



HAL
open science

Électro-aimant de grande puissance

Pierre Weiss

► **To cite this version:**

Pierre Weiss. Électro-aimant de grande puissance. J. Phys. Theor. Appl., 1907, 6 (1), pp.353-368.
10.1051/jphystap:019070060035300 . jpa-00241216

HAL Id: jpa-00241216

<https://hal.science/jpa-00241216>

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.

ÉLECTRO-AIMANT DE GRANDE PUISSANCE ;

PAR M. PIERRE WEISS.

Principes généraux de construction. — Le procédé habituel pour obtenir des champs magnétiques intenses consiste à aimanter parallèlement à leur axe commun deux noyaux cylindriques séparés par une coupure. La forme des surfaces qui limitent cette coupure et leur écartement sont choisis suivant la nature particulière de chaque expérience. On peut en remettre l'étude après celle de la manière d'obtenir dans les pièces polaires une intensité d'aimantation aussi voisine que possible de la saturation.

Il suffira de donner des règles pour déterminer les valeurs relatives des dimensions des appareils. Les dimensions absolues sont déterminées non par la grandeur du champ à obtenir, mais par l'étendue de l'espace dans lequel il doit être obtenu. On sait en effet ⁽¹⁾ que les appareils semblables donnent des champs identiques, à condition de mettre sur les circuits magnétiques des nombres d'ampères-tours proportionnels aux dimensions linéaires. Il en résulte seulement que les ampères-tours sont plus faciles à caser quand on augmente l'échelle d'un appareil.

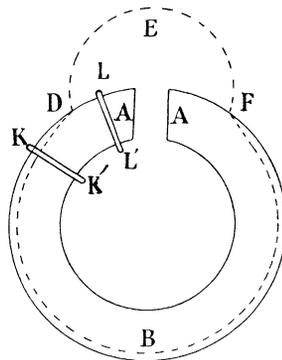


FIG. 1.

Pour aborder la question de la saturation des pièces polaires, considérons un tore interrompu par une coupure (*fig. 1*) et aimanté

(1) Sir W. THOMSON, *Rep. Pap. Electrostat. and Magn.*, § 564.
J. de Phys., 4^e série, t. VI. (Mai 1907.)

au moyen d'un enroulement réparti sur toute sa surface. Il est bien évident que, les ampères-tours croissant, la région B atteindra d'abord la saturation, tandis que la région A sera aimantée à une intensité moindre, par suite des dérivations de flux dans l'air. La région B, ne pouvant s'aimanter davantage, jouera le rôle d'une deuxième coupure, et le reste de l'anneau se comportera à partir de ce moment comme si le circuit magnétique était largement ouvert en B.

Il en résulte que, quand on relève la courbe représentant le champ H dans l'entrefer en fonction des ampères-tours pour les anciens électro-aimants, qui, presque tous, rentrent dans le type du circuit magnétique à section à peu près constante, on trouve une ligne

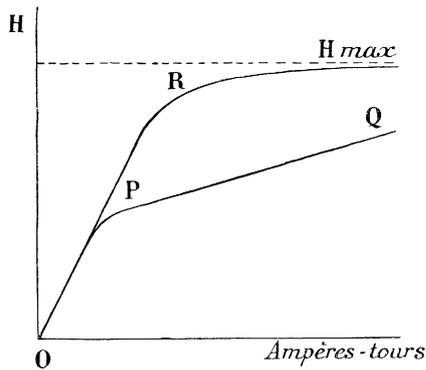


FIG. 2.

brisée OPQ (fig. 2). En deçà du coude P , la saturation en B (fig. 1) n'a pas encore produit un étranglement magnétique; dans la région PQ , l'étranglement s'est produit, et l'accroissement de H est alors suffisamment lent pour que l'échauffement des bobines arrête l'expérience bien avant que H s'approche de la valeur H_{max} , qui correspondrait à la saturation des pièces polaires.

On peut déplacer cet étranglement magnétique en faisant varier la section d'un point à l'autre du circuit. La saturation se produira d'abord en un point faible, en général voisin d'un minimum de section. On peut imaginer que l'on détermine la section en chaque point de façon que la saturation se produise partout simultanément. Alors la courbe OPQ sera remplacée par OPR , et l'on pourra atteindre pratiquement le voisinage de H_{max} . Nous arrivons donc à

la règle de construction suivante : *De la région la plus éloignée de la coupure jusqu'à l'entrefer, la section du circuit magnétique doit décroître progressivement suivant une loi telle que la saturation soit conservée jusqu'aux pôles malgré les pertes de flux.*

