



HAL
open science

Une installation de mesure des aimantations entre 2 et 1200 °K

Guy Rimet

► **To cite this version:**

Guy Rimet. Une installation de mesure des aimantations entre 2 et 1200 °K. J. Phys. Phys. Appl., 1961, 22 (S6), pp.121-132. 10.1051/jphysap:01961002206012100 . jpa-00212824

HAL Id: jpa-00212824

<https://hal.science/jpa-00212824>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNE INSTALLATION DE MESURE DES AIMANTATIONS ENTRE 2 ET 1200 °K

Par GUY RIMET,

Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.

Résumé. — Nous décrivons en détail une installation de mesure des aimantations, construite et mise au point au Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du métal de Grenoble, dans des champs pouvant varier jusqu'à 30 000 oersteds et à toutes les températures comprises entre 2 et 1 200 °K. Les aimantations sont mesurées avec une précision de l'ordre de 0,5 % par la méthode d'extraction axiale à partir du centre de l'entrefer d'un électro-aimant de 150 kW. Les mises en température sont effectuées à l'intérieur d'un vase isolant métallique ou d'un four à 0,5° près. On peut utiliser des échantillons ayant jusqu'à 13 mm de long et 4 à 8 mm de diamètre, selon les températures.

Abstract. — An apparatus for the measurement of magnetization in fields up to 30 000 oersteds at any temperature between 2 and 1 200 °K, which has been built at the Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal de Grenoble, is described in detail. The magnetization is measured with an accuracy of about 0.5 % by axial extraction out of the gap of a 150 kW electromagnet. The required temperature is obtained in an oven or in a metal-walled Dewar vessel, with an accuracy of about 0.5°. Samples up to 13 mm length and for 4 to 8 mm diameter, depending on the temperature, can be used.

Introduction. — Nous mesurons les aimantations en utilisant la méthode classique d'extraction proposée par P. Weiss en 1905 [1], [2], développée avec de nombreuses variantes dans les travaux de Peschard [3], Weiss et Forrer [4], [5], Sadron [6], Fallot [7], Taglang [8], Pauthenet [9] et Danan [10]. L'échantillon de substance à étudier est placé au centre de l'entrefer d'un électro-aimant, dans un champ magnétique connu et à une température bien déterminée. On l'extrait brusquement d'un système de bobines induites reliées à un galvanomètre balistique dont l'élongation est une mesure de l'aimantation de l'échantillon considéré.

Cette méthode possède de nombreux avantages. C'est une méthode de mesure directe. Elle permet d'utiliser les champs magnétiques les plus élevés obtenus avec les techniques actuelles. Elle est relativement rapide ; le temps global nécessaire à la détermination d'une courbe d'aimantation par 15 à 20 points expérimentaux est d'une heure environ. L'appareillage utilisé est simple, robuste et indéréglable. Mises à part les incertitudes de second ordre dues aux champs démagnétisants, la mesure effectuée ne dépend en rien de la densité de la substance et fournit directement le moment magnétique de l'échantillon dont la masse est connue, donc le moment de la masse unité. Elle est enfin, en principe, d'une précision constante dans tous les domaines de champs utilisés.

On y trouve néanmoins quelques désagréments. La sensibilité peut être très grande dans son principe et il est difficile d'en profiter à cause des pro-

blèmes de stabilisation des champs magnétiques intenses (§ 6) et pour des questions de volume maximum, donc de poids, imposés aux échantillons (§ 8b). Par ailleurs, la saturation du circuit magnétique de l'électro-aimant entraîne une variation de la perméabilité « apparente » du milieu où l'on travaille et la sensibilité du circuit de mesure varie avec le champ. Les corrections conséquentes, habituellement connues sous le nom de « corrections d'images magnétiques », sont le principal inconvénient de la méthode (§ 8).

Si l'on extrait l'échantillon dans une direction perpendiculaire à l'axe de l'aimant, les variations de sensibilité sont de l'ordre de 100 %. Elles présentent, de plus, un certain flottement dû sans doute à ce que la distribution de l'aimantation dans les pièces polaires n'est jamais parfaitement reproductible. On réduit considérablement ces variations quand on extrait l'échantillon dans le sens même du champ magnétique, en percevant axialement l'électro-aimant (§ 8a). Mais l'uniformité (§ 7a) et la valeur (§ 1c) du champ au centre de l'entrefer sont affectées par la présence de l'alésage qui doit être suffisamment important pour recevoir tous les dispositifs de mise en température des échantillons. Quoi qu'il en soit, il est impossible d'éliminer totalement ces variations de sensibilité et des étalonnages préalables sont nécessaires pour déterminer les valeurs absolues comme les valeurs relatives des aimantations.

Pour résoudre le double problème technique du champ et de la température nous avons construit :

— *un électro-aimant* pesant, tout équipé, une vingtaine de tonnes et pouvant facilement dissiper une puissance de 150 Kw ;

— *un vase isolant* métallique conservant plusieurs heures de l'azote, de l'hydrogène ou de l'hélium liquides, muni d'un appareillage approprié pour obtenir et mesurer les températures comprises entre 2 °K et la température ambiante ;

— *un four électrique* permettant d'atteindre 1 200 °K, ou plus par le seul remplacement de l'élément chauffant ;

— tous les dispositifs de mesure, de réglage et de contrôle de l'appareillage précédent.

I. Le champ magnétique : L'électro-aimant (*).

— La seule méthode qui soit rigoureuse pour le calcul des électro-aimants est une méthode de calcul numérique dite de relaxation [11]. Elle n'a pas encore été utilisée à notre connaissance, son application restant bien fastidieuse. La construction des électro-aimants repose plutôt sur des méthodes simplifiées dont la précision s'avère suffisante en pratique. Ce sont les méthodes de calcul approché des circuits magnétiques sans fuites que l'on améliore considérablement en tenant compte de ces dernières. On y arrive par des tracés de champ ou par la fabrication de modèles réduits étudiés et modifiés empiriquement. Pour de grosses unités, les considérations économiques — investissement et exploitation — fournissent toujours des données supplémentaires au problème technique.

1) LE CIRCUIT MAGNÉTIQUE. — Les idées directrices du projet sont les suivantes :

a) *La densité maximale de flux* doit être réalisée dans les nez polaires. Ils doivent se saturer avant toutes les autres parties du circuit magnétique où l'on maintient une induction de l'ordre de 20.000 gauss.

Tout le long des noyaux polaires le flux ne cesse de croître, les flux de fuites venant régulièrement emprunter leur passage et rejoindre le flux utile. Il est donc nécessaire d'accroître parallèlement leur section pour que l'induction reste faible. Une forme en gradins convenablement répartis simplifie la construction et la mise en place du bobinage. Il n'est pas avantageux d'exagérer cet accroissement de section, parce qu'il favorise lui-même les fuites qu'il reçoit et cela en partie dans une région, près de la culasse, où n'étant pas en parallèle avec l'entrefer, elles diminuent l'efficacité des ampères-tours disponibles.

b) Il faut réduire au maximum *les fuites* susceptibles de consommer une partie des ampères-tours,

(*) Il a été réalisé sous la direction de M. Pauthenet. La culasse a été coulée aux aciéries d'Ugine, l'usinage effectué aux Ets Neyrpic. Les bobines ont été exécutées par les Ets Massot et Disdier de Grenoble, le montage réalisé sur place par l'atelier central de la Faculté des Sciences.

c'est-à-dire les fuites entre les noyaux polaires et la carcasse. On diminue pour cela la hauteur des noyaux en prévoyant au plus juste la place du bobinage. On éloigne les branches de la culasse, avec une section suffisante pour que leur réluctance reste faible. On rapproche au maximum les bobines excitatrices de l'entrefer, songeant par ailleurs que le champ propre de ces bobines n'est pas négligeable (§ 2b).

