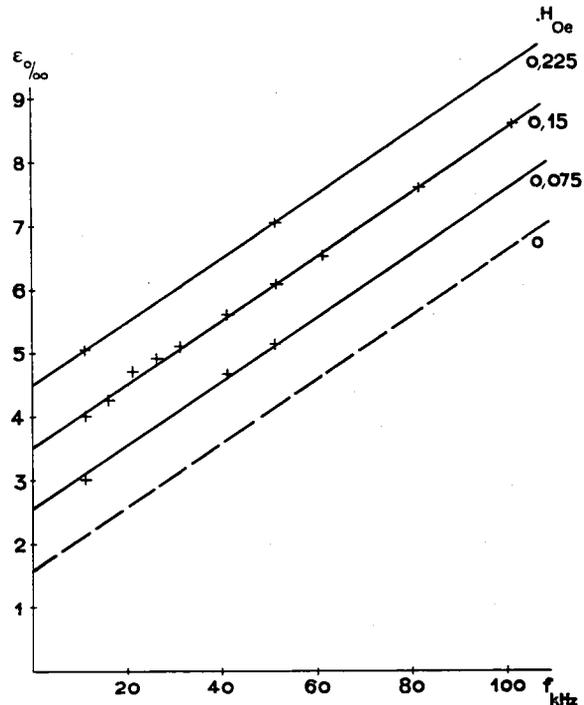


Fig. 13. $\epsilon = f(f)$; $H = \text{est.}$, avec corrections.

La perméabilité μ_w se calcule:

$$\mu_w = \frac{L \cdot l}{w^2 \cdot F} \cdot \frac{10^8}{1,256}$$

$$= \frac{6,612 \cdot 10^{-3} \cdot \pi \cdot 3,75}{600^2 \cdot 0,75 \cdot 1,07} \cdot \frac{10^8}{1,256} = 21,5$$

Séparation des pertes.

Si maintenant, nous tenons compte de la capacité propre de la bobine et nous effectuons les corrections qui en découlent:

L'écart entre les droites $\epsilon = f(f)$, pour $H = H_1$, $2H_1$ et $3H_1$ est le même; je peux construire la droite pour $H = 0$. Cette droite coupe l'axe Oy

en un point qui nous donne la valeur de $e_n = 1,65 \text{ ‰}$. La pente des parallèles donne $e_w = 0,05 \text{ ‰}$, leur écartement permet de calculer $e_h = 12,7 \text{ ‰}$.

Les pertes sont donc égales pour notre noyau à $\varepsilon = 1,65 + 0,05 \cdot f + 12,7 \cdot H \text{ (‰)}$
 kHz Oe

3. Littérature se rapportant à la mesure des caractéristiques des noyaux et à la technique des ponts

a. Les livres.

Gumlich E. — Leitfaden der magnetischen Messungen
 Braunschweig 1918

Kroenert J. — Messbrücken und Kompensatoren, Oldenburg 1935

b. Les périodiques.

Jordan H. — Ferromagnetische Konstanten. El. Nachrichtentechnik 1 (1924) 7
 Ellwood W. B. et Legg V. E. — Study of magnetic losses at low flux densities in permalloy sheet. B. S. T. J. 16 (1937) 212
 Legg V. E. — Magnetic measurements at low flux densities using the alternating current bridge. B. S. T. J. 18 (1939) 39
 Owens — Analysis of losses in magnetic cores Bell lab. records 19 (1940) 117

TROISIÈME PARTIE

RECHERCHES

1. La perméabilité:
 - a. Travaux existants,
 - b. Définitions,
 - c. Calcul de la perméabilité: la disposition des sphères, μ'_w , m , μ''_w
2. Les pertes:
 - a. Hystérésis,
 - b. Courants de Foucault,
 - c. Effet de retardement.
3. Littérature.

1. La perméabilité

Nous aimerions établir maintenant les relations entre la perméabilité efficace μ_w du noyau, celle de la masse magnétique utilisée, la proportion de matière isolante et la densité du mélange comprimé.

Ce problème a déjà fait l'objet d'études dont les résultats cependant ne nous ont pas semblé définitifs.

a. Travaux existants.

(Les références à la littérature se trouvent en fin de chapitre).

Nous aimerions relever ici les travaux de M. Franz Ollendorff, rapportés dans différents articles et dans son livre sur les champs électromagnétiques, où il aboutit à la formule, pour la perméabilité efficace d'un noyau en fer pulvérisé:

1. Lorsqu'il assimile les particules à des ellipsoïdes:

$$\mu_w = \frac{1 + (\mu_1 - 1) (g\vartheta + 1 - \vartheta)}{1 + (\mu_1 - 1) g\vartheta}$$

(dans laquelle g est un facteur de démagnétisation variant de $1/3$ à $1/5$;

$$\vartheta = \frac{\text{volume de l'isolant}}{\text{volume total}};$$

$\mu_1 =$ perméabilité de l'élément magnétique).

2. Si les particules sont considérées comme sphériques:

$$\mu_w = \frac{2\vartheta + (3 - 2\vartheta) \mu_1}{3 - \vartheta + \mu_1 \vartheta}$$

Nous citerons aussi M. Doebke, qui arrive à la formulation:

$$\mu_w = \frac{1 + 2a - 2a \vartheta \frac{\mu_1 - 1}{\mu_1}}{1 + 2a - \vartheta (\mu_1 - 1)} \mu_1$$

dans laquelle a est un facteur variable, tenant compte de la disposition des particules.

M. Howe donne pour μ_w la valeur:

$$\mu_w = \frac{a^2 \mu_1 + (1 - a^2)}{\mu_1 - a (\mu_1 - 1)}$$

dans laquelle $a^3 = \frac{v_1}{v_1 + v_0}$

MM. Legg et Given (B.S.T.J. 1940) contestent, sur la base de leurs mesures, la validité de ces diverses formulations de μ_w . Sans chercher à la justifier par la théorie, ils citent une relation empirique entre la perméabilité efficace du noyau, la perméabilité de la masse magnétique μ_1 , et le rapport des volumes p :

$$\mu_w = \mu_1^p$$

$$p = \frac{v_1}{v_1 + v_0}$$

La valeur de μ_1 se détermine pour chaque cas.

b. Définitions

Dans l'étude qui va suivre, nous ferons usage des symboles suivants:

$$\gamma_1 = \frac{P_1}{V_1} = \text{poids spécifique de l'élément magnétique,}$$

$$\gamma_0 = \frac{P_0}{V_0} = \text{poids spécifique de l'isolant,}$$

$$\gamma = \frac{P}{V} = \text{poids spécifique du mélange comprimé,}$$

$$H_1 = \text{champ dans l'élément magnétique,}$$

$$H_0 = \text{champ dans la matière isolante,}$$

$$H = \text{champ du solénoïde} = \frac{i \cdot w}{l} (\text{AW/cm}),$$

$$\mu_1 = \text{perméabilité de l'élément magnétique,}$$

$$\mu_0 = \text{perméabilité de l'isolant} (\cong 1),$$

$$\mu_w = \text{perméabilité efficace du noyau (mesurée),}$$

$$\mu'_w = \text{perméabilité efficace du noyau (calculée),}$$

$$\mu''_w = \text{perméabilité efficace du noyau (calculée, corrigée);}$$

pour des particules sphériques:

$$d = 2r = \text{diamètre moyen d'une particule métallique,}$$

$$d' = \text{diamètre moyen d'une particule métallique recouverte d'une couche d'isolant,}$$

$$\frac{\delta}{2} = \text{épaisseur de la couche d'isolant,}$$

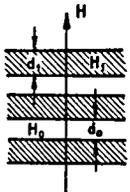
$$m = \frac{d}{d'} = \text{rapport des diamètres de la sphère nue et enrobée d'isolant.}$$

c. Calcul de la perméabilité

1. Etudions tout d'abord le cas où l'élément magnétique est réparti en feuillets disposés en travers du champ.

$$B = \mu'_w \cdot H = \mu_0 H_0 = \mu_1 H_1$$

$$H_0 = H_1 \cdot \frac{\mu_1}{\mu_0}$$



$$i \cdot w = H \cdot l = H_1 \left[\Sigma d_1 + \frac{\mu_1}{\mu_0} \Sigma d_0 \right]$$

$$H = \frac{l}{d_0 + d_1} H_1 \left[d_1 + \frac{\mu_1}{\mu_0} d_0 \right]$$

$$H = H_1 \frac{\mu_1}{\mu'_w}$$

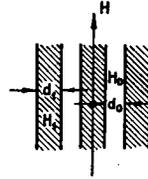
$$\mu'_w = \mu_1 \frac{d_1 + d_0}{d_1 + \frac{\mu_1}{\mu_0} d_0}$$

2. Si les feuillets sont répartis parallèlement au champ, on a:

$$H = H_0 = H_1$$

$$B_0 \cdot F_0 + B_1 \cdot F_1 = B \cdot F$$

$$\mu_0 d_0 + \mu_1 d_1 = \mu'_w (d_1 + d_0)$$



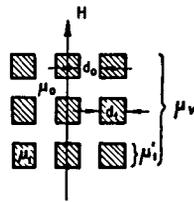
$$\mu'_w = \frac{\mu_1 d_1 + \mu_0 d_0}{d_1 + d_0}$$

3. Si l'on suppose la masse magnétique représentée par une combinaison des cas 1 et 2, c'est-à-dire par des cubes, on aura:

$$\mu'_1 (F_1 + F_0) = \mu_0 F_0 + \mu_1 F_1$$

$$\mu'_1 = \frac{\mu_1 F_1 + \mu_0 F_0}{F_1 + F_0}$$

$$= \frac{\mu_1 d_1^2 + (d_0^2 + 2d_1 d_0) \mu_0}{(d_1 + d_0)^2}$$



$$\mu'_w = \mu'_1 \cdot \frac{d_1 + d_0}{d_1 + \frac{\mu_1}{\mu_0} d_0}$$

$$\mu'_w = \frac{d_1 + d_0 [\mu_1 d_1^2 + (d_0^2 + 2d_1 d_0) \mu_0]}{d_1 (d_1 + d_0) + \frac{d_0}{\mu_0} [\mu_1 d_1^2 + (d_0^2 + 2d_0 d_1) \mu_0]}$$

Soit pour $\mu_0 \sim 1$

$$\mu'_w = 1 + \frac{d^3 (\mu_1 - 1)}{(d_1 + d_0)^3 + d_0 d_1^2 (\mu_1 - 1)}$$

4. Etudions maintenant le cas d'une masse composée de particules sphériques.

A. La disposition des sphères

Nous cherchons à déterminer le nombre maximal de sphères, que l'on peut faire entrer dans un volume donné, en les disposant de la meilleure manière. Nous résoudrons graphiquement deux cas, qui nous paraissent correspondre à une disposition optimale des sphères.