Mais il saute aux yeux que la saturation importe aux pôles seulement. On peut sans inconvénient augmenter la section du circuit, par rapport à ce que donne la règle précédente, dans toutes les parties du circuit éloignées de la coupure. Il y a même à cela un avantage notable, car, au lieu de dépenser dans la plus grande partie du circuit magnétique le champ magnétisant considérable nécessaire pour approcher de la saturation, on l'aimante à une intensité d'aimantation un peu plus faible avec un champ bien moindre, sans pour cela changer le flux qui parvient aux pôles. Ainsi, pour ne citer que des valeurs extrêmes, tandis qu'il faut un champ de 15 000 gauss pour porter le fer à la valeur la plus élevée de l'intensité d'aimantation, $I_m = 1850$, qui ait été observée (1), un champ cent fois moindre donnera une intensité d'aimantation qui ne sera plus faible que dans le rapport de 5 : 4. Or c'est bien cette valeur $I_m = 1850$ que nous devons nous proposer d'obtenir dans les pièces polaires. En augmentant, *par rapport à ce que donne la règle de construction précédemment énoncée*, toutes les sections du circuit magnétique qui ne sont pas voisines des pôles dans le rapport de 4 : 5, on réalisera donc une économie énorme sur les ampères-tours.

Emplacement à donner aux ampères-tours. — On admet volontiers que les ampères-tours placés dans le voisinage des pôles sont plus utiles que ceux que portent les parties éloignées du circuit, car, serait-on tenté de dire, non seulement ils font nombre, mais encore tendent-ils à concentrer le flux. La construction ancienne de Rhumkorff était en harmonie avec cette manière de voir ; depuis, subissant la suggestion de la théorie du circuit magnétique d'Hopkinson dans laquelle la place des ampères-tours ne figure pas explicitement, on s'en est écarté à plusieurs reprises. Or cette théorie ne s'applique que quand les pertes de flux ont une valeur relative invariable par rapport au flux total, c'est-à-dire pratiquement quand le circuit magnétique est presque complètement fermé.

Je vais chercher à justifier cette concentration des ampères-tours sur les pôles. Considérons (*fig. 1*) la courbe fermée DEFBD, ligne

(1) DU BOIS et TAYLOR JONES, *Elektrol. Zeitschr.*, t. XVII, p. 543 ; 1896.

d'induction ou ligne de même forme générale. En appelant ni les ampères-tours traversés par cette ligne, dl son arc élémentaire et H le champ, on a :

$$\int H \cos(\widehat{H, dl}) dl = \frac{4\pi}{10} ni,$$

la sommation s'étendant à toute la courbe DEFBD. Mais la règle de

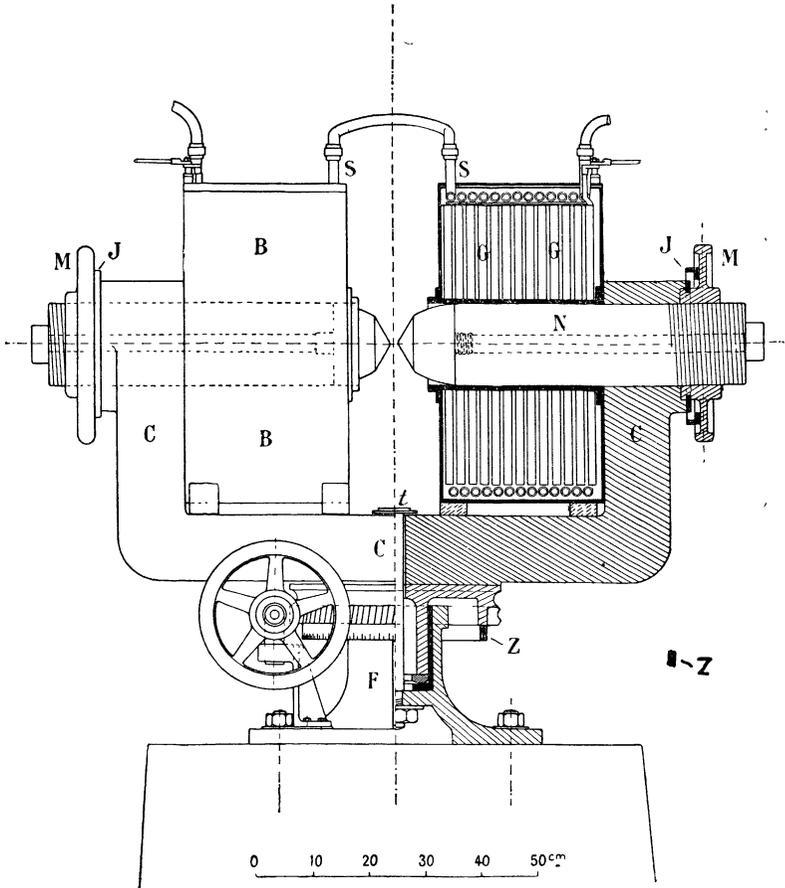


FIG. 3.

construction à laquelle nous nous sommes arrêté a pour but de rendre extrêmement faible le champ magnétisant H dans toutes les parties du circuit qui ne sont pas immédiatement voisines des

pôles. On aura donc une valeur très approchée en restreignant la sommation à l'arc DEF, situé dans l'air. Le flux perdu dans la région voisine de DEF sera donc proportionnel aux ampères-tours traversés par la courbe fermée, c'est-à-dire fournis par des spires telles que KK'. Celles qui sont situées comme LL' n'y ont aucune part. On devra donc, pour diminuer les pertes de flux, accumuler autant que possible les ampères-tours dans le voisinage des pôles.