Les considérations précédentes nous ont conduit à construire le circuit magnétique représenté figure 1. Il est du type cuirassé, en acier extra-doux

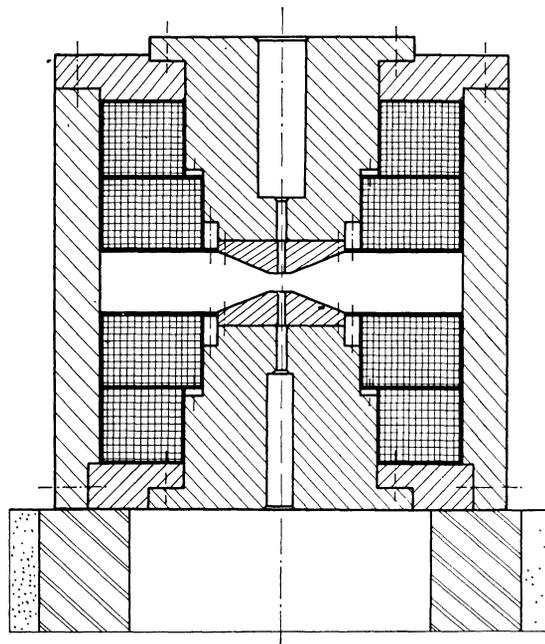


FIG. 1. — L'électro-aimant : coupe longitudinale.

de haute perméabilité. Les pièces polaires sont percées axialement d'un trou cylindrique de 30 mm. Le diamètre des noyaux est de 76 cm à leur sortie de la culasse. Ils conservent ce diamètre pendant 27 cm, puis diminuent graduellement à 62 et 52 cm pour se raccorder aux nez polaires. Le noyau supérieur est alésé axialement à 20 puis 3,5 cm, le noyau inférieur à 10 puis 3,5 cm. Le nez polaire supérieur est directement fixé sur le noyau correspondant ; le nez inférieur l'est par l'intermédiaire de cales qui rendent l'entrefer réglable entre 0 et 90 mm. La culasse est constituée par quatre blocs parallélépipédiques de 18 × 112 × 180 cm. L'ensemble pèse 15 tonnes environ et repose sur les bords d'un cuvelage étanche, permettant d'accéder à l'alésage inférieur.

c) *Les nez polaires* sont les parties essentielles du circuit magnétique, car leur saturation limite, toutes choses égales par ailleurs, la valeur du champ maximum réalisable. Ils sont en alliage de Fer-Cobalt à 33 % de cobalt, matériau de forte aimant-

tation à saturation ($4\pi J_s \simeq 24\,000$ gauss). Leur forme peut être correctement précisée.

Considérons (fig. 2) un nez polaire en forme de

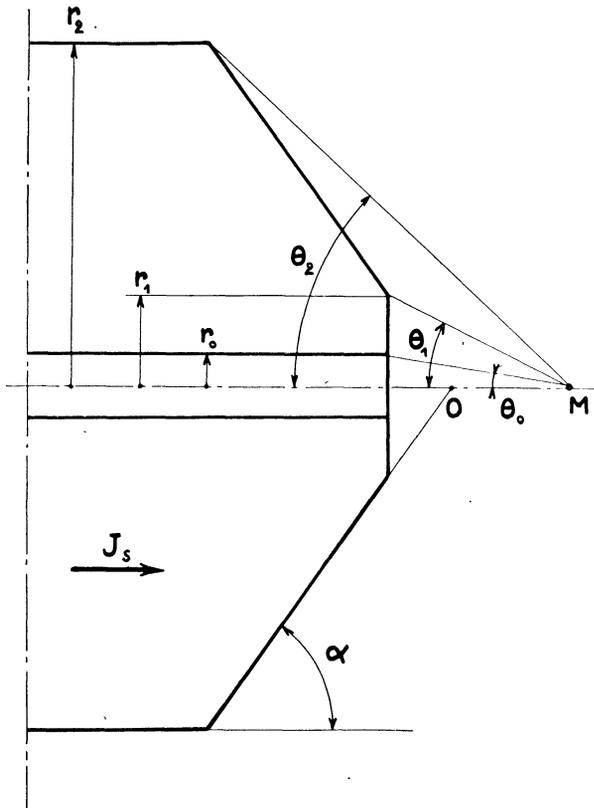


FIG. 2.

tronc de cône percé axialement — cette forme est la plus simple à obtenir — le deuxième étant disposé symétriquement par rapport au point M. Supposons, comme le faisait déjà Stéphan en 1889 [12], que dans le matériau saturé l'intensité d'aimantation J_s est uniforme et parallèle à l'axe. Le champ au point M créé par la couronne circulaire plane a pour expression :

$$H_0 = 4\pi J_s (\cos \theta_0 - \cos \theta_1), \quad (1)$$

celui créé par le tronc de cône :

$$H_1 = 4\pi J_s \sin \alpha \left[\sin \alpha \cos \alpha \operatorname{Log} \frac{\operatorname{tg}(\alpha/2 - \theta_1/2)}{\operatorname{tg}(\alpha/2 - \theta_2/2)} + \sin(\alpha + \theta_1) - \sin(\alpha + \theta_2) \right] \quad (2).$$

Si le point M est en O le champ H_1 est maximum quand $\alpha = 54^\circ 44'$. Il varie comme le logarithme du rapport des rayons r_2/r_1 et l'accroissement de r_2 pourrait le rendre aussi grand qu'on le désire, si les frais d'investissement et d'exploitation ne croissaient pas de leur côté infiniment plus vite que ce logarithme.... Si l'on ajoute au champ H_1

le champ produit par un disque plein, le champ total est maximum pour

$$\cos^2 \alpha = \frac{1}{3} \left(1 - \frac{1}{\operatorname{Lg} r_2/r_1} \right).$$

Dans notre cas ($r_1 = 50$ mm, $r_2 = 260$ mm) $\alpha = 68^\circ 45'$. Tenant compte du trou cylindrique ($r_0 = 15$ mm) l'inclinaison optimum devient $\alpha = 60^\circ 50'$. En réalité, les pièces polaires ne sont jamais tout à fait saturées et l'on peut adopter un angle un peu plus grand. De plus, cette dernière valeur est un maximum relatif au point O et, comme nous allons le voir, un entrefer de hauteur $2r_1/\operatorname{tg} \alpha$ n'est pas généralement celui de plus grand champ. Nous avons choisi en définitive $\alpha = 68^\circ$.

Avec des pièces polaires pleines le champ magnétique est d'autant plus grand que l'entrefer est plus étroit. Avec des pièces polaires trouées axialement, il existe un entrefer optimum que l'on peut déterminer avec les expressions (1) et (2) où $\alpha = 68^\circ$. On a représenté figure 3, en coordonnées réduites,

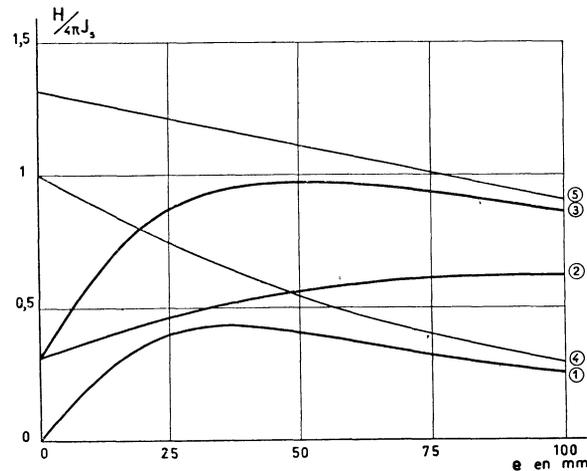


FIG. 3.

les variations de H_0 (1) et H_1 (2) pour des entrefers compris entre 0 et 100 mm. Le champ total H , représenté en (3), est maximum pour $e = 52$ mm et on lit $H/4\pi J_s = 0,98$. Sur la même figure sont portées les possibilités de l'électro-aimant si l'on comble l'alésage central : (4) représente les variations du champ H_0' , (5) la variation du champ total. Le même champ maximum est obtenu avec un entrefer de 82 mm ; pour 52 mm, le gain est de 13,5 %.

Avec nos hypothèses de départ, pour obtenir une valeur numérique approximative du champ, il faut encore tenir compte des masses magnétiques fictives se trouvant sur tous les décrochements intérieurs et extérieurs des noyaux polaires. On trouve une valeur voisine de 26 500 oersteds qui, majorée du champ propre des bobines (§ 2b), approchera 30 000 oersteds.

Nous avons choisi pour nos études $e = 54$ mm pour que la non-uniformité du champ dans cet entrefer ne nuise pas à la précision de nos mesures (§ 7a).