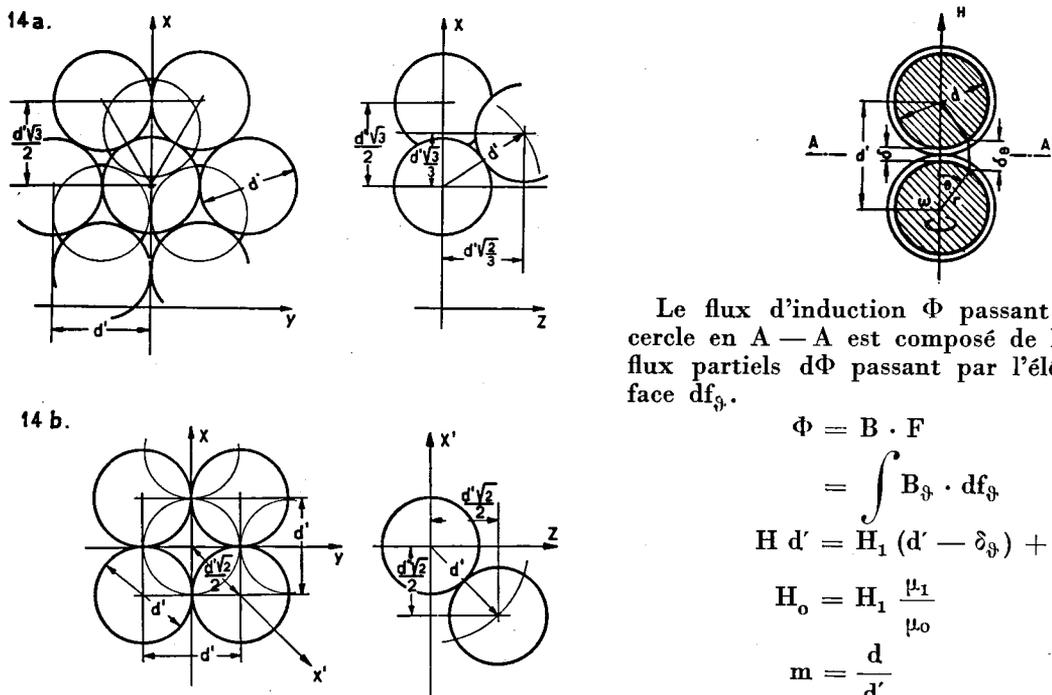


Fig. 14. Construction graphique de n_3 .

Soient n_1 , le nombre de sphères par cm le long de l'axe des x , des y , ou des z .

n_3 , le nombre de sphères par cm^3 .

$$n_3 = n_{1x} \cdot n_{1y} \cdot n_{1z}$$

$$a. \quad n_3 = \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{d'} \cdot \frac{1}{d'} \cdot \frac{1}{d'} \cdot \sqrt{\frac{3}{2}} = \frac{\sqrt{2}}{d'^3}$$

$$b. \quad n_3 = \frac{1}{d'} \cdot \frac{1}{d'} \cdot \frac{\sqrt{2}}{d'} = \frac{\sqrt{2}}{d'^3}$$

On voit que ces deux dispositions n'en sont en réalité qu'une seule: en effet, on obtient l'une et l'autre selon l'orientation de la coupe. On a donc au maximum n_3 sphères par unité de volume,

$$n_3 = \frac{\sqrt{2}}{d'^3}$$

B. Calcul de μ'_w

Nous avons admis, pour notre étude théorique, une image idéale de la disposition des particules et du comportement du champ.

Si ces conditions ne se retrouvent pas nécessairement dans la réalité, elles permettent néanmoins une formulation mathématique simplifiée des phénomènes magnétiques, et cette approximation nous suffit pour l'instant.

Nous admettons donc la disposition suivante des sphères et du champ:

Le flux d'induction Φ passant par le grand cercle en A — A est composé de l'ensemble des flux partiels $d\Phi$ passant par l'élément de surface df_ϑ .

$$\Phi = B \cdot F$$

$$= \int B_\vartheta \cdot df_\vartheta$$

$$H d' = H_1 (d' - \delta_\vartheta) + H_0 \delta_\vartheta$$

$$H_0 = H_1 \frac{\mu_1}{\mu_0}$$

$$m = \frac{d}{d'}$$

$$H = H_1 \left(m \cos \vartheta \left[1 - \frac{\mu_1}{\mu_0} \right] + \frac{\mu_1}{\mu_0} \right)$$

$$\mu'_\vartheta = \mu_1 \left(\frac{H_1}{H} \right)$$

$$\mu'_\vartheta = \frac{\mu_0}{1 - m \cos \vartheta \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu_1} \right)}$$

$$\int B_\vartheta \cdot df_\vartheta = \int \mu'_\vartheta \cdot H \cdot df_\vartheta = \mu'_w \cdot H \cdot F$$

$$\mu'_w = \frac{\int \mu'_\vartheta df_\vartheta}{F}$$

$$= \frac{1}{F} \int \frac{\mu_0 df_\vartheta}{1 - m \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu_1} \right) \cos \vartheta}$$

$$df_\vartheta = r^2 \sin \vartheta \cdot \cos \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\omega$$

$$m^* = m \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu_1} \right)$$

$$\mu'_w = \frac{\mu_0 \cdot r^2}{F} \int_0^{2\pi} d\omega \int_0^{\pi/2} \frac{\cos \vartheta \sin \vartheta}{1 - m^* \cos \vartheta} d\vartheta$$

$$= \frac{\mu_0 r^2}{F} 2\pi \frac{1}{m^{*2}} [m^* + \ln(1 - m^*)]$$

$$F = \frac{d'^2}{2}$$

$$\mu'_w = \mu_0 \pi \frac{1}{\left(1 - \frac{\mu_0}{\mu_1} \right)^2} \left\{ \ln \frac{1}{1 - m^*} - m^* \right\}$$

$$m^* = \frac{d}{d'} \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu_1} \right)$$

C. Discussion

On peut admettre généralement que la perméabilité μ_0 de la masse isolante est = 1.

La formule devient alors :

$$\mu'_w = \pi \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{\mu_1}\right)^2} \left\{ \ln \frac{1}{1 - m^*} - m^* \right\}$$

Si, dans le cas limite, on pose

$$\mu_1 \cong \infty$$

on obtient la courbe

$$\mu'_w = f(m)$$

Le diagramme n° 1 prouve que cette courbe ne se modifie pratiquement pas pour une valeur de $\mu_1 = 1000$.

m	μ'_w $\mu_1 = \infty$	μ'_w	μ'_w $\times 10^3$
		1000	100
0,8	2 545	2 540	
0,81	2 670	2 668	
0,82	2 815	2 808	
0,83	2 959	2 953	
0,84	3 120	3 113	
0,85	3 292	3 283	3 206
0,86	3 478	3 466	
0,87	3 676	3 664	
0,88	3 899	3 885	
0,89	4 141	4 124	
0,9	4 408	4 391	4 247

(suite dans la colonne suivante)

m	μ'_w $\mu_1 = \infty$	μ'_w	μ'_w $\times 10^3$
		1000	100
0,91	4 709	4 684	
0,92	5 045	5 021	
0,925	5 234	5 207	
0,93	5 435	5 408	
0,935	5 652	5 622	
0,94	5 887	5 855	
0,945	6 145	6 107	
0,95	6 428	6 387	6 029
0,955	6 738	6 699	
0,96	7 100	7 042	
0,965	7 502	7 429	
0,97	7 964	7 882	
0,973	8 288	8 197	
0,976	8 652	8 543	
0,979	9 063	8 937	
0,98			8 148
0,982	9 538	9 390	
0,985	10 100	9 919	
0,988	10 795	10 565	
0,99	11 357	11 084	
1,0			11 580

Le diagramme n° 2, qui donne $\mu'_w = f(\mu_1)$ pour différentes valeurs de m, montre que pour $m \angle 0,98$, on ne constate pratiquement pas de variation de la perméabilité efficace μ'_w , pour μ_1 croissant de 500 à ∞ .

Pour $m = 0,95$, cette constance s'étend même jusqu'à $\mu_1 = 200$.