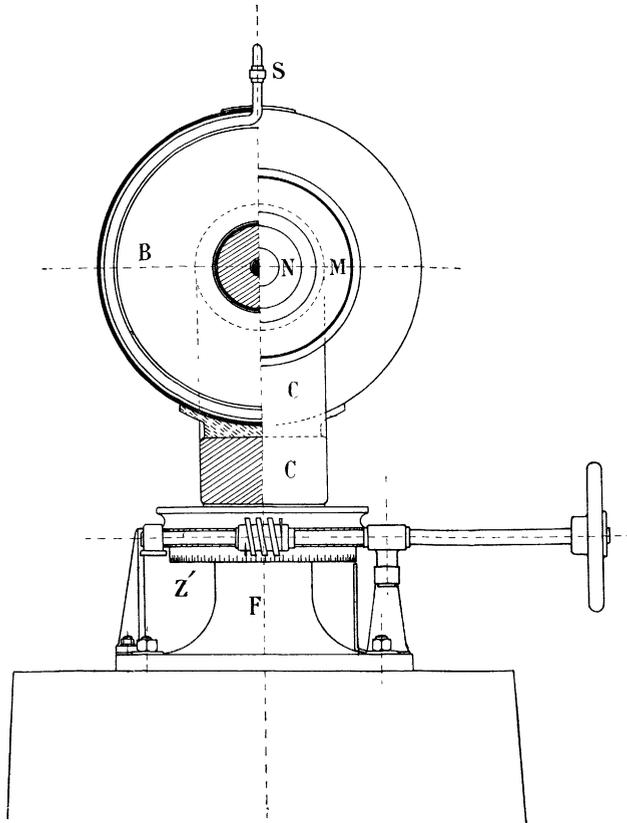


FIG. 4.

Réalisation pratique du circuit magnétique de section variable. — Le dessin au trait (fig. 3 et 4) et la photographie (fig. 5) montrent que le circuit magnétique est formé d'une forte culasse C, en acier extra-doux, deux fois coudée à angle droit, qui porte deux noyaux

cylindriques de même matière que l'on peut faire avancer et reculer au moyen des manettes-écrous M. Le réglage de l'entrefer est ainsi micrométrique. Les positions des noyaux sont repérées au moyen des cercles de bronze *b*, fixés sur les manettes et divisés en 400 parties.

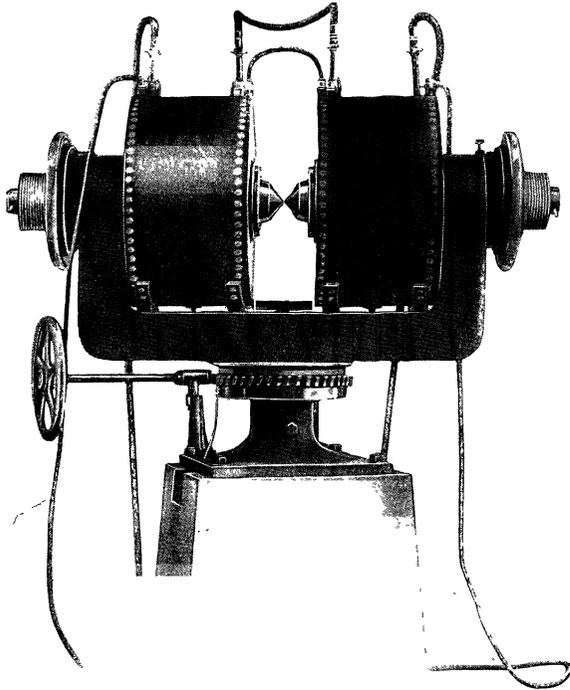


FIG. 5.

Le diamètre des noyaux a été choisi égal à 15 centimètres, et leur longueur, égale à 52 centimètres, a été déterminée de manière à recevoir les enroulements, qui sont répartis entre deux bobines seulement, placées sur les noyaux. Il était facile, dès lors, de donner à la section de la culasse C, égale à $12 \times 21 = 252$ centimètres carrés, un grand excédent sur la section des noyaux, égale à $176^{\text{cm}^2},7$, qui n'en est ainsi que la moitié.

Les bobines devant rester fixes quand on fait mouvoir les noyaux, il n'était pas possible de donner à ceux-ci, sans perte de place, une forme conique. J'ai préféré les laisser cylindriques et prendre les pièces polaires P assez longues ($13^{\text{cm}},5$) pour qu'on puisse opérer sur elles la réduction de la section. Cela avait l'avantage de faire porter les tâtonnements sur des pièces de moindre poids et de moindre valeur que les noyaux, pesant chacun 70 kilogrammes, et dont le démontage était plus aisé.