2) LE CIRCUIT ÉLECTRIQUE. — a) *Le bobinage*: 1 008 spires sont placées sur les noyaux polaires. Faute de conducteur carré, occupant au mieux le volume disponible, on a utilisé du tube de cuivre rouge recuit de 9×15 mm de diamètres, isolé par deux guipages de toile vernie et protégé par une tresse extérieure de coton. Le bobinage est réalisé en 28 sections. Chaque section est une galette plate, formée de deux spirales jointives enroulées en sens inverse à partir du centre, où le conducteur passe par un arc d'hélice d'une spirale à l'autre. Les entrées et les sorties sont ainsi apparentées à la périphérie de la section. Le conducteur, fourni en longueurs de 30 m, a été soudé trois fois dans chaque section à l'argent fin pour éviter tout fendillement au cintrage, des manchons de cuivre évitant l'obstruction du canal central. Chaque jonction a été essayée à la traction et à la pression. L'ensemble des sections est réparti en 4 bobines maintenues par des couronnes de laiton bloquées intérieurement et extérieurement sur le circuit magnétique. Les fixations ne doivent supporter que le seul poids de l'enroulement du fait des forces compensatrices des flux de dispersion canalisés à la jonction noyau-culasse.

b) *Caractéristiques électriques*: Les entrées et les sorties des sections sont fixées derrière l'électroaimant le long de deux génératrices voisines du bobinage. Les galettes, connectées en série, ont une résistance de $0,6 \Omega$; avec 300 V, 150 Kw peuvent être dissipés. Au courant nominal de 500 A, correspondent une densité effective de 450 A/cm^2 dans le cuivre et une densité apparente de 125 A/cm^2 dans la section méridienne des bobines.

Calculons le champ direct de l'enroulement au centre de l'entrefer. Cet enroulement est constitué par deux paires de bobines successives à creux cylindriques dont la méridienne est formée de deux rectangles. Désignons par : a le rayon du creux de ces bobines (en cm), αa leur rayon extérieur, $2\beta_1 a$ la distance entre les faces extrêmes, $2\beta_2 a$ la distance entre les faces voisines, λI la densité de courant apparente (en A/cm^2); en posant :

$$u = \frac{\alpha + (\beta^2 + \alpha^2)^{1/2}}{1 + (\beta^2 + 1)^{1/2}},$$

le champ au centre des bobines est donné par :

$$H = \frac{4\pi}{10} (\beta_1 \text{Lg } u_1 - \beta_2 \text{Lg } u_2) \quad (\text{en oersteds}).$$

Les deux paires de bobines donnent ainsi respectivement 2 300 et 900 oersteds, soit 3 200 oersteds au total.

Cet apport n'est pas négligeable devant celui du

circuit magnétique (§ 1c) parce que les bobines sont bien positionnées par rapport à l'entrefer. Si l'on considère en effet une spire circulaire, vu sous un angle θ d'un point O situé sur l'axe à une distance d du plan de la spire, on calcule que le champ en O croît toujours quand la distance d diminue. On trouve là une deuxième raison (§ 1b) pour rapprocher au maximum les bobines de l'entrefer. Mais si d est constante et que θ change, on peut chercher parmi toutes les spires constituant les bobines celles qui donnent le plus grand champ. A courant constant on retrouve $\theta = 54^\circ 44'$; pour une puissance dissipée donnée on trouve $\theta = 45^\circ$. Or les droites inclinées à 45° et 54° , passant par le centre de l'entrefer, traversent à peu près par le milieu les méridiennes des bobines [14].

c) *Le refroidissement des bobines*: Les galettes sont connectées en parallèle pour la circulation de l'eau au moyen de tubes de polivynyle. L'eau est un liquide réfrigérant commode, d'un emploi très simple, économique et sans danger. On utilise directement l'eau des canalisations urbaines peu chargée en sels dissous. L'électrolyse n'est pas à craindre avec du conducteur tubulaire parce que le potentiel varie très lentement le long de l'enroulement.

Pour dissiper 150 kW on a besoin de 0,9 l/s d'eau circulant à une vitesse de 50 cm/sec environ et s'échauffant de 40° . Ce débit est suffisant pour rendre l'écoulement turbulent, le nombre de Reynolds étant voisin de 4 550. La perte de charge conséquente, de l'ordre de $0,62 \text{ kg/cm}^2$ est facilement admissible sous le débit précédent pour les canalisations urbaines. On peut vérifier que l'élévation de température entre la face externe et la face interne du conducteur est inappréciable ($\approx 0,01^\circ$). Le saut de température qui se produit au contact liquide-métal, comme dans tout échange thermique par convection forcée, est tout aussi insignifiant ($\approx 0,8^\circ$). Il est normal que le refroidissement des bobines ne pose aucun problème important à cause des faibles densités de courant adoptées [13].

II. *La température*. — 3) LE VASE ISOLANT (*). — Nous avons construit un vase isolant capable de conserver quelques heures de l'azote, de l'hydrogène ou de l'hélium liquides bouillant sous la pression atmosphérique normale à 77, 20,4 et $4,2 \text{ }^\circ\text{K}$; ils fournissent trois points fixes de température. Une installation de pompage et de mesure de la pression permet de les faire bouillir jusqu'à 65, 15 et $2 \text{ }^\circ\text{K}$ environ. Toutes les autres températures sont obtenues en réchauffant l'échantillon et en le maintenant en équilibre thermique pendant le temps nécessaire au tracé d'une courbe d'aimantation.

(*) Il a été construit suivant les indications de MM. Weil et Lacaze.

a) *Conception et description du vase* : Nos laboratoires utilisent une grande variété de vases isolants métalliques dits « Dewar ». Nous avons étudié, pour notre usage, un vase entièrement démontable, de façon à pouvoir atteindre toutes les parties soudées et faciliter les modifications, adaptations et réparations éventuelles. Dans ce but, un ensemble de récipients sont suspendus au couvercle amovible d'une enceinte étanche constituant la paroi extérieure du vase. On vide soigneusement cette enceinte pour réaliser l'isolement. Toutes les traversées des sorties sont démontables et permettent de séparer les différents réservoirs.

On se reportera à la figure 4 pour suivre le détail

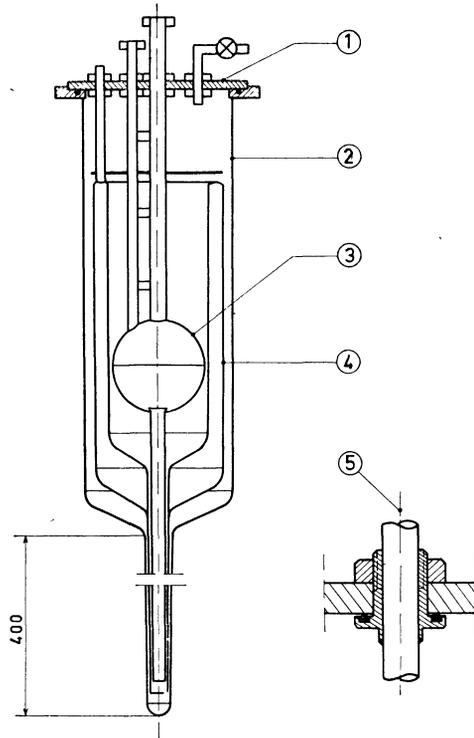


FIG. 4. — Le vase isolant : coupe longitudinale et détail d'une sortie.

de la réalisation. L'enceinte extérieure 2, en acier cadmié de 2 mm d'épaisseur, se termine par un tube en laiton de 30 mm qui descend dans l'entrefer de l'électro-aimant. Un disque 1, de 10 mm également, en acier cadmié, forme la partie supérieure du vase. Il repose par l'intermédiaire d'un joint torique sur une embase soudée à l'enceinte d'isolement. Il comporte toutes les sorties étanches dont l'une est représentée en 5. Les portées de joints sont rectifiées pour tenir le vide secondaire. Deux récipients sont suspendus au couvercle. L'un, 4, annulaire, est une chemise d'azote liquide maintenue par trois tubes à 120°. Il se termine dans la partie basse du vase par un écran en cuivre de 1 mm d'épaisseur qui, tout en réservant le maximum de volume utile, diminue les pertes par rayonnement

du récipient central. Ce dernier, 3, contenant le liquide principal, est constitué par une sphère de 125 mm de diamètre soudée à un tube en laiton de 17 × 18 mm. Une sortie centrale reçoit l'appareillage de la manipulation. Entretoisée avec elle, une sortie latérale sert à remplir le vase. Toutes ces sorties sont en alliages de nickel-cuivre peu conducteurs de la chaleur : constantan ou monel de 0,2 mm d'épaisseur. Les soudures ont été effectuées, selon leurs emplacements relatifs, en laiton, argent ou alliages à bas points de fusion (sauf l'étain, inutilisable aux basses températures).