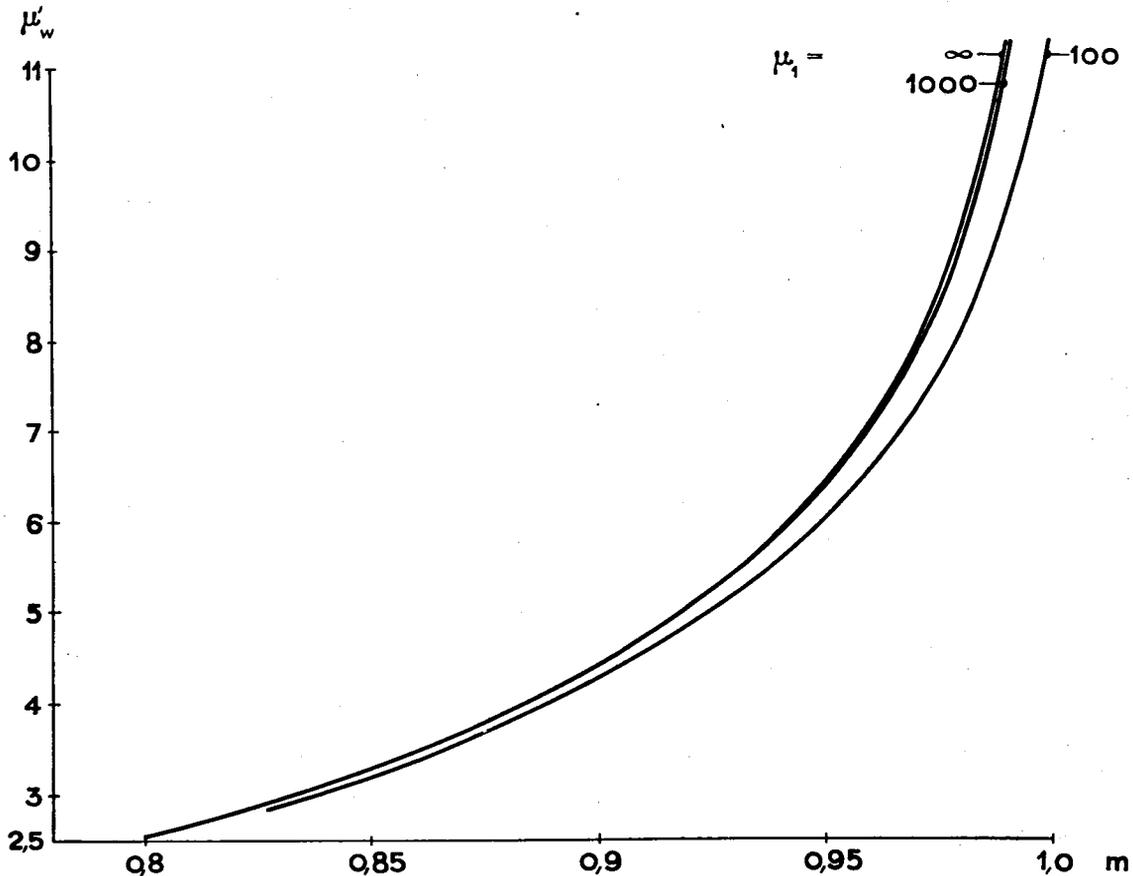


Diagramme n° 1. $\mu'_w = f(m); \mu_1 = \text{const.}$

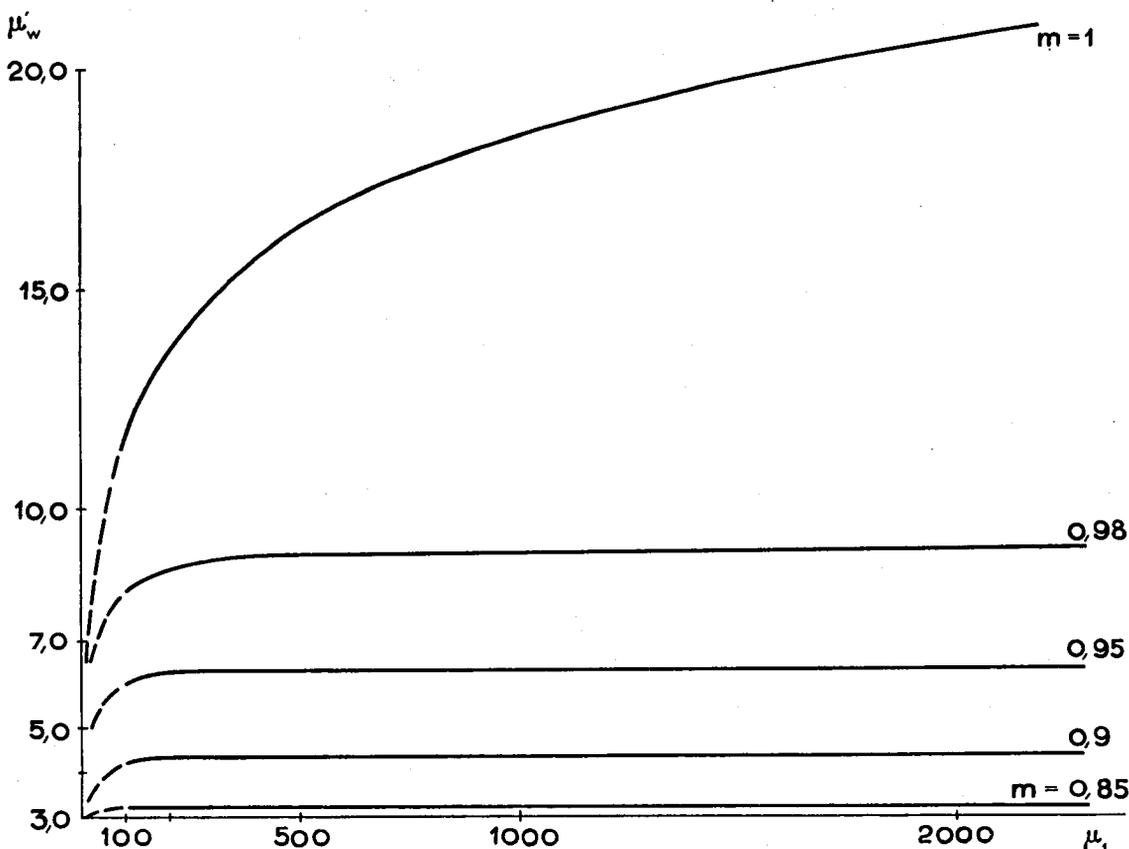


Diagramme n° 2. $\mu'_w = f(\mu_1)$; $m = \text{cst.}$

μ_1	μ'_w	$\times 10^3$			
$m = \text{cst.} = 1$	0,98	0,95	0,90	0,85	
∞	∞	9200	6420	4410	3300
2000	20 760	9140	6404	4398	3284
1000	18 580	9078	6385	4389	3279
500	16 450	8966	6342	4374	3273
300	14 880	8646	6300	4357	3264
200	13 660	8624	6220	4325	3248
100	11 580	8148	6029	4247	3206

On constate que l'on peut négliger l'influence de la perméabilité de la masse magnétique, pour autant que l'on puisse admettre qu'elle est de l'ordre de grandeur des centaines.

La formule se ramène alors à

$$\mu'_w = \pi \left(\ln \frac{1}{1-m} - m \right)$$

D. Calcul de m

Attachons-nous maintenant à déterminer la valeur de $m = \frac{d}{d'}$, en partant des grandeurs connues $\gamma_1, \gamma_0, \gamma$.

Nous avons vu que le mélange contient un nombre maximum de sphères par centimètre-cube,

$$n_3 = \frac{1}{d^3} \sqrt{2}$$

le volume métallique v_1 , par cm^3 est alors

$$v_1 = n_3 \cdot \frac{1}{6} \cdot \pi d^3 = \frac{d^3 \sqrt{2}}{d^3 \cdot 6} \cdot \pi$$

$$= m^3 \cdot \frac{\sqrt{2}}{6} \pi$$

le poids de ces sphères,

$$p_1 = v_1 \cdot \gamma_1 = \frac{\sqrt{2}}{6} \pi m^3 \gamma_1$$

p_1 est le poids de métal par centimètre-cube de mélange; à ce poids métallique vient s'ajouter celui de l'isolant, dans la proportion du mélange. La somme est alors le poids spécifique du noyau comprimé.

$$\gamma = p_1 + p_0 = m^3 \frac{\sqrt{2}}{6} \pi \gamma_1 \frac{p_1 + p_0}{p_1}$$

d'où

$$m = 1,1055 \cdot \sqrt[3]{\frac{x}{100}} \cdot \sqrt[3]{\frac{\gamma}{\gamma_1}}$$

$$x = \frac{p_1}{p_1 + p_0} (\%)$$

E. Discussion

On constate tout d'abord qu'il faut une quantité minimum d'isolant, pour combler les intervalles entre les sphères métalliques, avant d'en assurer la séparation ($m = 1$). On peut déterminer cette quantité:

$$p_0 = \gamma_0 \cdot v_0 = \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{6} \pi\right) \gamma_0$$

$$p_1 = \gamma_1 \cdot v_1 = \left(\frac{\sqrt{2}}{6} \pi\right) \gamma_1$$

$$\frac{p_0}{p_1 + p_0} = \frac{0,2595 \gamma_0}{0,7405 \gamma_1 + 0,2595 \gamma_0}$$

Ce minimum est, pour la résine synthétique, dont le poids spécifique $\gamma_0 = 1,135$, de 4,8%.

Il faut donc un poids d'isolant supérieur à 4,8% du mélange pour que m devienne inférieur à 1 et qu'il y ait une couche d'isolant solide entre les sphères.

Une proportion de masse isolante inférieure à cette valeur-limite n'exclut cependant pas une certaine isolation des différentes sphères. En effet le poids spécifique du noyau reste, pour une pression normale, inférieur à la valeur qu'il devrait avoir si le mélange ne contenait que du métal et de l'isolant: il reste donc de l'air dans le noyau, qui peut assurer, dans une certaine mesure, le remplissage ou la séparation. Il est évident que le noyau n'est plus homogène et qu'il ne se prête plus qu'à un examen théorique par approximation.

Nous avons établi (diagrammes 3 et 4) la relation $m = f(\gamma)$

pour différentes valeurs de $\frac{p_0}{p_1 + p_0}$ d'abord, puis de γ_1 ensuite.

On peut admettre cependant que le poids spécifique de la masse magnétique ne diffère pas sensiblement de celui du fer pur (7,86), dans le cas du fer Aladin et du fer de carbonyle.

Diagrammes 3 et 4

μ_1	7,86	7,86	7,86	7,86	7,5	7,25	7,0	6,75	6,5
x(%)	95	90	85	80	90	90	90	90	90
$10^4 \gamma$	10 ⁴ m								
30	7883	7742	7596	7444	7864	7594	8047	8145	8248
32	8055	7911	7762	7606	8035	8127	8222	8322	8428
34	8219	8073	7920	7762	8199	8293	8390	8492	8600
36	8377	8228	8072	7911	8357	8452	8551	8656	8765
38	8530	8378	8219	8055	8509	8606	8707	8813	8925
40	8677	8522	8361	8194	8655	8754	8857	8965	9079
42	8819	8662	8498	8328	8797	8898	9002	9112	9227
44	8957	8797	8631	8458	8935	9037	9142	9254	9372
46	9090	8928	8759	8584	8935	9037	9142	9254	9372
48	9221	9057	8886	8708	9199	9303	9412	9528	9648
50	9347	9180	9007	8826	9324	9430	9541	9657	9780
52	9470	9310	9125	8943	9447	9554	9666	9785	9908
54	9590	9418	9241	9056	9566	9675	9788	9908	—
56	9707	9533	9353	9166	9683	9793	9908	—	—
58	9821	9645	9463	9274	9797	9908	—	—	—
60	9932	9755	9570	9379	9907	—	—	—	—