Bobines. — Quand on se sert d'électro-aimants puissants, on est frappé des grands inconvénients de l'échauffement des bobines. Non seulement on est fréquemment obligé d'interrompre les expériences pour les laisser refroidir, afin de ne pas compromettre leur isolement, mais encore l'échauffement se communique aux noyaux et par là aux objets étudiés, et est souvent une cause d'erreur très gênante. Citons, à titre d'exemple, la spirale de bismuth, dont le coefficient de température élevé rend toujours l'emploi délicat et tout à fait impraticable entre des pôles quelque peu échauffés. Souvent aussi les courants de convection de l'air chaud sont bien gênants, par exemple quand il s'agit de mesurer des effets mécaniques éprouvés par des substances délicatement suspendues dans l'entrefer.

Pour éviter ces inconvénients et pour pouvoir adopter une forte densité de courant et ainsi réduire les dimensions du circuit magnétique, j'ai imité pour les bobines B un mode de construction fréquemment employé dans les transformateurs. Les conducteurs sont plongés dans de l'huile de vaseline, et celle-ci, circulant librement entre eux, enlève la chaleur au fur et à mesure de sa production et l'abandonne à un serpentín S parcouru par un courant d'eau.

Les conducteurs sont formés de lames plates de 15 millimètres de largeur et de 1 millimètre d'épaisseur, enroulées en spirale, avec interposition d'une feuille de matière isolante de $0^{\text{mm}},2$ d'épaisseur. On forme ainsi des galettes que l'on consolide au moyen de rubans de toile. La juxtaposition de ces galettes G, à $3^{\text{mm}},5$ l'une de l'autre, rappelle la construction des bobines d'induction cloisonnées. On réalise ainsi une économie du quart environ sur le volume des bobines par rapport à ce qu'elles seraient avec des fils recouverts, de section circulaire. Chaque bobine contient 15 galettes, et chaque galette 112 tours, ce qui fait un total de 3 360 tours. La section a été choisie de manière à supporter 60 ampères. L'électro-aimant peut donc recevoir 201 600 ampères-tours.

La résistance totale des bobines est, à froid, de $4^{\text{ohms}},9$. Elle ne s'élève guère que de 5 0/0 par l'échauffement. La différence de potentiel nécessaire pour le courant maximum est donc voisine de 300 volts et, par suite, la puissance dépensée dans les deux bobines de 18 kilowatts. L'élévation de température de l'eau était d'une vingtaine de degrés au plus et les pièces polaires restaient tout à fait froides. L'appareil supporte donc, malgré ses dimensions qui n'ont rien d'excessif, la mise en œuvre d'une puissance considérable. Dans la plupart des expériences que j'ai eu l'occasion de faire, un courant de 25 ampères, c'est-à-dire une puissance de 3 kilowatts, était suffisant.

L'emploi de l'isolement par l'huile a encore l'avantage de protéger très efficacement l'appareil contre les effets de la self-induction. Il est arrivé à plusieurs reprises que, par inadvertance, on ait coupé brusquement le courant de plus de 50 ampères. L'arc de rupture est une flamme de 20 centimètres de longueur. Mais l'isolement n'a pas été détérioré. Une fois seulement, à travers le serpentin qui touchait déjà le circuit au dehors des bobines, il s'est établi une dérivation momentanée, puis l'isolement s'est rétabli de lui-même.

Pied de l'appareil. — L'appareil tout entier est monté sur pivot. La construction de ce pivot, visible dans les *fig. 3* et *4*, est compliquée dans une certaine mesure par la nécessité qu'il y avait, pour certaines expériences, à disposer dans le voisinage des pôles d'une petite tablette fixe *t*. La tige qui porte cette tablette est vissée dans le palier fixe *F* et traverse sans les toucher le galet en acier et le galet en bronze entre lesquels se fait le frottement, ainsi que la culasse de l'aimant. Malgré son poids, voisin de 1 000 kilogrammes, l'appareil tourne facilement sous la pression de la main. Cette rotation peut être lue sur un cercle de bronze *Z*, divisé en degrés sur sa surface cylindrique. Une vis sans fin, à embrayage facultatif, permet d'orienter exactement l'appareil sous un angle déterminé.

C'est à cause de ces mesures d'angles que je n'ai pas remplacé le pivot par un roulement à billes qui eût diminué les frottements; je me suis rendu compte depuis que j'eusse pu le faire sans nuire à leur exactitude.