Dans un tel vase, la majeure partie des pertes s'effectue par conduction le long des sorties et par rayonnement à travers les enceintes de vide. En argentant légèrement toutes les parois en regard, on limite les pertes par rayonnement à quelques milliwatts. Nous les évaluons à 30 mW : 20 pour la sphère, 10 pour le tube en laiton qui la prolonge. Les pertes par conduction sont plus importantes. Un tube de constantan de 10 cm de long et de 1 mm² de section dissipe 35 mW entre 4 et 300 °K. L'ensemble des sorties conduit ainsi de l'ordre de

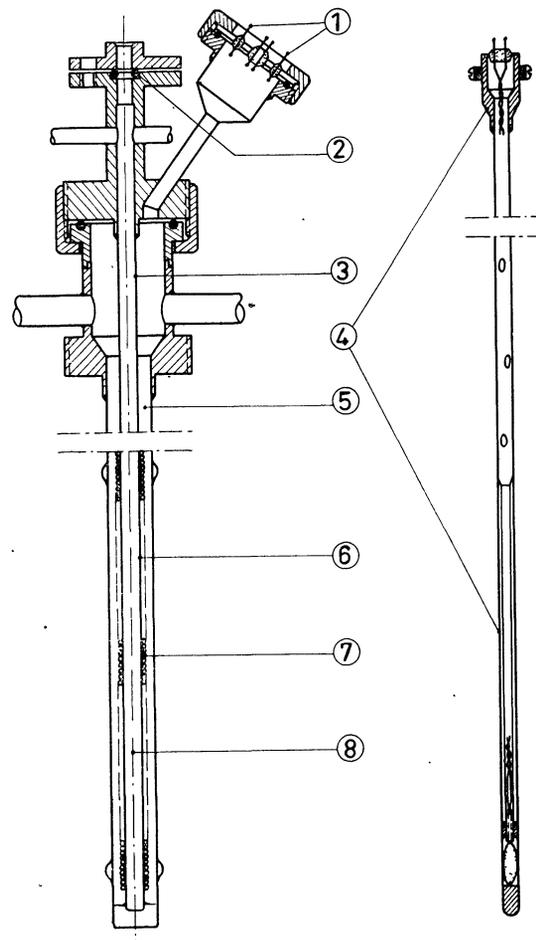


FIG. 5. — Le système de variation de la température et le porte-échantillon.

120 mW. La perte totale de 150 mW vaporise 0,25 litre d'hélium liquide à l'heure. La contenance du vase permet de manipuler quatre heures environ. L'hélium est siphonné sur place, le vase en position de travail dans l'électro-aimant ; il est récupéré dans un gazomètre au fur et à mesure de son évaporation. On conserve de la même façon l'hydrogène liquide de l'ordre de vingt-cinq heures. Avec l'azote, le vase peut être facilement réalimenté en cours de manipulation.

b) *Le dispositif de variation de la température* : L'appareillage principal est représenté sur la figure 5. Une résistance de chauffe (200 Ω environ), en fil de constantan isolé par un double guipage de nylon, est bobinée en suivant une double hélice sur un tube de cuivre 6 prolongé par un tube de constantan 3. Les sorties montent dans une double paroi étanche 5 et traversent l'enceinte par deux perles de verre 1. La substance à étudier est placée dans un support en plexiglass à l'extrémité d'un ensemble de deux tubes 4 : l'un en plexiglass de magnétisme négligeable évite les corrections de porte-échantillon ; l'autre en constantan limite les pertes par conduction. L'ensemble coulisse dans les tubes 3 et 6, l'étanchéité étant assurée par une presse étoupe à joint torique 2.

Le système de mesure des températures doit prendre place dans les faibles volumes qui restent à notre disposition, être simple et commode, reproductible, insensible aux champs magnétiques intenses. Nous avons choisi le couple thermoélectrique, d'un emploi facile et robuste. Le couple cuivre-constantan (50 Cu, 50 Ni) est utilisable sans dispositif spécial jusqu'à 20 °K environ. Sa sensibilité de 38 $\mu\text{V}/^\circ$ à la température ambiante diminue jusqu'à 16 $\mu\text{V}/^\circ$ à la température de l'azote liquide, 7 $\mu\text{V}/^\circ$ à celle de l'hydrogène et 3 $\mu\text{V}/^\circ$ à l'hélium liquide. Nous mesurons sa force électromotrice au moyen d'un potentiomètre MECI permettant d'apprécier 3 μV avec un galvanomètre de zéro AOIP suramorti et suffisamment sensible. Au dessous de 20 °K on peut encore utiliser le couple cuivre-constantan avec un dispositif amplificateur approprié. On peut aussi se servir de la soudure cuivre or-cobalt à 1 % de Co dont la sensibilité, à toutes les températures, est supérieure à celle du thermocouple précédent.

La résistance 7, alimentée en courant continu, réchauffe l'échantillon et l'équilibre thermique une fois atteint, la température reste constante pour autant que le niveau du liquide réfrigérant ne descende pas beaucoup plus bas que le col inférieur de la sphère 3. Mais cette température peut changer de quelques degrés sur l'axe vertical le long duquel la faible épaisseur et la qualité du vide d'isolement varient inévitablement. Des frigories sont de plus constamment apportées par la partie supérieure du porte-échantillon. Dans ces conditions, chaque extraction emporte la substance dans une région

plus fraîche où elle se refroidit. Quand on revient en position basse, l'équilibre initial ne se rétablit qu'après une minute environ. Le phénomène s'accroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la température du liquide réfrigérant. Il est préférable après chaque extraction d'opérer une légère surchauffe pour accélérer le retour au zéro du galvanomètre et d'arrêter celle-ci à temps pour ne pas trop dépasser l'équilibre primitif. Ce réglage est rendu automatique en équipant le circuit de chauffage selon la figure 6.

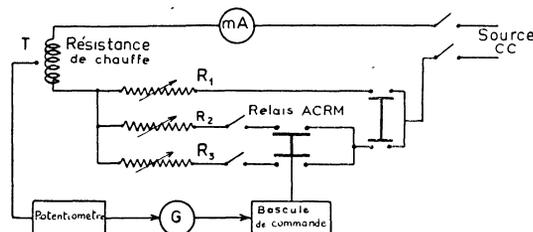


FIG. 6. — Alimentation de la résistance de chauffe.

La résistance de chauffe peut être alimentée par trois circuits différents. Le circuit R_1 réglé au courant moyen I_m permet d'atteindre l'équilibre de température désiré. On travaille ensuite sur les circuits R_2 et R_3 réglés à $I_m + \Delta I$ et $I_m - \Delta I$. Ces circuits sont commandés par le thermocouple T agissant sur le galvanomètre G et un relais électronique à deux positions stables représenté figure 7. Deux cellules photorésistives, impressionnées

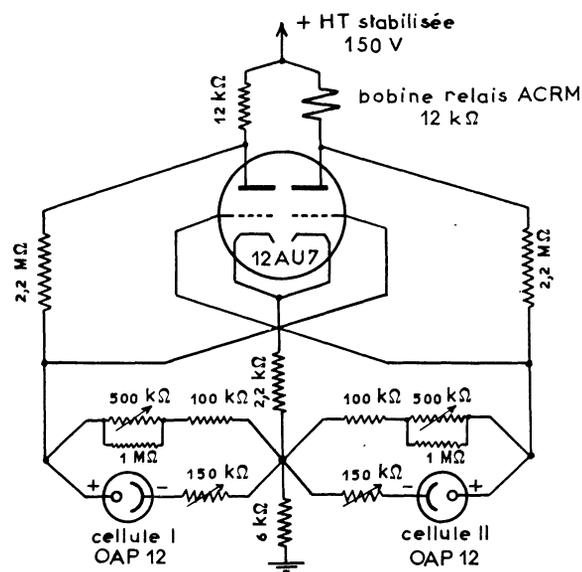


FIG. 7. — Bascule de régulation.

par le galvanomètre, sont montées dans les circuits grilles d'une double triode avec leurs potentiomètres de réglage. Dans les circuits plaques sont connectées la bobine du relais et une résistance de

charge équivalente. Grâce à une polarisation des cathodes en deux étages et aux liaisons croisées grilles-plaques, l'éclairement d'une cellule débloque une triode et bloque l'autre irréversiblement jusqu'à ce que la deuxième cellule, éclairée à son tour, fasse basculer le système. On obtient ainsi une régulation certaine, sans risque de pompage. L'amplitude des variations de la température se règle par l'espacement des cellules et les écarts ΔI adoptés.

