



HAL
open science

Effet magnétique longitudinal sur les faisceaux d'électrons lents (concentration et dilatation périodiques)

Jean Thibaud

► **To cite this version:**

Jean Thibaud. Effet magnétique longitudinal sur les faisceaux d'électrons lents (concentration et dilatation périodiques). *Journal de Physique et le Radium*, 1929, 10 (4), pp.161-176. 10.1051/jphys-rad:01929001004016100 . jpa-00205375

HAL Id: jpa-00205375

<https://hal.science/jpa-00205375>

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.

EFFET MAGNÉTIQUE LONGITUDINAL SUR LES FAISCEAUX D'ÉLECTRONS LENTS (CONCENTRATION ET DILATATION PÉRIODIQUES)

par M. JEAN THIBAUD

Laboratoire de Physique des Rayons X de l'Ecole des Hautes Etudes.

Sommaire. — Une étude expérimentale est faite de la propagation d'un faisceau étroit d'électrons lents ($\beta = 8 \times 10^{-3}$ à $\beta = 65 \times 10^{-3}$) qui, sur une partie de son parcours, traverse axialement un champ magnétique à répartition symétrique par rapport à la direction du faisceau (champ produit par une bobine). Pour un faisceau de vitesse bien déterminée βc , on observe, lorsque le champ H varie d'une manière continue, une succession d'états de *concentration* et de *dilatation* du faisceau, la section de ce dernier passant périodiquement d'une valeur très petite (0,2 mm) à une valeur considérable (100 mm à 30 cm de la source).

1. Les lois de ce phénomène sont les suivantes : *a.* Les valeurs H_c (ou H_d) du champ magnétique pour lesquelles se produisent les états de concentration (ou de dilatation) croissent en progression arithmétique ; *b.* Lorsque l'énergie cinétique du faisceau augmente, les champs H_c et H_d varient proportionnellement à la quantité de mouvement de l'électron ; *c.* Ces champs sont en raison inverse de la longueur L de champ uniforme traversée.

2. L'effet est dû à des enroulements de trajectoires sur des tubes de force de très petit diamètre, d'où il résulte la formation d'un certain nombre de foyers le long de l'axe de la bobine. C'est le passage du faisceau aux extrémités de la bobine, dans les zones de rapide décroissance du champ, qui produit les effets successifs de concentration et de dilatation. La théorie développée s'accorde avec l'expérience.

La bobine se comporte vis à vis des électrons comme une lentille de distance focale périodiquement variable vis à vis d'un faisceau lumineux (mécanique ondulatoire).

3. Pour des électrons très lents (moins de 200 volts) le faisceau, dans son état concentré, prend un aspect *filiforme* très caractéristique qui se maintient même après passage dans des champs de plusieurs milliers de gauss. On a ainsi réalisé l'équivalent d'un étroit pinceau de lumière parallèle. Hypothèses qui peuvent être suggérées par cet état de « cohésion » des électrons (moment magnétique de l'électron).

4. Enfin, de curieuses propriétés des électrons lents sont signalées, particulièrement lorsque leur énergie est d'une centaine de volts : les faisceaux excitent alors une vive fluorescence de diverses substances et surtout des cristaux. Leurs trajectoires deviennent ainsi parfaitement visibles dans l'appareil. Ces propriétés disparaissent graduellement lorsque l'énergie cinétique des corpuscules atteint ou dépasse 300 volts.

Les effets du champ magnétique sur la propagation des rayons cathodiques ont été étudiés depuis assez longtemps (Villard, Gouy, Fortin, Righi, etc.) et principalement, comme le faisait Gouy dans ses belles recherches sur les rayons magnéto-cathodiques, en plaçant l'ampoule, du genre de celle de Crookes, entre les pièces polaires d'un électro-aimant. Le plus généralement, la vitesse initiale des corpuscules coupait les lignes de force du champ sous un angle appréciable ; on obtenait alors l'enroulement des trajectoires corpusculaires en spires plus ou moins serrées sur les tubes de force, effet qui expliquait la plupart des propriétés des rayons magnéto-cathodiques.

On semble s'être moins préoccupé de la propagation d'un faisceau électronique *parallèlement* à l'axe d'un champ magnétique produit, par exemple, par une bobine cylindrique.

Cependant l'usage est devenu fréquent, ces dernières années, dans des appareils utilisant un faisceau délié d'électrons — particulièrement dans les oscillographes dits cathodiques — de concentrer sur un écran le faisceau, qui possède une divergence propre appréciable, au moyen d'une courte bobine enfilée sur le tube. Dans un mémoire récent, H. Busch⁽¹⁾ a traité analytiquement le problème et rendu compte de cet effet de concentration.

(1) H. Busch. *Arch. f. Elektrotechn.*, t. 18 (1927), p. 583.

D'autre part, la nouvelle mécanique ondulatoire, qui établit une correspondance entre la propagation d'un flot d'électrons et celle d'un faisceau de lumière, montre tout l'intérêt d'obtenir, pour les recherches d'optique électronique (réflexion, réfraction, diffraction par les réseaux lignés ou par les édifices cristallins, etc.), des faisceaux d'électrons *géométriquement bien définis* comme les pinces lumineuses.

Enfin, les recherches de Uhlenbeck et Goudsmit, expliquant la structure fine en attribuant à l'électron un moment magnétique, ont posé le problème de l'existence d'un état magnétique de l'électron libre. La propagation d'électrons lents dans un champ magnétique

pourra se trouver influencée — comme effet de second ordre peut-être — par l'existence d'un tel moment.