Forme des pièces polaires. — La théorie due à Stephan ⁽¹⁾ con-

(1) STEPHAN, *Sitzungsber. der K. Akad. d. Wiss. zu Wien*, II a, 97, p. 176; 1888; *Wied. Ann.*, 38, p. 440; 1889.

sidère l'aimantation des pièces polaires comme étant uniforme et parallèle à l'axe. Il en résulte que la densité magnétique superficielle projetée sur la section droite est constante. Et le champ donné par une zone annulaire de largeur dr est, en un point de l'axe d'où le cercle de rayon r est vu sous un angle 2α :

$$dH = 2\pi \frac{dr}{r} \sin^2 \alpha \cos \alpha,$$

quantité qui est maxima pour $\cotg \alpha = \sqrt{3}$; $\alpha = 54^\circ 44'$.

On en conclut que, pour tirer le meilleur parti de chacun des éléments annulaires de largeur dr , il faut qu'il soit vu du centre du champ sous le même angle de $54^\circ 44'$. Les deux noyaux sont donc limités par les deux nappes d'un même cône ayant son sommet au centre du champ et ayant cet angle comme demi-angle au sommet. Mais on ne peut prolonger les surfaces jusqu'à leur sommet, parce qu'alors l'espace utilisable serait nul. Quand les noyaux sont percés suivant leur axe d'un trou cylindrique de rayon r , les surfaces coniques sont limitées par cela même, et, le rayon de la surface cylindrique des noyaux étant R , on a :

$$H = 4\pi I \sin^2 \alpha \cos \alpha \log \text{nat} \frac{R}{r},$$

et le maximum du champ correspond encore à la même valeur α .

Quand les cônes sont tronqués par une surface plane, le champ devient :

$$H = 4\pi I \left(1 - \cos \alpha + \sin^2 \alpha \cos \alpha \log \text{nat} \frac{R}{r} \right).$$

Ici l'on peut faire plusieurs hypothèses dans la recherche de l'angle donnant le maximum du champ.

1° On considère r , c'est-à-dire la largeur du champ utilisable, comme donnée. On trouve alors pour le maximum du champ un angle α qui décroît en même temps que $\frac{r}{R}$ (1).

On a ainsi pour :

$\frac{r}{R} = 0$	$\alpha = 54^\circ 44'$
$= 0,02$	$= 60^\circ 8'$
$= 0,03$	$= 60^\circ 47'$
$= 0,1$	$= 64^\circ 17'$
$= 0,2$	$= 69^\circ 6'$

(1) Voir aussi *Ecl. électr.*, t. XV, p. 481; 1898.

mais il ne faut pas perdre de vue qu'en même temps qu' α augmente l'espace disponible dans le sens des lignes de force diminue. Ces résultats sont d'accord avec les expériences de du Bois, qui a montré que, pour $\frac{r}{R} = 0,03$, le champ maximum est obtenu indifféremment pour les angles compris entre 57° et 63° .

2° On peut supposer prescrite la longueur de l'entrefer mesurée dans le sens des lignes de force et égale à $d = 2r \cotg \alpha$. Alors, par une curieuse compensation, on trouve de nouveau que le champ maximum correspond à $\cotg \alpha = \sqrt{3}$, $\alpha = 54^\circ 44'$, comme si les surfaces coniques existaient seules.

Considérant cette question de l'angle d'ouverture des cônes comme suffisamment élucidée, je n'ai opéré qu'avec la valeur de $\alpha = 57^\circ$. J'ai cherché à résoudre par des tâtonnements sur la forme des pièces polaires la seule question de la réduction progressive de la section à partir du diamètre des noyaux, égal à 15 centimètres, jusqu'à une valeur de $2R$ à déterminer, correspondant à la grande base du cône tronqué. Le raccord entre les surfaces cylindriques des noyaux et le cône de 57° s'est fait, sur les pièces polaires courtes (*fig. 6*), au moyen de cônes de plus petite ouverture; sur les pièces polaires plus longues, employées ensuite (*fig. 8*), au moyen d'une sur-

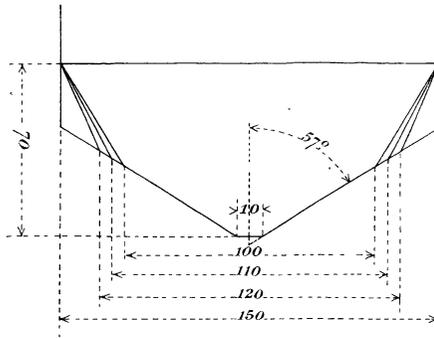


FIG. 6.

face ogivale. Le diamètre $2r$ de la petite base du cône est resté constant dans une même série d'essais, et l'écartement des surfaces frontales était celui qui correspond à la coïncidence des sommets des surfaces coniques. Je ne donne ici qu'une partie des expériences.

Les profils de la *fig.* 6 ont donné pour 30 ampères :

$2R = 150^{\text{mm}}$	$H = 32\ 950$
120	33 300
110	33 400
100	33 300

ce qui montre que, pour $2r = 10$ millimètres, le profil le plus avantageux correspond à peu près à $2R = 110$ millimètres.