F. Détermination de μ''_w

La combinaison des diagrammes nos 1 et 3 permet de construire la courbe

$$\mu''_w = f(\gamma)$$

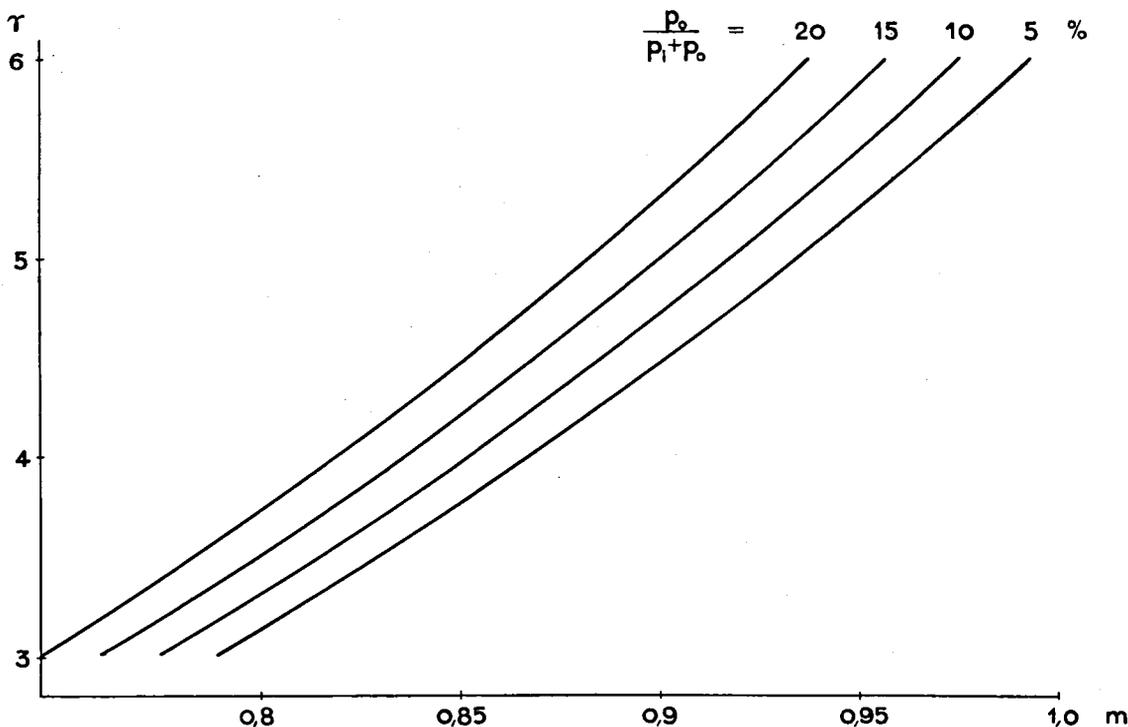


Diagramme n° 3. $m = f(\gamma)$; $\frac{p_0}{p_1 + p_0} = \text{cst}$; $\gamma_1 = 7,86$.

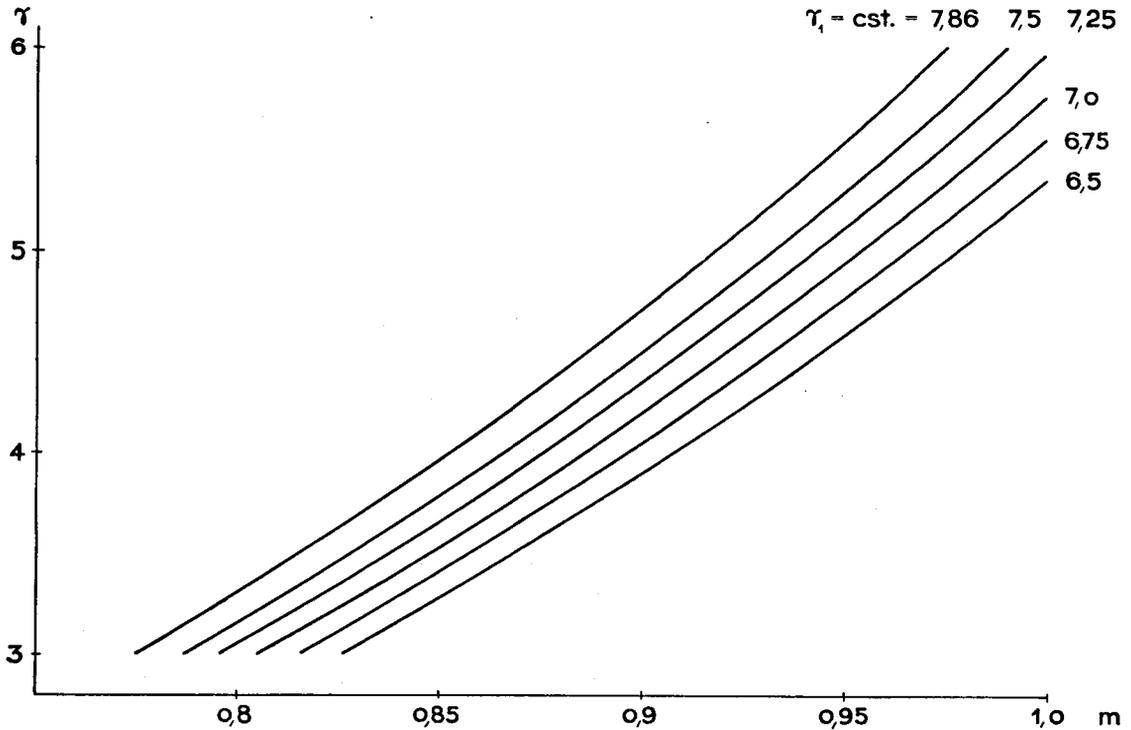


Diagramme n° 4. $m = f(\gamma)$; $\gamma_1 = \text{cst}$; $\frac{p_0}{p_1 + p_0} = 10\%$.

Choisissons le cas où

$$\begin{aligned} \mu_1 &= \infty \\ \gamma_1 &= 7,86 \\ x &= 90\% \end{aligned}$$

Fer Aladin 90% 10—60 t.

Nous pouvons construire le diagramme n° 5:

γ	m	μ'_w
3,2	0,7911	2,44
3,4	8073	2,64
3,6	8228	2,85
3,8	8378	3,08
4,0	8522	3,33
4,2	8662	3,60
4,4	8797	3,90
4,6	8928	4,21
4,8	9057	4,58
5,0	9180	4,98
5,2	9301	5,45
5,4	9418	5,95
5,6	9533	6,63
5,8	9645	7,45

γ	μ_w	μ'_w	$\frac{\mu_w}{\mu'_w}$
3,729	8,805	3,0	2,937
3,993	10,37	3,33	3,114
4,197	11,61	3,6	3,226
4,364	12,77	3,84	3,323
4,48	13,62	4,0	3,405
4,655	14,97	4,3	3,480
4,815	16,26	4,59	3,542
4,825	16,58	4,61	3,600
4,908	17,05	4,77	3,580

On voit que ce rapport $\frac{\mu_w}{\mu'_w}$ n'est pas constant, mais qu'il a tendance à augmenter avec le poids spécifique. On peut donc poser la relation:

$$\frac{\mu_w}{\mu'_w} = f \cdot \gamma^x$$

dans laquelle f est une constante dépendant du mélange magnétique, et x une grandeur à déterminer.

On obtient la valeur calculée corrigée définitive de la perméabilité efficace du noyau:

$$\mu''_w = f \cdot \gamma^x \cdot \mu'_w(\gamma)$$

On peut déterminer que $x = \frac{2}{3}$, satisfait la relation $\frac{\mu_w}{\mu'_w} = f \cdot \gamma^x$, et que f prend alors une

Nos essais nous ont montré que les valeurs de μ'_w que l'on calcule ainsi à partir de la densité du mélange, ne sont pas égales aux valeurs mesurées de la perméabilité du noyau. En effet, si nous prenons une série de noyaux d'un même mélange, comprimés sous des poids différents variant de 10 à 60 tonnes, et si nous établissons le rapport $\frac{\mu_w}{\mu'_w}$, pour chaque densité, nous obtenons les points reportés également sur le diagramme n° 5.

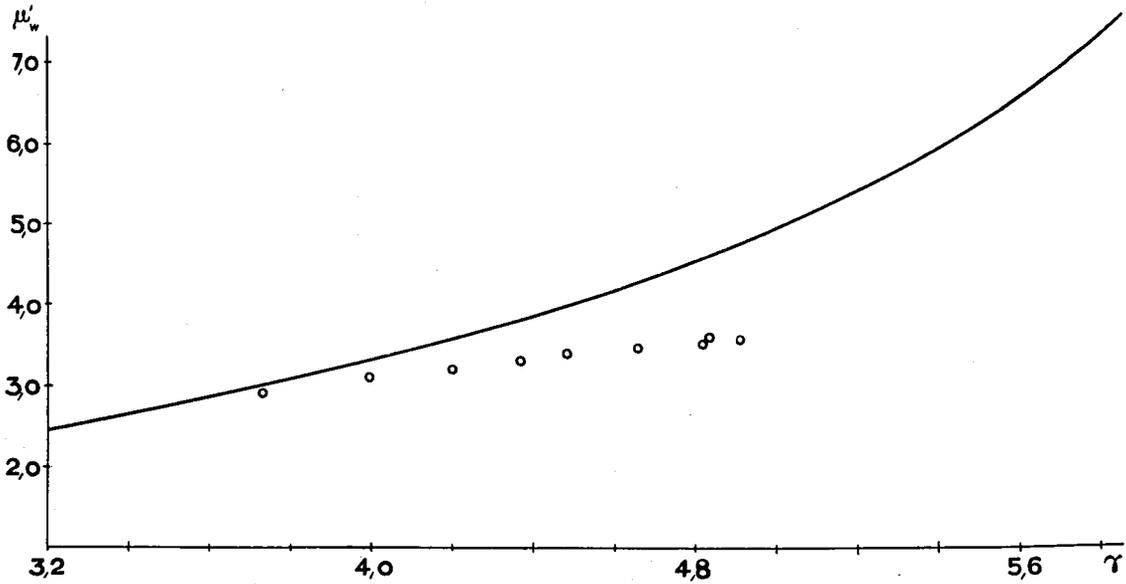


Diagramme n° 5. — = $\mu'_w = f(\gamma)$; o = $\frac{\mu''_w}{\mu'_w} = f(\gamma)$.

valeur voisine de 1 sensiblement constante pour chaque série de noyaux. On a alors l'expression:

$$\mu''_w = f \cdot \gamma^{2/3} \cdot \mu'_w(\gamma)$$

Calculons par exemple cette valeur pour

- $\mu_1 = \infty$
- $\gamma_1 = 7,86$
- γ de 3,2 à 6
- 90% de fer.

Diagramme n° 6

γ	μ'_w	$\mu''_w (f = 1)$
3,2	2,44	5,298
3,4	2,64	5,98
3,6	2,85	6,697
3,8	3,08	7,50
4,0	3,33	8,392
4,2	3,60	9,396
4,4	3,90	10,47
4,6	4,21	11,66
4,8	4,58	13,05
5,0	4,98	14,59
5,2	5,45	16,35
5,4	5,95	18,33
5,6	6,63	20,95
5,8	7,45	24,06
6,0	8,56	28,29

G. Discussion

Nous aimerions maintenant comparer la formule pour la perméabilité que nous venons d'établir, d'une part, à celles que mentionne la littérature et, de l'autre, aux résultats des mesures que nous avons effectuées.