Le mode opératoire est alors le suivant : les enceintes 5 et 8 (fig. 6) contenant un gaz d'échange de bonne conductibilité thermique (hélium en général), l'échantillon prend la température du liquide réfrigérant et l'on trace la courbe d'aimantation correspondante. Puis on vide l'enceinte 5 pour isoler la substance et l'on alimente la résistance de chauffe par le circuit R_1 . Quand l'équilibre thermique est atteint, on passe en commande automatique sur les circuits R_2 et R_3 . On effectue une mesure chaque fois que le spot du galvanomètre se trouve dans la plage de température voulue. Pour obtenir toutes les températures comprises entre 4 et 20 °K, 20 et 80 °K, 80 et 290 °K, les puissances maximales dépensées dans la résistance sont respectivement de l'ordre de 0,2, 0,5 et 10 watts.

4) LE FOUR. — Il est représenté figure 8. Sur un tube d'inconel (*) ou d'acier inoxydable (*) 4 de 8×10 mm de diamètres, un enroulement en fil de nichrome (*) est bobiné sous perles de stéatite selon une double hélice et sur une longueur de 35 cm environ. Ses extrémités, ainsi que la boucle inférieure selon laquelle le fil passe d'une hélice à l'autre, sont maintenues par des colliers d'acier inoxydable 6 serrés sur le tube 4. Les amenées de courant 1 traversent l'enceinte par une pièce isolante réfractaire en stéatite frittée 2. L'isolement thermique est assuré avec du noir de fumée calciné très finement divisé 3. La paroi extérieure en laiton 5 est maintenue à la température ambiante par une circulation d'eau dont l'arrivée et le départ s'effectuent à la partie supérieure du four. L'eau descend et remonte en suivant une double hélice au pas de 25 mm environ pour éviter la formation de bulles d'air.

Compte tenu de la grande longueur et de la faible épaisseur du calorifuge plus de 90 % de la puissance consommée est perdue par conduction à travers l'isolant. L'évaluation de ces pertes fournit un ordre de grandeur suffisant de la puissance P à prévoir pour maintenir entre les parois chaude et froide l'écart de température $T_1 - T_2$ désiré. Si l'on désigne par r_1 et r_2 les rayons de ces parois,

(*) Inconel : 80 Ni 14 Cr 6 Fe.

Acier inoxydable : 0,07 C 10 Ni 18 Cr ou 0,03 C 13 Ni 17 Cr 2,5 Mo.

Nichrome : 80 Ni 20 Cr.

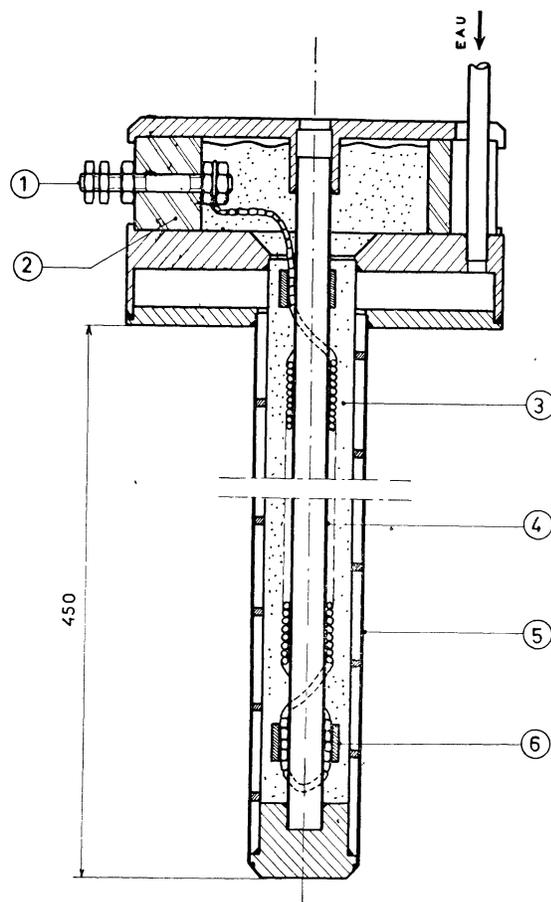


FIG. 8. — Le four : demi-coupes à 90°.

par k le coefficient de conductibilité thermique du calorifuge, on calcule que les pertes p par unité de surface rayonnante sont données par

$$p = \frac{K(T_1 - T_2)}{r_1 \lg r_2/r_1}.$$

Avec $T_1 - T_2 = 900$ °K et $K = 1,3 \cdot 10^{-3}$ W.cm par degré (noir de fumée à 700 °K) on trouve $P \simeq 650$ W. Pour alimenter le four avec une batterie d'accumulateurs très stables de 80 V, on est conduit à prendre 5 mètres de fil de 1 mm de diamètre dissipant 4,1 W par cm² de sa surface rayonnante. Cette valeur légèrement élevée est acceptable pour un usage de laboratoire parce que, noyé dans le calorifuge et compte tenu de son diamètre, un tel fil résistera bien aux risques d'oxydation. L'épaisseur de calorifuge étant faible, il faut prendre soin de l'homogénéiser parfaitement pour obtenir, malgré la grande longueur du four et son support conducteur, une répartition de température uniforme à mieux que 0,5°. Alors les phénomènes que nous avons rencontrés aux basses températures ne nous gênent plus (§ 3b).

La substance est placée dans un support en cuivre relié au dispositif d'extraction par une tige

de nickel-chrome. Un autre porte-échantillon en silice, de magnétisme absolument négligeable, est utilisé pour les substances de très faible aimantation. Les températures sont mesurées au moyen d'un couple BTE (90 Ni 10 Cr) CTE (40 Cu 60 Ni) qui descend jusqu'à l'échantillon.

III. Le circuit de mesure. — Le circuit de mesure se compose essentiellement d'un ensemble de bobines induites reliées à un galvanomètre balistique. L'extraction d'un échantillon du centre de l'entrefer, où son moment magnétique est M , induit dans ces bobines une variation de flux $\Delta\Phi$ qui, sous certaines conditions (§ 5) est proportionnelle à M , soit $\Delta\Phi = KM$. La constante K ne dépend pas du galvanomètre utilisé et est susceptible d'une détermination définitive. Recevant l'impulsion précédente, le galvanomètre dévie d'un angle α tel que $\alpha = \sigma\Delta\Phi$; σ , sensibilité en flux du galvanomètre, ne dépend que de la résistance ohmique reliée à ses bornes. On la modifie pour conserver sur l'échelle de lecture des élongations commodes et l'on détermine sa valeur au moyen d'une mutuelle inductance dont le secondaire est inséré à demeure dans le circuit de mesure.

Le système des bobines induites se compose d'une bobine de mesure proprement dite et des bobines dites de « compensation ».

5) LA BOBINE DE MESURE. — Considérons un moment magnétique M placé au centre d'une bobine cylindrique creuse dont les dimensions sont grandes par rapport à celle de l'échantillon et désignons par B l'induction propre de cette bobine, au point considéré, si elle était parcourue par le courant unité. La bobine est soumise au flux $\Phi = MB$ ou simplement $\Phi = MB$ quand les deux vecteurs M et B sont collinéaires. Si nous déplaçons brusquement le moment magnétique, d'une position 1 à une position 2, il induit dans la bobine une variation de flux $\Delta\Phi = M_1 B_1 - M_2 B_2$. Cette variation est proportionnelle au moment initial M_1 dans la mesure où l'une au moins des deux quantités M_2 ou B_2 est nulle. On ne dispose pas de la valeur de M_2 qui dépend surtout de la substance étudiée. Mais on peut s'arranger pour que B_2 soit nulle par une construction appropriée de la bobine ou plus simplement en choisissant une longueur d'extraction suffisante. Ainsi $\Delta\Phi = M_1 B_1 = MB$.