J'ai ensuite employé les pièces polaires plus longues, comme celle de la *fig.* 8, pour donner à la variation de la section une allure plus progressive. Afin de faciliter la comparaison des résultats avec ceux qui ont été obtenus par du Bois avec son électro-aimant annulaire, j'ai adopté la même surface frontale, $2r = 3$ millimètres, avec laquelle il a atteint 38 000 gauss.

La mesure exacte des champs très intenses dans des espaces peu étendus est facile, à condition d'employer des méthodes appropriées. Je dois ici entrer dans quelques détails. Tant que l'on dispose d'un champ de 1 à 2 centimètres de diamètre, on peut y placer une bobine induite suffisamment grande pour que son aire puisse, au préalable, être déterminée exactement par la méthode de Curie. Cette méthode consiste à l'opposer, dans un champ uniforme, à une bobine de plus grand diamètre exactement mesuré, et dont on fait varier le nombre de tours de façon qu'avec n tours son aire soit inférieure à celle de la bobine à mesurer, et qu'avec $n + 1$ tours elle lui soit supérieure. L'interpolation au moyen des déviations du balistique donne exactement les tours et fractions de tour auxquels l'aire cherchée est équivalente. J'ai trouvé ainsi qu'une bobine de 11 millimètres environ de diamètre était équivalente à 11,70 tours de $2^{\text{cm}},0125$ de diamètre. Son aire était donc $37^{\text{cm}^2},21$. Pour pouvoir se servir d'un galvanomètre Despretz-d'Arsonval de sensibilité moyenne, il est commode de faire cette comparaison dans un champ uniforme très intense, comme celui de l'électro-aimant lui-même, muni à cet effet de pièces polaires planes de 15 centimètres de diamètre. Les deux bobines sont fixées, concentriquement, à l'extrémité d'un levier de 80 centimètres, qui permet d'un mouvement rapide de les introduire dans le champ ou de les en extraire.

L'aire de la bobine induite connue, il suffit d'étalonner le balistique au moyen d'un solénoïde exactement mesuré et entouré d'un nombre de tours induits convenable. Cette méthode n'a été employée

que dans les mesures préliminaires; elle a donné des résultats concordants à 1 0/0 près avec celle qu'il me reste à décrire quand elle a été employée concurremment avec elle.

La deuxième méthode consiste à mesurer d'abord très exactement un champ uniforme un peu moins intense, mais notablement plus étendu, que l'on compare ensuite au champ à mesurer. Ce champ de comparaison était obtenu au moyen d'un électro-aimant dont les noyaux ont 7^{cm},5 de diamètre et qui portait 2 000 tours de fil dans lesquels passait un courant de 10 ampères. L'on obtenait entre les pièces polaires représentées par la *fig. 7* un champ dont la valeur moyenne sur un diamètre de 2 centimètres, égale à 19 680 gauss, n'est

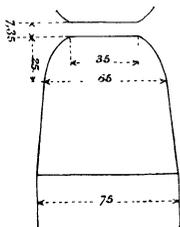


FIG. 7.

inférieure que de 1,5 pour mille à la valeur au centre⁽¹⁾. Il a été mesuré de deux manières⁽²⁾: d'abord avec la balance magnétique absolue de M. Cotton, ensuite au moyen d'une bobine induite de 5 tours, dont le diamètre, voisin de 2 centimètres, était mesuré directement, et du balistique étalonné avec un solénoïde. Les résultats ont été concordants à 2 millièmes près.

La comparaison de ce champ avec le champ inconnu a été faite au moyen d'une très petite bobine induite placée dans le circuit du galvanomètre balistique. Cette bobine, formée de 120 tours de fil de 0^{mm},04 enroulés sur une carcasse en ivoire, a 3 millimètres environ de diamètre extérieur. Son aire est égale à 3^{cm}2,18 et, par suite, son diamètre moyen de 1^{mm},83. Dans cette mesure, les déviations du balistique n'interviennent donc qu'en valeur relative. Je me suis

(1) Ce champ relativement élevé, eu égard à la grandeur de l'espace utilisable, est d'ailleurs un bon exemple de l'avantage qu'il y a à profiler les pièces polaires conformément aux principes ci-dessus énoncés.

(2) Voir pour plus de détails : P. WEISS et A. COTTON, *Mesure du phénomène de Zeeman*, à paraître prochainement dans le même recueil.

assuré expérimentalement qu'elles sont proportionnelles aux quantités d'électricité à 0,1 0/0 près et que le galvanomètre n'était pas influencé par l'électro-aimant. En général, les observations étaient croisées de manière à s'affranchir de l'influence des très faibles variations de la sensibilité du galvanomètre. Cette comparaison ne comporte guère que les erreurs de lecture au balistique, qui sont faibles et n'ont rien de systématique.