Examinons la relation trouvée au paragraphe 3, dans lequel nous remplaçons les particules magnétiques par des cubes (page 19).

$$\mu'_w = 1 + \frac{d_1^3 (\mu_1 - 1)}{(d_1 + d_0)^3 + d_0 d_1^2 (\mu_1 - 1)}$$

soit, pour $\mu_1 = \infty$, et en introduisant m,

$$\mu'_w = 1 + \frac{m}{1-m}$$

Prenons maintenant la formule d'Ollendorff, selon laquelle

$$\mu'_w = \frac{1 + (\mu_1 - 1) (g\vartheta + 1 - \vartheta)}{1 + (\mu_1 - 1) g\vartheta}$$

g valant de $\frac{1}{3}$ à $\frac{1}{5}$
 ϑ étant le rapport des volumes.

Il nous faut d'abord ramener ϑ à notre grandeur de base γ .

$$v_1 = \frac{P_1}{\gamma_1}; \quad v_0 = p \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{P_1}{\gamma_1} \right)$$

$$\vartheta = 1 - \frac{P_1}{P} \cdot \frac{\gamma}{\gamma_1}$$

J'introduis dans cette expression les valeurs

$$\frac{P_1}{P} = 90\%$$

$$\gamma_1 = 7,86.$$

On a $\vartheta = 1 - 0,1145 \gamma$.

De plus, si $\mu_1 \sim \infty$, la formule devient:

$$\begin{aligned} \mu'_w &= 1 + \frac{1 - \vartheta}{g\vartheta} \\ &= 1 + \frac{0,1145 \cdot \gamma}{(1 - 0,1145\gamma) g} \end{aligned}$$

Nous construisons la courbe pour les valeurs extrêmes de $g = \frac{1}{3}$ et $g = \frac{1}{5}$; nous prenons pour la porter dans le diagramme n° 7a l'expression

$$\mu''_w = f^* \cdot \mu'_w$$

avec les valeurs de f^* respectivement 1,434 et 2,062.

La formule de Doebke

$$\mu'_w = \mu_1 \frac{1 + 2a - 2a\vartheta \frac{\mu_1 - 1}{\mu_1}}{1 + 2a - \vartheta (\mu_1 - 1)}$$

devient de même, pour $\mu_1 = \infty$,

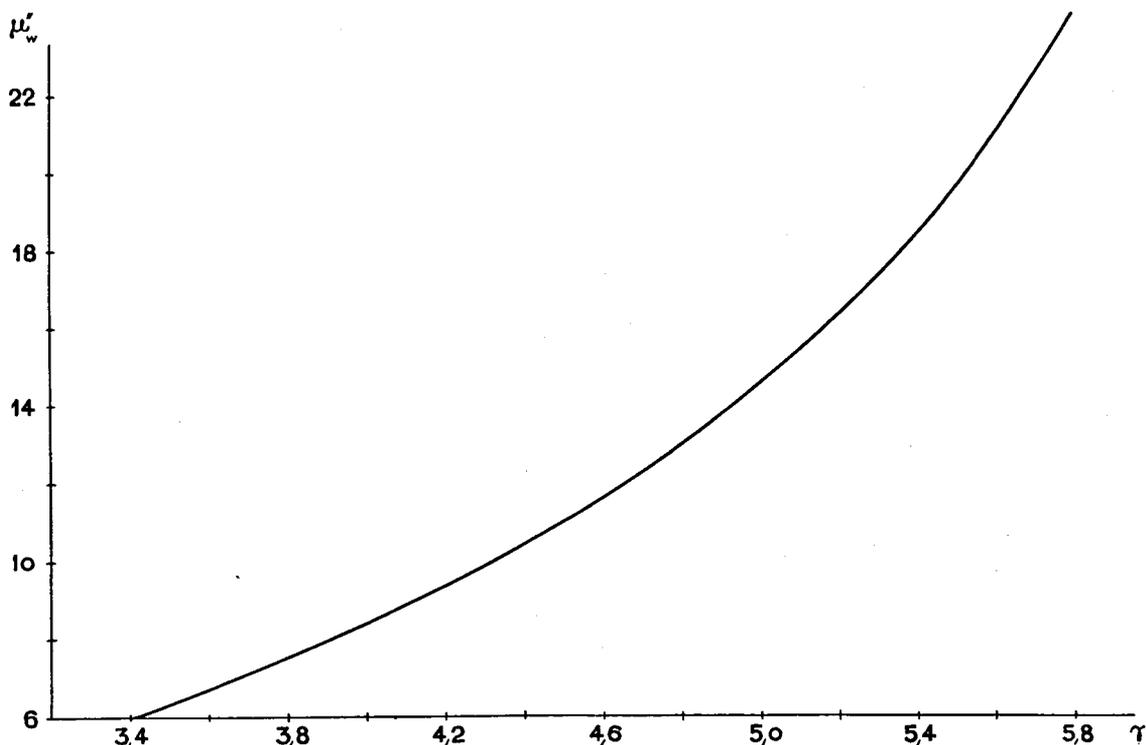


Diagramme n° 6. $\mu''_w = f(\gamma)$; $\mu_1 = \infty$; $\gamma_1 = 7,86$; $\frac{p_1}{p_1 + p_0} = 90\%$.

$$\mu'_w = -\frac{1}{\phi} + 2a \frac{1 - \phi}{\phi}$$

ϕ valant également $1 - 0,1145 \gamma$.

Nous prenons deux valeurs de a ;
 $a = 5$, donne une valeur normale de μ'_w ,
 $a = 2$, en donne une qui est trop faible; nous posons

$$\mu''_w = 2,347 \cdot \mu'_w$$

La formule de Howe (page 18) donne des valeurs de μ'_w plus faibles encore; nous portons

$$\mu''_w = 3,016 \cdot \mu'_w$$

Diagramme n° 7a

γ	« cubes »		Ollendorff		Doebke		Howe
	$g = 1/5$	$1/3$	$a = 5$	2	$1,0$	$2,347$	$3,016$
3,2	3,784	—	—	—	6,414	6,414	5,48
3,4	4,19	6,00	6,00	6,981	6,83	6,83	6,00
3,6	4,635	6,46	6,39	7,598	7,28	7,28	6,58
3,8	5,165	6,95	6,82	8,265	7,77	7,77	7,23
4,0	5,76	7,5	7,3	9,002	8,3	8,3	7,87
4,2	6,48	8,07	7,79	9,779	8,87	8,87	8,64
4,4	7,31	8,72	8,35	10,666	9,51	9,51	9,47
4,6	8,33	9,4	8,95	11,593	10,19	10,19	10,32
4,8	9,605	10,21	9,63	12,67	10,96	10,96	11,35
5,0	11,19	11,05	10,37	13,847	11,79	11,79	12,35
5,2	13,3	11,97	11,15	15,105	12,7	12,7	13,58
5,4	16,15	13,02	12,06	16,552	13,74	13,74	14,92
5,6	20,04	14,24	13,09	18,209	14,92	14,92	16,66
5,8	27,2	15,6	14,29	20,096	16,26	16,26	18,37
6,0	39,8	17,16	15,63	22,253	17,8	17,8	20,20

Nous portons les courbes ainsi obtenues, et nous constatons qu'elles diffèrent sensiblement.

Etudions maintenant la relation empirique $\mu'_w = \mu_1^p$, donnée par Legg et Given.

Exprimons p en fonction de m .

$$m = 1,1055 \sqrt[3]{\frac{x}{100}} \sqrt[3]{\frac{\gamma}{\gamma_1}} \quad x = \frac{p_1}{p_1 + p_0} (\%)$$

$$p = \frac{v_1}{v_1 + v_0} = \frac{\gamma}{\gamma_1} \cdot \frac{p_1}{p_1 + p_0}$$

(Legg)

$$d'où m = 1,1055 \sqrt[3]{p}$$

La formule empirique de Legg devient alors

$$\mu'_w = \mu_1 \left(\frac{m}{1,1055} \right)^3$$

Il paraît difficile de ramener par le calcul cette exponentielle à la forme logarithmique de notre équation

$$\mu'_w = f \cdot \gamma^{2/3} \cdot \pi \left(\ln \frac{1}{1-m} - m \right);$$

nous nous bornerons donc, pour comparer ces deux expressions, à construire la courbe

$$\mu'_w = \mu_1^p$$

pour différentes valeurs de μ_1 . Nous choisissons $\mu_1 = 100$ et 1000 ; l'espace compris entre les deux courbes résultantes correspondant aux valeurs intermédiaires de μ_1 .

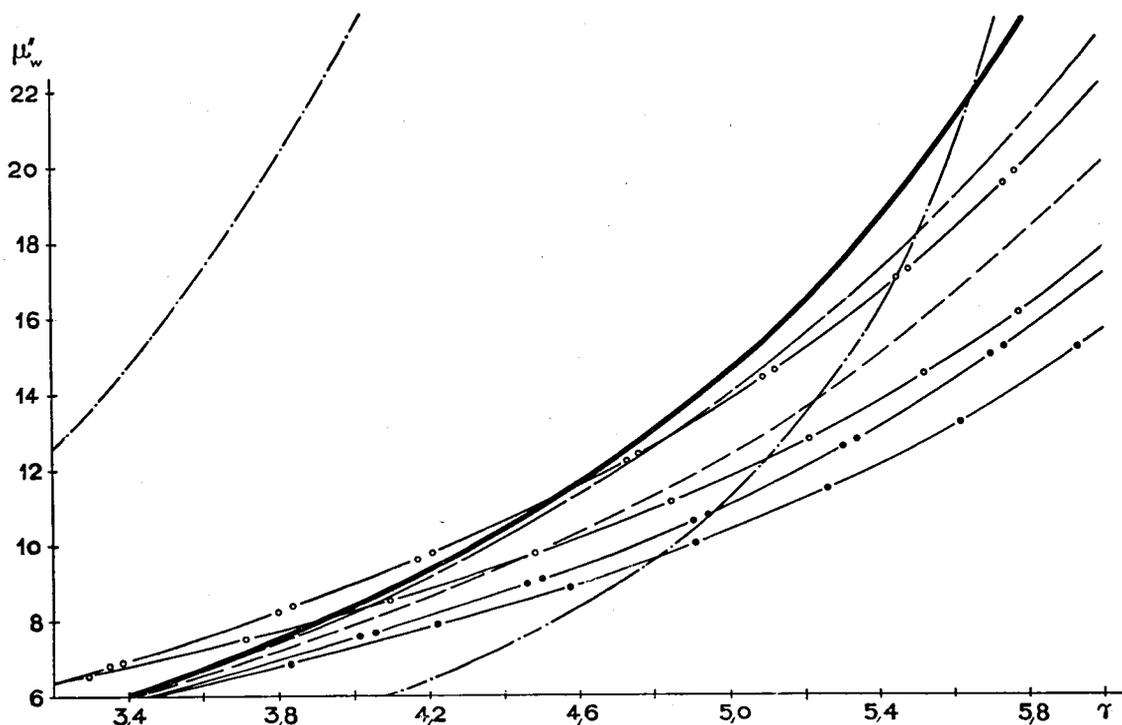


Diagramme n° 7a. $\mu''_w = f(\gamma)$; ——— $\frac{\mu''_w}{f} = \gamma^{2/3} \cdot \left[\ln \frac{1}{1-m} - m \right]$