Si la bobine se trouvait placée dans un milieu magnétique homogène et indéfini de perméabilité μ , l'induction B s'exprimerait en fonction du champ par $B = \mu H$. En réalité, elle est placée au voisinage d'importantes masses de substances ferromagnétiques qui modifient la répartition des lignes de force du champ donc sa valeur. L'induction B s'exprime par une relation de la forme $B = \varphi_{(\mu)} H$ où $\varphi_{(\mu)}$, perméabilité « apparente », dépend de l'état magnétique des différents milieux

et varie en même temps que leurs perméabilités propres. La sensibilité du circuit de mesure s'écrit ainsi :

$$\alpha/M = \varphi_{(\mu)} H\sigma.$$

Elle est maximale en même temps que le produit $H\sigma$. Par ailleurs, il est intéressant que le champ H soit uniforme dans le plus grand volume possible, pour ne pas devoir effectuer un centrage par trop précis des échantillons dans leur position de départ et pour que la sensibilité ne dépende pas trop de leurs dimensions (§ 8).

a) *Obtention de $H\sigma$ maximum* : La sensibilité d'un galvanomètre n'est fonction que de la résistance du circuit branché à ses bornes. On montre [15] et l'on vérifie que, dans un très large intervalle, la fonction $\sigma(R)$ est de la forme

$$1/\sigma = 1/\sigma_0 + \nu R,$$

σ_0 et ν ne dépendent que des constantes de construction du galvanomètre.

Définissons les formes de la bobine de mesure, comme il se fait habituellement [16], [17], par son rayon intérieur a_1 (en cm) et les deux paramètres $\alpha = a_2/a_1$, $\beta = b/a_2$, a_2 rayon extérieur de la bobine de longueur $2b$. Le champ magnétique au centre de symétrie est

$$H = G\sqrt{R\lambda/a_1\rho} \text{ oersted/ampère,}$$

avec $\lambda < 1$ coefficient global de foisonnement du bobinage, ρ résistivité du cuivre (en $\Omega\text{-cm}$), R résistance de la bobine (en Ω), G paramètre qui ne dépend que des dimensions géométriques

$$G = \frac{1}{5} \left(\frac{2\pi\beta}{\alpha^2 - 1} \right)^{1/2} \text{Lg} \frac{\alpha + (\beta^2 + \alpha^2)^{1/2}}{1 + (\beta^2 + 1)^{1/2}}.$$

Cherchons à présent le maximum de la fonction

$$H\sigma = G\sqrt{\lambda/a_1\rho} \frac{\sqrt{R}}{1/\sigma_0 + \nu R},$$

a_1 , minimum, est voisin du rayon du trou cylindrique percé dans l'axe de l'électro-aimant. La valeur du foisonnement λ varie avec une extrême lenteur pour des fils dont les diamètres sont compris entre 0,1 et plusieurs mm. La résistance optimale de la bobine est $R_0 = 1/\sigma_0\nu$. Elle n'est pas très critique ; la sensibilité ne décroît pas de 1 % tant que R est comprise entre 0,76 et 1,32 R_0 . Mais cet intervalle ne contient pas forcément la valeur de la résistance critique R_c du galvanomètre et il aurait été incorrect de choisir *a priori* $R_0 = R_c$. La fonction G varie très lentement au voisinage de son maximum 0,179. Les valeurs correspondantes de $\alpha = 3,09$ et $\beta = 1,88$ ne sont donc encore pas très critiques. On a été amené (§ 10) à choisir $\alpha = 2,30$ et $\beta = 1,73$; alors $G = 0,173$ et la perte n'est que de 3,3 %.

R , α et β connus, la bobine est parfaitement déterminées :

diamètre du fil nu :

$$d^4 = 2\pi\lambda\rho \frac{a_1^3}{R} \beta(\alpha^2 - 1),$$

longueur du fil :

$$l^2 = \frac{2\pi\lambda}{\rho} a_1^3 R\beta(\alpha^2 - 1),$$

nombre de spires :

$$N = \frac{2\lambda}{\pi\rho} a_1 R\beta \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1}.$$

b) *Uniformité du champ magnétique* : Autour du centre de symétrie la courbure du champ est donnée par

$$\left(\frac{d^2 H}{dx^2}\right)_{x=0} = -\frac{4\pi a_1}{10\lambda} \left[\frac{\alpha^2}{(\alpha^2 + \beta^2)^{3/2}} - \frac{1}{\alpha(1 + \beta^2)^{3/2}} \right]$$

On peut annuler cette dérivée seconde par des bobines additionnelles ou par la suppression de spires convenablement choisies. Plus loin, on peut déterminer la valeur du champ en chaque point de l'axe distant de x du centre de symétrie en posant

$$x/a_1 = \gamma \quad \text{et} \quad \beta + \gamma = \delta_1, \quad \beta - \gamma = \delta_2.$$

$$H_x = \frac{2\pi}{10} (\delta_1 \text{Lg } u_1 + \delta_2 \text{Lg } u_2) \lambda a_1 \text{ oersteds,}$$

avec

$$u = \frac{\alpha + (\alpha^2 + \delta^2)^{1/2}}{1 + (1 + \delta^2)^{1/2}}.$$

Cette expression permet entre autres de prévoir la distance d'extraction.

6) **LES BOBINES DE COMPENSATION.** — Si l'on place la bobine de mesure précédente au centre de l'entrefer de l'électro-aimant excité, on constate que toute mesure est impossible, parce que le galvanomètre est en perpétuel mouvement. C'est que le courant d'excitation n'est pas absolument constant et que les variations de flux traversant la bobine sont incomparablement plus grande que celles provenant de l'extraction des échantillons. L'expérience montre que des variations de courant inducteur de l'ordre de 0,5 ‰ peuvent le plus souvent être compensées directement sur le circuit de mesure.

Nous avons pu obtenir une alimentation régulée en tension à 1 ‰ près environ (*). Cette installation comporte : un moteur asynchrone de 245 CV entraînant deux génératrices de courant continu à excitations indépendantes de 75 kW (150 V, 500 A). Les excitations sont alimentées par deux excitatrices à grande rapidité de réponse, montées en bout d'arbre et contrôlées par deux stabilisa-

(*) Installation effectuée par la Sté Alsthom-Belfort pour la partie mécanique, Alsthom-Lecourbe pour la partie électronique.

teurs électroniques pilotés par la tension de sortie des machines principales.

Les deux génératrices peuvent être utilisées seules et simultanément ou couplées en série pour la puissance maximale. La régulation s'effectue selon un principe classique : la tension aux bornes de l'électro-aimant est comparée à une tension continue de référence. Le signal d'erreur est amplifié dans un amplificateur à courant continu avant d'alimenter, par un amplificateur de puissance les inducteurs des deux excitatrices. S'il est difficile sur ce principe d'obtenir une régulation meilleure que 1 ‰ c'est que la tension de sortie de générateurs tournants est entachée d'un « bruit » important. Ce bruit est associé aux dissymétries de la construction mécanique, aux discontinuités des bobinages, aux chutes de tension aux balais, aux phénomènes de commutation, aux ondulations de la tension alternative redressée par le collecteur, aux variations de la vitesse de rotation, aux à-coups causés par le jeu des accouplements, etc.... Le temps de réponse des machines électriques est trop important pour rattraper les fluctuations rapides précédentes. Malgré l'inductance du récepteur, les « pics » de tension les plus aigus entraînent régulièrement des variations du courant débité de l'ordre de 0,5 ‰. Il serait intéressant de doubler la boucle de régulation précédente d'une chaîne à faible constante de temps agissant directement sur l'électro-aimant si les fortes intensités mises en jeu n'en rendaient pas la réalisation très difficile.

Quoi qu'il en soit, on ne peut supprimer totalement les fluctuations du champ magnétique et l'on doit combattre sur le circuit de mesure l'effet de ses variations résiduelles. Pour cela, on place dans l'entrefer de l'électro-aimant des bobines de « compensation » embrassant le même flux que la bobine de mesure et connectées en série avec elle, de façon que les quantités d'électricité induites se retranchent. On s'arrange pour que cette « compensation » en volume ne s'étende qu'à une petite partie de la variation de flux utile à mesurer. Une bobine principale, fixe, annule les variations de flux dans le champ magnétique moyen. Une bobine d'appoint, orientable, permet d'ajuster la compensation à chaque valeur du courant inducteur.