Des essais préliminaires ayant montré que, pour des pièces polaires tronquées par une circonférence de $2R = 3$ millimètres, il y a avantage à réduire $2R$ jusqu'à 10 centimètres, j'ai fait des expériences précises avec $2R = 10$ centimètres et $2R = 9$ centimètres, tant sur le meilleur (Creusot) de trois aciers extra-doux que sur le fer doux de Suède (Kohlsva). Ces expériences sont résumées dans le tableau suivant :

<i>Creusot, d</i> ∼ 1 ^{mm} ,95				<i>Suède, d</i> ∼ 1 ^{mm} ,95			
$2R = 10^{cm}$		$2R = 9^{cm}$		$2R = 10^{cm}$		$2R = 9^{cm}$	
Amp.	Gauss	Amp.	Gauss	Amp.	<i>d</i> (^{mm}) Gauss	Amp.	<i>d</i> (^{mm}) Gauss
0,625	11 650			0,625	12 030		
1,25	21 400			1,25	21 670		
2,5	28 750			2,5	29 150		
5	35 480			5	35 700		
10	41 100			10	41 300		
20	43 830			24	44 670		
30	45 130	27	44 280	29	1,95 45 110		
42	45 710	39	45 640	40	45 650		
53	46 250	51	46 200	51	1,92 46 300		
					1,90 46 650		
				53	1,95 45 900	56	1,94 46 350
					1,81 46 750	52	1,69 47 280

Il résulte de ce tableau que la réduction de $2R$ de 10 centimètres à 9 centimètres a été indifférente. On est donc bien près du profil donnant le champ maximum. Dans les champs faibles, le fer de Suède est un peu supérieur à l'acier coulé. Dans les champs forts, les deux matières sont identiques aux erreurs d'expérience près, qui sont de l'ordre de 0,5 0/0.

La principale difficulté rencontrée à discuter des influences aussi faibles que celles de la nature de la substance réside ici dans la détermination exacte de l'écartement des pièces polaires, qui, d'ailleurs, n'ont pas été travaillées avec une très grande précision. Cet écartement varie de quelques centièmes de millimètre en fonction du courant magnétisant.

La concordance des champs maximum pour le fer forgé et le meilleur acier coulé est assez remarquable. Deux autres aciers coulés de provenance différente sont nettement inférieurs. Du Bois et Taylor Jones ⁽¹⁾ avaient déjà trouvé la même intensité d'aimantation à saturation pour deux variétés de fer soudé (laminé Suède, et tôles pour transformateurs, Styrie); mais la valeur qu'ils donnent pour l'acier extra-doux (pour dynamo, Krupp) était restée bien en deçà avec $I_{\max} = 1770$. Il semble donc établi que le fer pur, la ferrite, possède, quelle que soit sa structure, une intensité d'aimantation à saturation caractéristique.

Détermination de l'intensité d'aimantation atteinte. — B. Walter, dans une intéressante discussion ⁽²⁾, a montré que l'on pouvait, au moins pour les champs intenses, remonter du champ observé à l'intensité d'aimantation des pièces polaires taillées suivant le profil conique, en appliquant la théorie que nous avons rappelée ci-dessus, et que les expériences de P. Czermak et V. Hausmaninger ⁽³⁾ aussi bien que celles de du Bois ⁽⁴⁾ sont d'accord avec cette théorie, en admettant que l'intensité d'aimantation à saturation est voisine de 1725.

Nos expériences s'écartent en deux points du cas simple examiné par B. Walter. D'abord nous savons que, dans les portions reculées des pièces polaires, il y a des excédents de sections, et que, par suite, la saturation n'y est pas atteinte; ensuite le profil est plus compliqué. Mais on peut supposer ce profil découpé en zones et appliquer à chacune d'elles la formule :

$$dH = 2\pi I \frac{dr}{r} \cdot \sin^2 \alpha \cos \alpha.$$

J'ai relevé à cet effet exactement les cotes portées dans la *fig. 8*, qui déterminent le profil de la pièce polaire (à cette occasion, je me suis aperçu que le diamètre $2r$ de la surface frontale était de 3^{mm},6 au lieu de 3 millimètres, circonstance plutôt défavorable à l'obtention d'un champ intense, mais qui n'influe pas sur la détermination de l'intensité d'aimantation). Admettant pour la distance des surfaces

⁽¹⁾ *Loc. cit.*

⁽²⁾ B. WALTER, *Drude's Ann. d. Phys.*, **14**, p. 106; 1904.

⁽³⁾ P. CZERMAK et V. HAUSMANINGER, *Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. zu Wien*, II a, **98**, p. 1142; 1889.