- · — · — $\mu_w = 1 + \frac{m}{1-m}$; — · — · — Hove, $\mu_1 = \infty$
- · — · — Ollendorf, $g = 1/3$; — · — · — Ollendorf, $g = 1/5$
- o — o — Doebke, $a = 2$; — o — o — Doebke, $a = 5$
- — — — — Legg, $\mu_1 = 100$; — · — · — Legg, $\mu_1 = 1000$

γ	μ_1	μ'_w 100	μ'_w (Legg) 1000
3,2		5,41	12,59
3,4		6,005	14,74
3,6		6,683	17,29
3,8		7,42	20,28
4,0		8,24	23,63
4,2		9,183	27,8
4,4		10,19	32,51
4,6		11,325	38,15
4,8		12,59	44,67
5,0		13,98	52,29
5,2		15,53	61,24
5,3		17,25	71,37
5,6		19,2	84,34
5,8		21,32	98,18
6,0		23,65	115,2

2. Fer de carbonyle — 90% — résine — 10 à 60 tonnes (9 noyaux).
3. Fer de carbonyle — 90% — résine — 10 à 55 t (9 noyaux).
4. Fer de carbonyle — 90% — résine — talc — 10 à 60 t (9 noyaux).
- 5a. Fer de carbonyle — 80 + 92,5% — résine — 55 tonnes (8 noyaux).
- 5b. Fer de carbonyle — 95% — résine — 20 à 55 t (4 noyaux).

Je porte la valeur

$$\frac{\mu_w}{f}$$

sur le diagramme; f variant de 1,0 à 1,235, maintenu constant pour chaque série de noyaux.

1.

γ	μ_w	$\frac{\mu_w}{f}$	f = 1,235
3,729	8,805	7,13	
3,993	10,37	8,40	
4,197	11,61	9,40	
4,364	12,77	10,34	
4,48	13,62	11,03	
4,655	14,97	12,12	
4,825	16,26	13,16	
4,815	16,58	13,42	
4,908	17,05	13,80	

On voit que cette courbe pour $\mu_1 = 100$ est, de celles que nous avons examinées, celle qui se rapproche le plus de notre formulation de la perméabilité efficace du noyau.

Reportons maintenant sur le *diagramme n° 7b* les valeurs de la perméabilité que nous avons mesurées au cours de nos essais.

Notons cinq séries de mesures:

1. Fer Aladin — 90% — isolant: 10% résine-pressés sous 10 à 60 tonnes (9 noyaux).

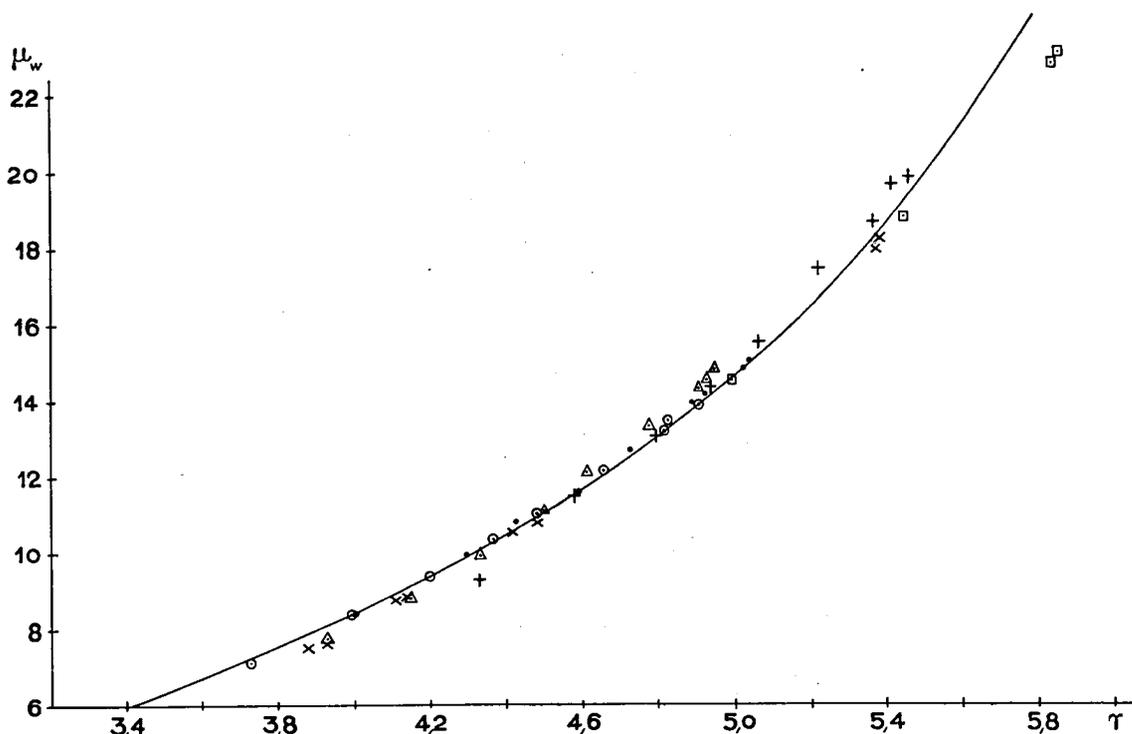


Diagramme n° 7b. $\mu_w = f(\gamma)$

- 1. FeA 90%, $f = 1,235$; △ 2. FeC 90%, $f = 1,177$
- 3. FeC 90%, $f = 1,076$; + 4. FeC 90%, $f = 1,0$
- × 5a. FeC 80-92,5%, $f = 1,179$; □ 5b. FeC 95%, $f = 1,083$

2.

γ	μ_w	$\frac{\mu_w}{f}$
3,932	9,2	7,817
4,149	10,44	8,87
4,332	11,77	10,0
4,504	13,14	11,16
4,614	14,25	12,11
4,782	15,78	13,41
4,904	16,85	14,32
4,937	17,25	14,66
4,940	17,56	14,92

$f = 1,177$ 5a.

γ	μ_w	$\frac{\mu_w}{f}$	
3,881	8,97	7,61	
3,931	9,154	7,77	80%
4,116	10,385	8,81	
4,141	10,528	8,93	82,5%
4,42	12,51	10,61	
4,485	12,77	10,83	85%
5,391	21,457	18,2	
5,381	21,059	17,86	92,5%

3.

γ	μ_w	$\frac{\mu_w}{f}$
3,999	9,042	8,4
4,296	10,71	9,95
4,424	11,63	10,80
4,595	12,49	11,60
4,727	13,65	12,68
4,884	15,00	13,94
4,921	15,25	14,17
5,022	15,93	14,8
5,039	16,15	15,0

$f = 1,076$

5b.

γ	μ_w	$\frac{\mu_w}{f}$
5,866	24,935	23,01
5,854	24,64	22,74
5,458	20,29	18,73
4,999	15,71	14,5

$f = 1,083$

On reconnaît que les points longent assez bien la courbe que nous avons établie pour

$$\mu''_w = f(\gamma)$$

2. Les pertes

a. Les pertes d'hystérésis

Un contrôle de notre étude des pertes d'hystérésis nous est donné par la théorie de Lord Rayleigh sur le comportement du fer pour les champs faibles.

Rayleigh a donné la relation

$$B = \mu_a \cdot H_1 + \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot H_1^2$$

dans laquelle μ_a désigne la perméabilité initiale

4.

γ	μ_w	$\frac{\mu_w}{f}$
4,327	9,33	9,33
4,587	11,5	
4,794	13,08	
4,943	14,33	
5,07	15,5	
5,229	17,43	
5,376	18,65	
5,425	19,6	
5,467	19,78	19,78

$f = 1,00$

du fer et α la constante de Rayleigh. α peut prendre une valeur différente pour chaque noyau.

Jordan a montré que, si la théorie de Rayleigh reste admissible dans le cas des champs que l'on rencontre en téléphonie et permet la séparation des pertes, elle n'en est pas moins, dans notre cas, une approximation.

La démonstration théorique de cette affirmation nous a été apportée récemment par Kornetzki, dans une étude où il montre que la courbe de magnétisation cisailée d'un corps composé ne saurait être une boucle de Rayleigh, si celle de l'élément magnétique de base en était une.

La présence de termes d'ordre supérieur à 2, dans la relation $B = f(H)$ entraîne l'inconstance du coefficient d'hystérésis qui diminue si le champ augmente. Cette variation reste cependant extrêmement faible pour les intensités du champ que nous rencontrons, et sa détermination n'aurait guère qu'une valeur théorique.

En effet, nos mesures nous donnent un écart sensiblement égal des droites $\epsilon = f(f)$, pour $H = H, 2H, \text{ et } 3H$, alors que théoriquement, il devrait diminuer (fig. 13).

Nous avons donc admis que la théorie de Rayleigh pouvait ici satisfaire pratiquement.

On peut en tirer l'expression de la chute de tension aux bornes d'une self à noyau de fer:

$$E = (r_{=} + r_h) i_1 \cdot \cos \omega t \\ - \omega L_0 \left(1 + \frac{\alpha H_1}{\mu_a}\right) i_1 \cdot \sin \omega t \\ - \omega L_0 \frac{4}{5\pi} \frac{\alpha H_1}{\mu_a} i_1 \cdot \cos 3 \omega t.$$

Cette relation nous montre les effets de la non-linéarité de la courbe $B = \mu H$:

1. L'inductivité augmente avec le champ, à partir de la valeur L_0 , qu'elle a lorsque celui-ci est nul;

$$L = L_0 \left(1 + \frac{\alpha H_1}{\mu_a}\right)$$

2. La résistance ohmique $r_{=}$ de la self est augmentée proportionnellement au champ, d'une valeur r_h , correspondant aux pertes d'hystérésis.