Pour ne pas diminuer la sensibilité du circuit de mesure, on est tenté d'éloigner les bobines de compensation du centre de l'entrefer. On s'aperçoit alors qu'une variation brusque du courant produit deux déplacements rapides et opposés du spot du galvanomètre. Pour réduire l'un d'eux, on accroît l'autre d'autant et la compensation exacte est impossible. C'est que les variations de flux progressent lentement dans les pièces polaires de la périphérie vers le centre et les bobines de compensation sont influencées quelques instants avant la bobine de mesure. On réduit ce « déphasage » en regroupant l'ensemble des bobines induites et en

adoptant un compromis sensibilité-compensation acceptable.

Remarquons enfin que la sensibilité d'un galvanomètre diminue rapidement de part et d'autre de sa fréquence de résonance. Comme il n'est pas possible d'utiliser en balistique un galvanomètre de période suffisamment inférieure à la constante de temps de l'électro-aimant, on choisit au contraire un appareil de très longue période propre. Sa résonance s'effectue aux basses fréquences où les bobines de compensation annulent justement mieux les variations du flux.

IV. Les étalonnages. — 7) L'ÉLECTRO-AIMANT.

a) *Topographie du champ dans l'entrefer* : On a besoin de connaître l'uniformité du champ pour calculer les bobines de compensation et fixer des dimensions maximales aux échantillons pour que l'erreur due à la variation en volume de leur aimantation reste négligeable.

On a effectué des mesures avec une petite bobine « sphérique », telle que la valeur moyenne du champ dans son volume soit celle du champ au centre géométrique de l'enroulement [18]. Sur la figure 9 sont tracées les variations des écarts relatifs du

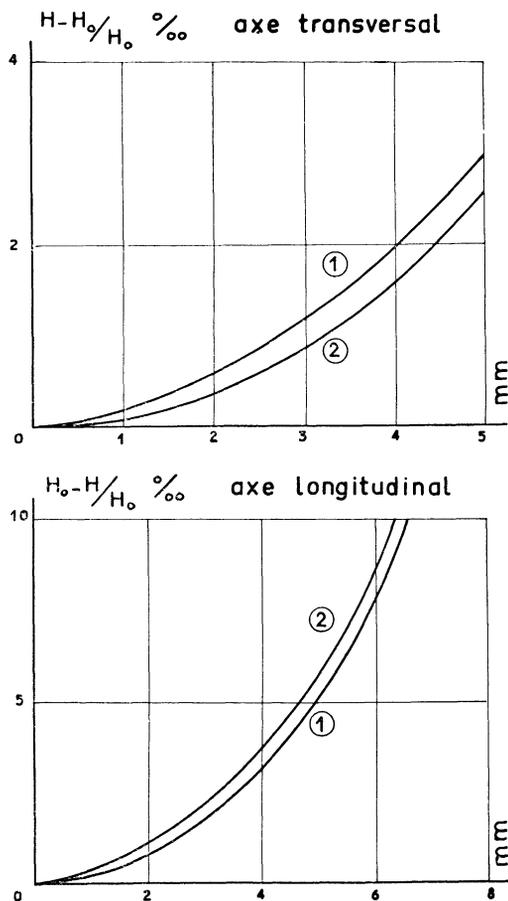


FIG. 9. — 1) $H_0 = 25\,000$ oersteds. 2) $H_0 = 10\,000$ oersteds.

champ au voisinage du centre de l'entrefer, pour différents points de l'axe longitudinal et d'un axe transversal de l'électro-aimant.

b) *Étalonnage du champ magnétique* : Le courant fourni par les deux génératrices est réglé à distance depuis la salle de manipulation. On le mesure avec un millivoltmètre de table à plusieurs sensibilités relié aux bornes d'un shunt de précision.

L'étalonnage a été réalisé par comparaison avec un champ défini à 10^{-5} près par des mesures de résonance nucléaire. Comme il est important de définir au mieux l'état d'aimantation des pièces polaires pour chaque excitation afin de toujours retrouver les mêmes conditions expérimentales, nous prenons soin d'effectuer chaque mesure dans le champ obtenu par diminution régulière du courant à partir de sa valeur maximale. Nous donnons figure 10 les résultats relatifs à la branche

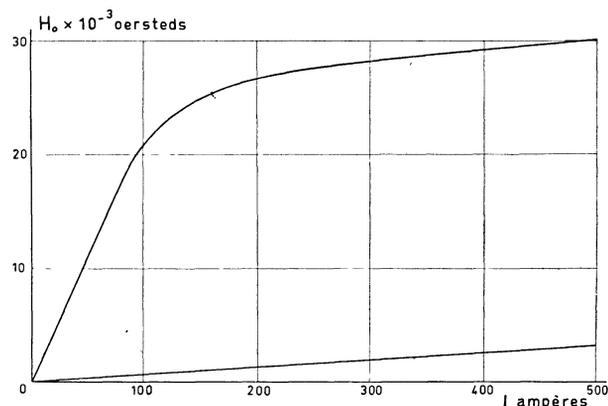


FIG. 10. — Le champ de l'électro-aimant.

descendante de la courbe d'aimantation de l'électro-aimant. Nous y avons joint la droite du champ propre des bobines pour avoir une idée de sa contribution et de l'état de saturation du circuit magnétique.

8) LE CIRCUIT DE MESURE.

a) *Étalonnage du circuit de mesure* : On a déjà donné (§ 5) l'expression de la sensibilité du circuit de mesure. $\varphi_{(m)} H$ y représente la valeur moyenne, dans le volume occupé par l'échantillon, du champ d'induction propre des bobines induites parcourues par un courant unité. Les étalonnages du circuit de mesure consistent à déterminer la valeur absolue de ce produit selon l'excitation de l'électro-aimant.

Le problème semble complexe parce que $\varphi_{(m)} H$ dépend d'une part des valeurs intrinsèques du champ, d'autre part de la répartition de ces dernières au voisinage du centre de symétrie. Selon un autre point de vue, on peut dire que $\varphi_{(m)} H$ dépend d'abord de la forme géométrique des bobines ; ensuite, qu'il varie en tant que valeur moyenne selon l'espace occupé par l'échantillon ; enfin

qu'il change dans un volume donné avec l'état magnétique du milieu de mesure. Cet état est lui-même défini non seulement par les pièces polaires de l'électro-aimant, mais encore par la présence de l'échantillon au centre de l'entrefer. Trois paramètres sont ainsi à considérer pour une bobine donnée : le volume de l'échantillon étudié, sa perméabilité, la perméabilité du circuit magnétique c'est-à-dire le courant d'excitation. Mais les influences précédentes ne sont pas du même ordre de grandeur. On peut rendre la première négligeable en jouant sur la forme des bobines et en utilisant des échantillons de dimensions limitées. La seconde est comparable à la variation relative de réluctance du circuit magnétique provoquée par la substance étudiée quelques ‰ au maximum. Le paramètre essentiel est dû à la présence des grandes masses polaires de perméabilité variable au voisinage immédiat du système de mesure.

On peut donner un ordre de grandeur de la fonction $\varphi(\mu)$ dans deux cas extrêmes, en calculant le champ magnétique au centre des bobines placées dans l'air, d'abord loin de toutes substances magnétiques, puis entre deux plans limitant deux milieux indéfinis de perméabilité infinie. Les phénomènes réels tendent vers le premier cas quand on sature le circuit magnétique, vers le second quand l'électro-aimant n'est pas alimenté. Loin de toutes substances magnétiques, le champ se calcule par les formules des paragraphes 5a ou 5b et par définition $\varphi_{(0)} = 1$. Les bobines étant placées entre deux milieux de perméabilité infinie, le champ dans l'espace compris entre ces milieux est en tous points le même que celui produit par un ensemble de bobines composé des bobines réelles et de leurs images par réflexions simples et multiples dans les faces du dioptre plan. Les courants fictifs circulent dans le même sens et ont la même intensité que le courant réel. On s'aperçoit ainsi tout de suite que le champ magnétique est supérieur à celui du premier cas et la fonction $\varphi_{(\mu)}$ plus grande que 1. La sensibilité du circuit de mesure se trouve augmentée par la présence du fer. Si la hauteur des bobines est peu différente de celle de l'entrefer, le champ obtenu est du même ordre de grandeur que celui d'un solénoïde infiniment long comportant le même nombre de spires efficaces par cm que les bobines réelles. Il est ainsi facile d'évaluer le nouveau produit $\varphi_{(\mu)} H$ d'où l'on déduit $\varphi_{(\mu)} \simeq 1,1$.