⁽⁴⁾ H. DU BOIS, *Wied. Ann.*, **51**, p. 537; 1894; — *Magnetische Kreise*, p. 288; 1894.

frontales la valeur moyenne de $d = 1^{\text{mm}},92$, j'ai découpé la surface en zones et mesuré sur le dessin, au moyen d'un rapporteur, la valeur de α correspondant à chaque zone. En faisant la somme des dH , on obtient :

$$H = (6,65 + 13,74 + 1,63) I = 24,02I.$$

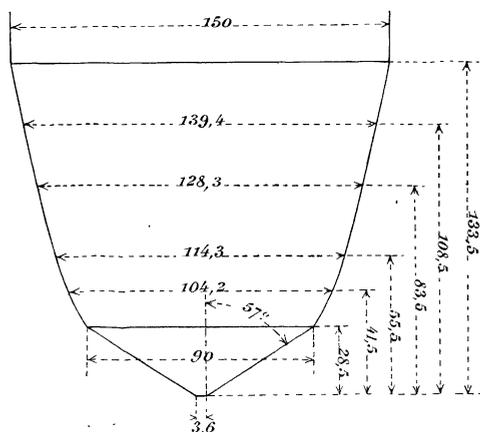


FIG. 8.

Le premier terme de la parenthèse se rapporte aux surfaces frontales (diamètre : $3^{\text{mm}},6$); le deuxième, aux cônes ($2r$ compris entre $3^{\text{mm}},6$ et 90 millimètres), et le troisième, au raccord ogival ($2r$ compris entre 90 et 150 millimètres). J'applique cette équation à la valeur moyenne :

$$i = 52 \text{ ampères,} \quad H = 46\,300 \text{ gauss,}$$

déduite du tableau de la page 365. Or les bobines seules donnent, pour 52 ampères, un champ de 1 800 gauss. Il reste donc, pour le champ provenant du fer, $H = 44\,500$ gauss; d'où $I = 1850$.

C'est précisément la valeur trouvée par du Bois et Taylor Jones pour les meilleurs fers dans un champ de 15 000 gauss. Mais, il convient de le remarquer, nous trouvons cette valeur non pour le maximum, mais comme une moyenne dans laquelle les valeurs voisines des sommets des cônes jouent, il est vrai, un rôle prédominant. Elle ne doit donc pas différer beaucoup du maximum ⁽¹⁾.

(1) La méthode employée ici, faute de mieux, pour établir des règles de construction, ne saurait servir à déterminer une constante physique et dire, par

Abstraction faite des dimensions de l'appareil et de la meilleure utilisation du champ direct des bobines, qui fournissent ici un appoint appréciable, l'amélioration apportée à la construction de l'électro-aimant par le choix raisonné des sections du circuit magnétique se traduit donc par une intensité d'aimantation moyenne égale à 1850, au lieu de 1725 que donnent les constructions antérieures, c'est-à-dire par un gain de 7 0/0.

Pièces polaires diverses. — Je donne ici encore quelques résultats de mesures faites sur des pièces polaires différentes, qui font ressortir la valeur pratique de l'appareil dans des conditions autres que celles du champ maximum ⁽¹⁾ :

<i>Pièces polaires coniques.</i>		<i>Pièces polaires planes, 15^{cm} de diam.</i>	
$2r = 10^{\text{mm}}, d = 4^{\text{mm}}, 45$		$d = 4^{\text{mm}}, 2$	
Ampères	Gauss	Ampères	Gauss
4	25 575	1	952
10	32 840	3	2 893
16	34 670	7	6 130
20	35 340	8	6 570
25	35 980	10	7 220
		20	8 975

<i>Pièces polaires coniques.</i>			
$2r = 25^{\text{mm}},$		$d = 20^{\text{mm}}$	
Ampères	Gauss	Ampères	Gauss
1	4 975	10	17 330
2	3 965	14	19 560
4	8 040	20	21 120
6	11 920	33	22 880
8	15 180	50	24 400

conséquent, si la valeur 1850 de du Bois et Taylor Jones a été dépassée. Il est facile de se rendre compte que, si l'on voulait admettre en toute rigueur l'hypothèse de l'aimantation à saturation parallèle à l'axe des noyaux, on se heurterait à d'étranges contradictions. Dans ce problème, où n'intervient ni hystérèse ni anisotropie cristalline, on doit admettre que le champ est partout parallèle à l'intensité d'aimantation et par conséquent uniforme, lui aussi, dans toute l'étendue des pièces polaires. Or la loi de la continuité de l'induction appliquée à la petite surface frontale enseigne que, dans le fer et dans le voisinage de cette surface, l'induction est voisine de 46 000, et, comme la moitié seulement en est attribuable au terme $4\pi I$, il reste un champ de 23 000 gauss. Le champ conserverait donc cette valeur, et l'induction celle de 46 000 dans toute l'étendue des pièces polaires, ce qui est en contradiction manifeste avec les faits.

Il est donc certain que l'aimantation n'est pas parallèle à l'axe dans les pièces polaires ; dès lors il n'y a plus de raison pour admettre que son effet est équivalent à celui d'une distribution purement superficielle, dont la densité rapportée à la section droite serait constante.

⁽¹⁾ Cet électro-aimant a été construit par les ateliers Oerlikon.