$\frac{r_h}{\omega L}$ donne la tangente de l'angle de phase entre l'induction et le champ.

$$\text{tg } \epsilon_h = \frac{r_h}{\omega L} = \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{\alpha H_1}{\mu_a + \alpha H_1}$$

On peut généralement poser:

$$\alpha H_1 \ll \mu_a \text{ d'où}$$

$$\text{tg } \epsilon_h = \frac{4\alpha}{3\pi \mu_a} \cdot H_1$$

3. La tension comporte une composante de la troisième harmonique 3ω , proportionnelle au carré du champ. Le rapport des amplitudes de l'harmonique et de la fréquence de base est le facteur de distorsion k .

$$k = \frac{4}{5\pi} \cdot \frac{\alpha H_1}{\mu_a}$$

$$\text{La relation } L = L_0 \left(1 + \frac{\alpha}{\mu_a} H_1\right)$$

nous permet de calculer la valeur de $\frac{\alpha}{\mu_a}$ pour chacun de nos noyaux, à partir de la mesure de L pour deux intensités différentes du champ:

$$\frac{\alpha}{\mu_a} = \frac{L_1 - L_2}{H_1 L_2 - H_2 L_1}$$

Ce calcul nous donne le rapport $\frac{\alpha}{\mu_a}$ pour la masse

mélangée; il n'y a donc pas lieu de lui faire subir la correction que mentionnent Becker et Döring, pour tenir compte de l'effet de cisaillement (Ferromagnetismus p. 425).

Cette valeur de $\frac{\alpha}{\mu_a}$ permet de calculer le coefficient d'hystérésis selon la formule:

$$e'_h = \frac{4}{3\pi} \frac{\alpha}{\mu_a}$$

On constate cependant que la valeur mesurée e_h reste inférieure au montant calculé e'_h . Le rapport $\frac{e'_h}{e_h}$ est, pour chaque série de noyaux, à peu près constant et voisin de 1,2.

L'étude de la variation du coefficient d'hystérésis avec la perméabilité efficace d'une série de noyaux, montre que e_h croît proportionnellement à μ_w et que l'on peut poser:

$$e_h = \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{\alpha}{\mu_a} \cong c \cdot \mu_a$$

c est une constante dépendant de la composition du noyau.

Cette relation tend à démontrer que la constante de Rayleigh est proportionnelle au carré de la perméabilité

$$\alpha \sim \mu_a^2$$

pour des noyaux de même composition, mais de densités et, partant, de perméabilités différentes. Dans ce cas, la formulation générale de la théorie de Rayleigh serait:

$$B = \mu_a \cdot H_1 \left(1 + \frac{1}{2} \alpha^* \cdot \mu_a \cdot H_1\right)$$

α^* étant une constante pouvant varier pour chaque composition du mélange magnétique.

Diagramme n° 8

t	μ_a	Fe A. 90%		FeC.90%			
		$\frac{\alpha}{\mu_a}$	$\frac{\alpha}{\mu_a^2}$	e'_h	e_h	e'_h / e_h	e_h
10	8,776	0,01727	0,00197	7,33	6,29	1,165	3,175
15	10,32	218	211	9,25	7,93	1,165	3,81
20	11,56	238	206	10,09	8,76	1,152	4,19
25	12,7	284	223	12,07	10,29	1,174	4,95
30	13,54	318	235	13,51	11,17	1,21	5,07
40	14,88	324	217	13,72	11,42	1,20	5,585
50	16,14	356	220	15,1	11,93	1,26	6,35
55	16,46	387	235	16,4	12,96	1,265	6,73
60	16,92	383	226	16,23	13,3	1,22	6,98

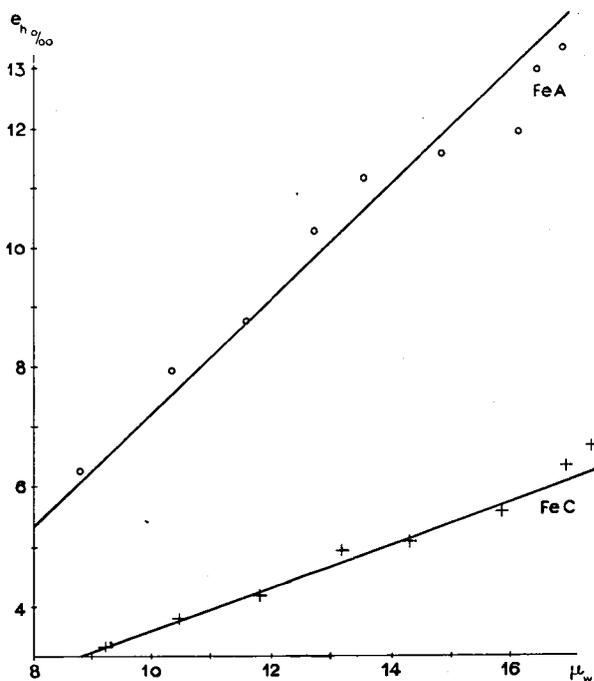


Diagramme n° 8. $e_h = f(\mu_w)$; FeC 90% } 10 ÷ 60 t.
FeA 90%

b. Les pertes par courants de Foucault

L'angle des pertes par courants de Foucault est donné par Becker et Döring, sous la forme:

$$e_w = C \cdot \frac{\mu_a \cdot d^2}{\rho}$$

dans laquelle C est une constante, μ_a , la perméabilité initiale du corps considéré et ρ , sa résistance spécifique.

Il peut exister, dans nos noyaux en fer pulvérisé, deux espèces de courants de Foucault:

D'une part, les courants suscités par le champ à l'intérieur des particules magnétiques elles-mêmes. Leur importance croît avec le carré du diamètre des particules et avec la perméabilité du métal. Elle diminue avec sa résistance spécifique. Ces trois dimensions sont des constantes caractéristiques de la matière et de la structure de la masse magnétique. Elles ne dépendent pas de l'isolation ni de la fréquence ou de l'intensité du champ appliqué. Ce coefficient de pertes doit donc rester sensiblement le même pour tous les noyaux pressés avec une même poudre de fer.

On a d'autre part les courants de Foucault qui circulent dans toute la section du noyau. Leur valeur est déterminée essentiellement par celle de la résistance spécifique qui, lorsque la proportion d'isolant est suffisante et le mélange soigneusement effectué, est extrêmement élevée. La perméabilité relativement faible du noyau ne permet alors pas à ces courants d'atteindre une valeur appréciable.

On en conclut que la valeur totale des pertes par courants de Foucault, attribuées à ces deux phénomènes, dépend, pour un minimum d'isolation, uniquement des propriétés électromagnétiques et de la structure de la poudre magnétique employée, et qu'elle ne doit guère varier pour des noyaux dont la base est la même.

Nos mesures confirment ces remarques: la faiblesse des pertes par courants de Foucault, pour nos noyaux, en rend la mesure extrêmement délicate et nous n'avons pas obtenu de résultats parfaitement constants. Il n'est pas possible notamment de déceler une relation quelconque entre e_w et la perméabilité efficace ou la proportion d'isolant.

La valeur des pertes par courants de Foucault oscille entre 0,065 et 0,085‰ pour le fer de carbone.

On ne relève pas de différence notable pour le fer Aladin.

Table:

Fe C	μ_w	e_w ‰
80%	9,0	0,08
82,5	10,99	725
85	12,6	762
87,5	14,5	7
90	16,0	75
92,5	21,25	825
95	25,0	75
95	15,75	75

Fe A	μ_w	e_w ‰
90%	8,834	0,075
	10,42	675
	11,66	65
	12,84	75
	13,7	65
	15,06	75
	16,38	825
	16,7	80
	17,18	775

c. Les pertes par effet de retardement

Les pertes par effet de retardement ont fait l'objet d'études nombreuses, mais qui ne semblent pas avoir abouti à une explication définitive de ce problème. La mesure exacte en est rendue délicate par leur grande sensibilité aux variations de température.

Nous nous bornerons à relever nos mesures de e_n pour différentes séries de noyaux.

Diagramme n° 9

t	Fe C 90%		Fe A 90%	
	μ_w	e_n	μ_w	e_n
10	9,22	0,9	8,834	1,57
15	10,46	0,85	10,42	2,0
20	11,8	1,2	11,66	2,15
25	13,18	1,4	12,84	2,1
30	14,29	1,5	13,7	2,48
40	15,83	1,5	15,06	2,5
50	16,91	1,63	16,38	2,6
55	17,32	1,6	16,7	2,63
60	17,63	1,67	17,18	2,75

On voit que, de même que e_h , e_n a tendance à croître linéairement avec la perméabilité efficace du noyau.

Résumant ce qui précède, nous reporterons maintenant sur un même diagramme les trois coefficients e_h , e_w , e_n pour la série de noyaux

Fer Aladin 90%
10 ÷ 60 t.

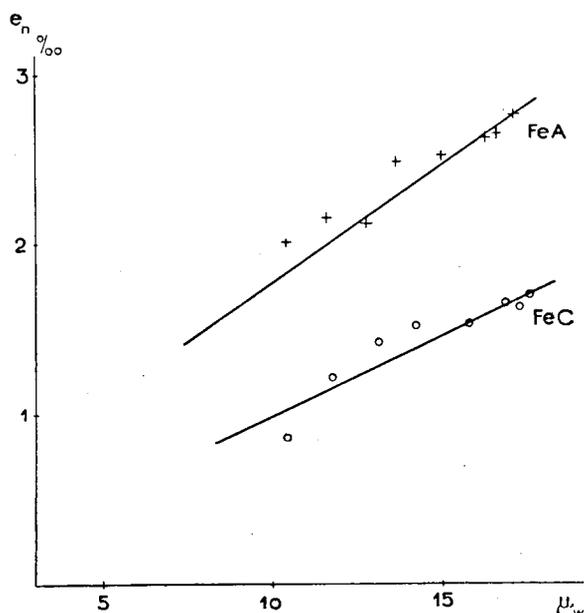


Diagramme n° 9. $e_n = f(\mu_w)$; FeC 90% }
FeA 90% } 10 ÷ 60 t.