On ne peut pas calculer aussi facilement toutes les valeurs intermédiaires de la perméabilité « apparente », mais on peut toujours l'exprimer par une expression commode de la forme :

$$\varphi_{(\mu)} = \varphi_{(0)} / (1 + \varepsilon),$$

et déterminer expérimentalement les valeurs de ε .

Les considérations qui précèdent nous indiquent les moyens de minimiser l'importance des corrections. L'influence essentielle est celle des pièces

polaires : On gagne un facteur 20 en évitant leur volume situé dans le prolongement haut et bas du creux cylindrique des bobines, c'est-à-dire en perçant axialement les nez de l'électro-aimant. La dimension des bobines est aussi importante : Si elles ont, en effet, la forme d'un solénoïde de faible diamètre et de grande longueur, le solénoïde de même diamètre et de longueur infinie que constitue l'ensemble des images magnétiques ne modifie pratiquement pas le champ initial et ε reste faible. On limitera donc autant que possible la surface des bobines en regard avec les pièces polaires.

Reprenons l'expression complète de la sensibilité

$$\frac{\alpha}{M} = \frac{\varphi_{(0)} H}{1 + \varepsilon} \sigma,$$

$\varphi_{(0)} H$ est la sensibilité dans un champ magnétique nul ; $1 + \varepsilon$ corrige la valeur précédente quand l'électro-aimant est alimenté.

b) *Sensibilité dans un champ nul* : Jusqu'à des cotes de l'ordre de ± 6 mm sur l'axe longitudinal et ± 5 mm sur l'axe transversal, la valeur moyenne du champ propre des bobines induites ne varie pas de plus de 3 ‰. Compte tenu de l'uniformité du champ de l'électro-aimant (§ 7a), on n'utilise jamais d'échantillons de dimensions supérieures aux précédentes, et l'on peut ainsi adopter une seule et même valeur du produit $\varphi_{(0)} H$ pour toutes les manipulations ; c'est la constante absolue du circuit de mesure.

On a mesuré cette constante au moyen de moments magnétiques parfaitement connus, ceux de petites bobines cylindriques étalonnées de dimensions comparables à celles de nos échantillons. La sensibilité maximale obtenue est de 10^{-3} U.E.M. cgs de moment magnétique par mm de déviation à 3 mètres, avec un galvanomètre travaillant à 10 maxwells par mm environ. Mais cette valeur n'est pas utilisable sous champ à cause des variations résiduelles de celui-ci.

c) *Variation de la sensibilité avec le champ* : L'ordre de grandeur des corrections à effectuer est de quelques ‰, 10 au maximum. Si ces corrections sont connues avec une précision de 2 ‰, l'incertitude qui en résulte sur la valeur des aimantations est de 2 ‰ dans les champs forts et meilleure dans des champs faibles ; elle est par conséquent bien acceptable.

Pour connaître ε à quelques ‰ près seulement, il suffit de disposer d'un moment magnétique dont on connaît la loi de variation avec le champ appliqué ; la méthode consiste à prendre les différences relatives entre la loi théorique et la loi mesurée. Un moment magnétique constant, indépendant du champ, peut être réalisé au moyen d'une petite bobine parcourue par un courant constant. Le phyrophosphate de manganèse, substance paramagnétique étalon, fournit un moment variant linéairement avec le champ. On peut enfin utiliser,

en se basant sur des travaux antérieurs, la loi d'approche à la saturation du fer établie par de nombreux auteurs [5], [8], [9], jusqu'à des champs de l'ordre de 20 000 oersteds.

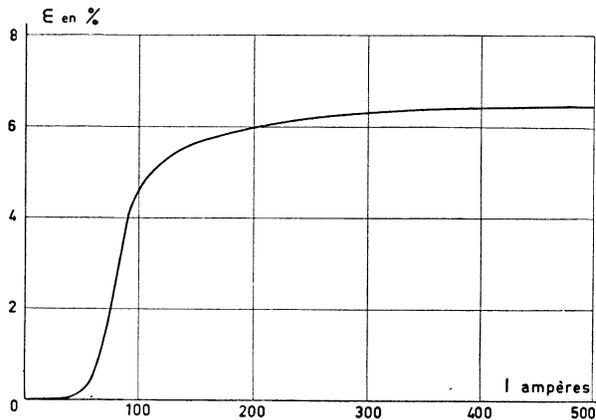


FIG. 11. — Corrections d'images magnétiques.

On s'est aperçu que les corrections ϵ varient très peu tant que le volume des échantillons reste dans les limites définies précédemment. La figure 11

représente les variations de sensibilité obtenues avec un ellipsoïde de révolution allongé d'axes 3,5 et 8 mm.

Conclusion. Les échantillons. — On peut utiliser des échantillons ayant comme dimensions jusqu'à 13 mm de long et 4 à 8 mm de large selon les températures. Leur forme sera choisie en fonction des nécessités théoriques, de l'état physique et de la quantité disponible de substance, de la valeur tolérée du coefficient de champ démagnétisant.

Le plus souvent on a besoin de connaître la valeur du champ magnétique agissant effectivement sur l'échantillon. Pour cela, on soustrait au champ appliqué le champ démagnétisant de forme NJ proportionnel à l'intensité d'aimantation J . On trouve dans la littérature toutes les données nécessaires à la détermination de N pour les formes habituelles : ellipsoïdes [20], [21], cylindres [22], parallélépipèdes à base carrée [23], [24]. Dans tous les cas, n'oublions pas la méthode de mesure proposée par Peschard [3], [19] : pour les matériaux de grande perméabilité, loin de la saturation, le champ appliqué est très peu différent du champ démagnétisant.

Manuscrit reçu le 15 mai 1961.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] WEISS (J.), *J. Physique Rad.*, 1905, **4**, 473.
- [2] WEISS (J.), *J. Physique Rad.*, 1910, **9**, 373.
- [3] PESCHARD, *Rev. Metallurgie*, 1925, **22**, 490.
- [4] WEISS et FORRER, *Ann. Physique*, 1926, **5**, 153.
- [5] WEISS et FORRER, *Ann. Physique*, 1929, **12**, 279.
- [6] SADRON, *Ann. Physique*, 192, **17**, 371.
- [7] FALLOT, *Ann. Physique*, 1936, **6**, 305.
- [8] TAGLANG, Thèse Strasbourg, 1950.
- [9] PAUTHENET, *Ann. Physique*, 1952, **7**, 710.
- [10] DANAN, Thèse Strasbourg, 1958.
- [11] DURAND, *Électrostatique et Magnétostatique*, Masson et C^{ie}, 1953, 433.
- [12] STEPHAN, *Wied. Ann.*, 1889, **38**, 440.
- [13] GAUME (J.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1946, **1**, 137.
- [14] COTTON, *Rev. Gén. Electr.*, 1937, **41**, 131.
- [15] FOREST, *Electrical Measurements*, John Wiley, 1952, 85.
- [16] FABRY, *Éclairage Électrique*, 1898, **17**, 133.
- [17] COCKCROFT, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, 1928, **227A**, 317.
- [18] BROWN et SWEER, *Rev. Sci. Instr.*, 1945, **16**, 276.
- [19] BECKER DORING, *Ferromagnetismus*, Springer Verlag, 1939, 9.
- [20] OSBORN, *Phys. Rev.*, 1945, **67**, 351.
- [21] STONER, *Phil. Mag.*, 1945, **36**, 803.
- [22] BOZORTH et CHAPIN, *J. Appl. Physics*, 1942, **13**, 320.
- [23] ROSENBLATT, *Z. Teckh. Fiz. S. S. S. R.*, 1950, **20**, 1117.
- [24] STERNBERK, *Czechosl. J. Phys.*, 1953, **3**, 85.