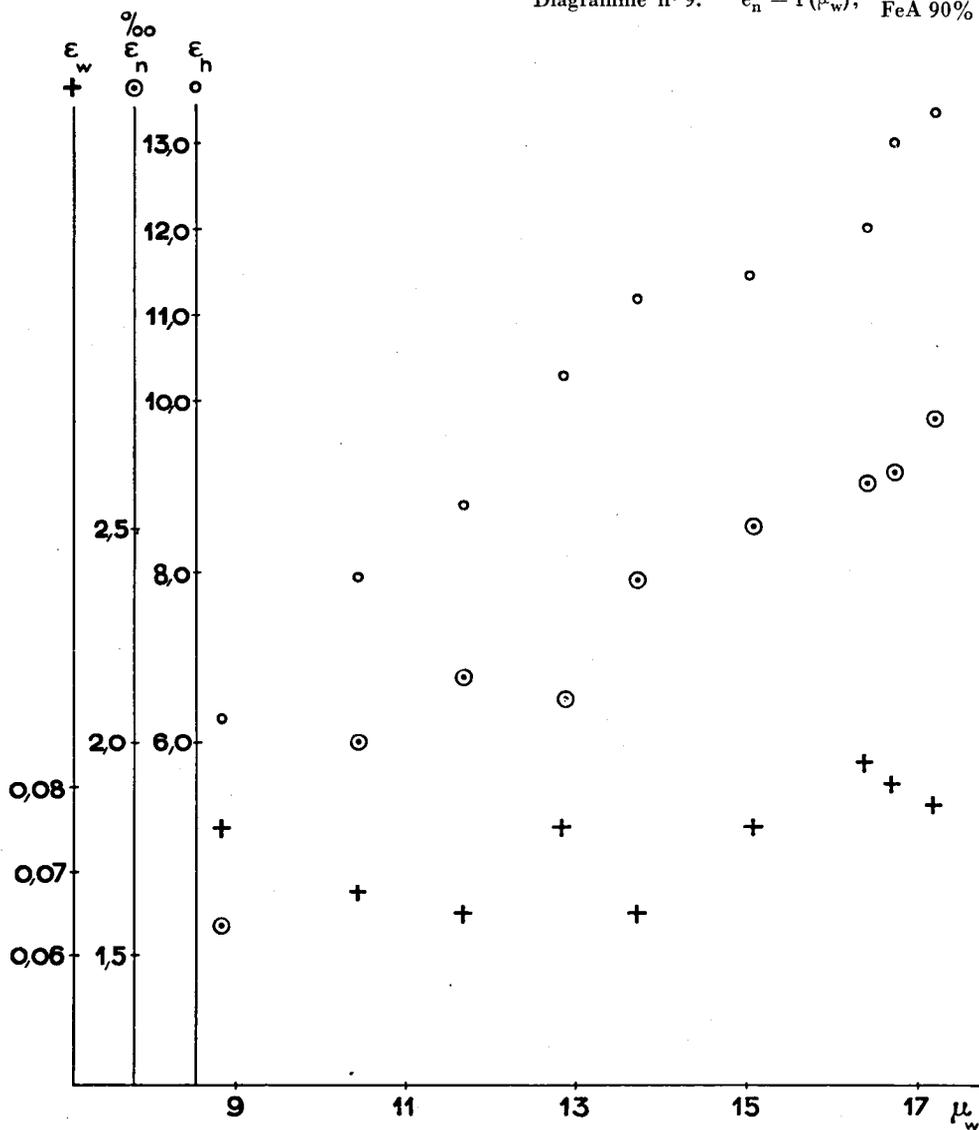


Diagramme n° 10. $\epsilon = f(\mu_w)$; FeA 400 90%; 10 ÷ 60 t.

3. Littérature se rapportant à l'étude théorique de la perméabilité et des pertes

a. Livres

Krauter E. — Magnetische Untersuchungen an stark unterteilten Eisenringen bei hohen und sehr hohen Frequenzen. Diss. Tübingen 1928
 Ollendorff Fr. — Potentialfelder der Elektrotechnik. Springer Berlin 1932

b. Périodiques

Lord Rayleigh — Phil. Mag. 23 (1887) 225
 Doebke — Ferromagnetische Mischkörper. Zeitschr. f. techn. Phys. 11 (1930) 13
 Jordan — Zum Gültigkeitsbereich der Rayleigh — Jordan'schen Beziehungen. Zeitschr. f. techn. Physik 11 (1930) 2
 Ollendorff — Magnetostatik der Massekerne. AET 25 (1931) 436
 Deutschmann — Ueber Massekerne. El. Nachrichtentechnik 9 (1932) 421

Howe — Iron powder compound cores for coils. Wireless eng. 10 (1933) 1
 Jordan — Was ist vom Ferromagnetismus bei kleinen Feldänderungen bekannt? Ann. Physik 21 (1934) 405
 Preisach — Ueber die Magnetische Nachwirkung. Zeitschr. f. Physik 94 (1935) 277
 Kindler & Thoma — Ueber magnetische Nachwirkung. AET 30 (1936) 514
 Kornetzki & Weiss — Die Wirbelstromverluste im Massekern. Wiss. Ver. Sic.-Werke 15 (1936) 95
 Kersten — Spulen mit Massekernen. Siemens Veröffentlichungen aus dem Gebiet der Nachrichtentechnik 7 (1937) 849
 Arkadiew — L'analyse des courbes dynamiques de la perméabilité magnétique et des pertes dans le fer. C. R. Acad. des sciences 202 (1936) 39
 Kornetzki — Die Hysterese im Rayleigh-Bereich schwacher magnetischer Felder bei gescheiter Magnetisierungskurve. Siemens Ver. a. d. G. d. Nachrichtentechnik 13 (1943) 25

CONCLUSION

Une étude théorique de la perméabilité efficace des noyaux à base de fer pulvérisé nous a amené à la relation

$$\mu'_w = \pi \left(\ln \frac{1}{1-m} - m \right)$$

dans laquelle

$$m = \frac{d}{d'} = 1,1055 \sqrt[3]{\frac{P_1}{P_{tot}}} \cdot \sqrt[3]{\frac{\gamma}{\gamma_1}}$$

Des mesures effectuées sur une centaine de noyaux fabriqués à l'Institut de courants faibles de l'E. P. F. nous ont amené à constater que les valeurs calculées au moyen de cette formule diffèrent d'un facteur

$$f \cdot \gamma^{2/3}$$

des valeurs mesurées lors de nos essais. Nous avons donc posé la relation

$$\mu''_w = f \cdot \gamma^{2/3} \cdot \pi \left(\ln \frac{1}{1-m} - m \right)$$

(f étant une constante variant de 1,0 à 1,3), qui se rapproche beaucoup de la formule empirique indiquée par MM. Legg et Given, sur la base de leurs observations dans les laboratoires de la Bell Cy.

Cette différence entre la perméabilité calculée et mesurée provient sans aucun doute des données simplifiées que nous avons mises à la base de notre étude. En effet, nous avons admis:

- a. des particules sphériques,
- b. un diamètre constant,

- c. une disposition idéale des particules,
- d. l'intégrité de la couche d'isolant autour de chaque sphère.

Ces conditions ne sont évidemment jamais remplies dans le cas pratique; celui qui s'en rapproche le plus est celui du fer de carbonyle (fig. 3) avec 10% d'isolant: ce sont effectivement les noyaux pour lesquels f est le plus proche de 1.

En réalité, il est fort improbable qu'aux pressions employées, la matière isolante soit assez fluide pour en permettre la répartition idéale. On en conclut que les particules ne seront jamais parfaitement isolées: certaines ne le seront même pas du tout, alors que d'autres seront complètement enrobées.

D'autre part, le mélange contient encore de l'air dont il est difficile de juger de la répartition. L'ensemble de ces facteurs donne évidemment au calcul de m un caractère essentiellement théorique.

En résumé, la différence entre les valeurs de μ_w et de μ'_w peut être attribuée à deux facteurs principaux:

1. La forme et le volume irréguliers des particules; cette composante n'influe pas sur la densité du noyau; elle ne varie que pour des séries entières pressées à partir d'une même poudre; elle est responsable du facteur f, dont la variation reste cependant faible, même pour la poudre Aladin (fig. 4).
2. La disposition irrégulière des particules; la qualité de l'isolation, qui détermine le cisaillement de la perméabilité du noyau, dépend de la proportion en volume, de métal et d'isolant,

c'est-à-dire, du poids spécifique: elle diminue quand il s'élève, favorisant ainsi l'irrégularité de la disposition des particules.

Le rapport de la perméabilité mesurée à la perméabilité calculée augmente donc avec la densité et nous avons déterminé qu'il était proportionnel à la puissance $2/3$ de cette densité. D'où la formule pour la perméabilité calculée corrigée que nous avons citée plus haut.

On remarque que cette expression ne contient pas la perméabilité du métal: en effet, la perméabilité efficace du noyau en est pratiquement indépendante, sitôt que μ_1 dépasse une valeur relativement peu élevée.

L'étude des pertes montre qu'alors que les pertes d'hystérésis et par effet de retardement subissent un accroissement proportionnel à la perméabilité du noyau, une isolation suffisante permet d'en rendre les pertes par courants de Foucault pratiquement indépendantes.

Cette proportionnalité de l'hystérésis et de la perméabilité initiale de nos noyaux oblige à conclure que la constante de Rayleigh croît avec le carré de la perméabilité. Les mesures effectuées confirment cette supposition. Cette constatation permet d'établir, pour notre cas, une formulation plus générale de la théorie de Lord Rayleigh.

* * *

Je ne voudrais pas conclure sans exprimer ici ma reconnaissance à M. le professeur Baumann, pour l'intérêt avec lequel il a suivi mes travaux et pour tout l'appui qu'il a bien voulu leur accorder.

De même, je tiens à remercier la firme Hasler S. A. à Berne, pour l'amabilité avec laquelle elle a tenu les extraits des brevets suisses à ma disposition, et pour toute l'aide matérielle qu'elle a apportée à mes expériences.

Zurich, février 1944.

Leer - Vide - Empty

Curriculum vitae

Né à Genève, le 7 juillet 1918; fils de Gustave Hentsch, de Messieurs Hentsch & Cie, banquiers à Genève.

Etudes primaires et secondaires à Genève. Certificat de maturité classique (type A), juin 1936.

Section d'électrotechnique de l'Ecole Polytechnique Fédérale, dès 1936. Ingénieur électricien diplômé, juin 1941; travail de diplôme à l'Institut de courants faibles (Professeur Baumann), sur le sujet: « Etude d'un système de téléphonie multiple et, en particulier, de la génération des fréquences porteuses ».

Depuis 1941, travaux de recherche à ce même institut avec, partiellement, fonctions d'assistant.

Mai 1944, Hasler S. A., Berne.