Ces diverses raisons m'ont conduit à une étude plus approfondie, particulièrement dans le cas des électrons lents, qui n'avaient fait l'objet, jusqu'ici, d'aucune recherche, de la propagation d'un faisceau parallèlement au champ. Un curieux effet s'est alors révélé que nous avons décrit dans de récentes notes ⁽²⁾.

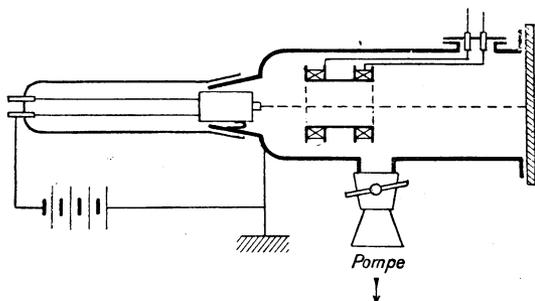


Fig. 1.

1. Appareil d'étude. — J'ai utilisé

les éléments d'un petit oscillographe établi par M. Gondet ; un cylindre de bronze, long de 30 cm, de 10 cm de diamètre intérieur, portant à une extrémité un rodage plan fermé par une large glace d'observation et à l'autre

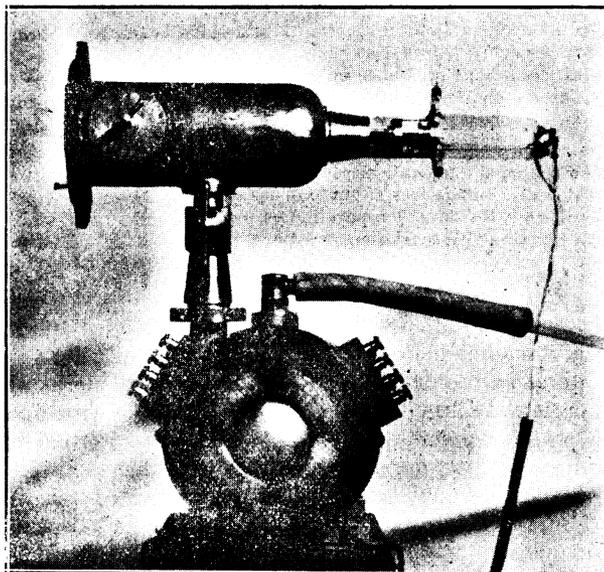


Fig. 2.

un cône sur lequel s'adapte le tube de verre qui porte les entrées de courant du « canon » producteur d'électrons. Ce cylindre est réuni directement par un raccord et un robinet à large voie à la pompe moléculaire de Holweck (fig. 1 et 2). Les joints sont rendus étanches à la graisse au caoutchouc. L'observation se fait par la glace terminale et par un viseur latéral.

⁽²⁾ *Comptes Rendus*, t. 188 (1929), p. 54 et p. 158. — *Bull. Soc. franç. Phys.*, (1929), p. 38-40; n° 273.

Les faisceaux d'électrons, qu'il convient d'obtenir étroits et de vitesse bien définie, sont produits par un filament incandescent. C'est un fil de tungstène, de 0,2 mm environ, assez long (33 mm), alimenté sous 3 volts. La partie émettrice forme 3 boucles de 0,7 mm de diamètre et se trouve engagée dans un diaphragme circulaire. De la sorte, seuls sont utilisés les électrons émis par les boucles, entre les extrémités desquelles la différence de potentiel n'excède pas 0,5 volt. Des précautions spéciales furent prises, en enroulant les boucles, pour compenser le champ magnétique dû au courant de chauffage. Ces dispositions ne modifient en rien, d'ailleurs, les résultats. J'ai employé deux modèles de canons (fig. 3). Dans le premier, un diaphragme conique d , percé en son sommet d'un trou de

N° 2

N° 1

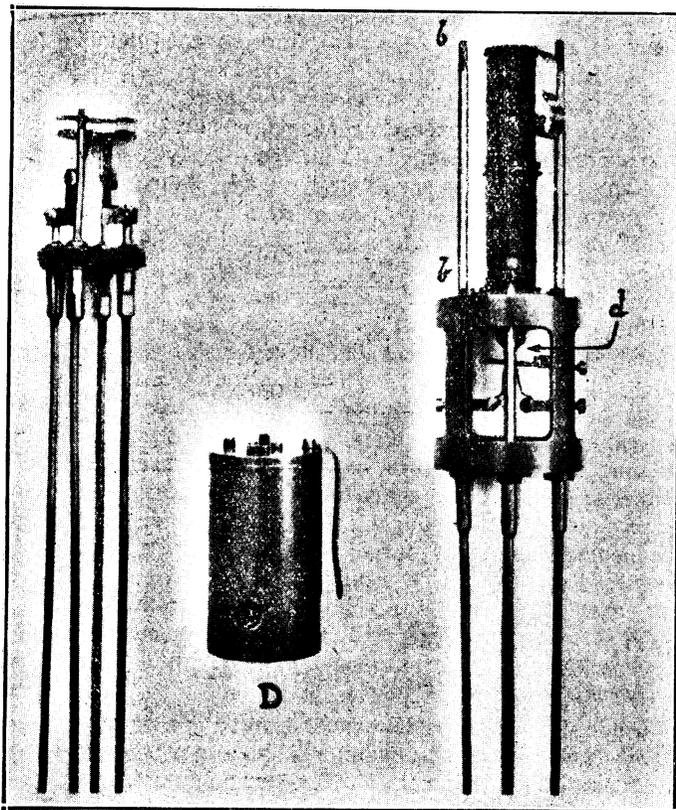


Fig. 3.

1 mm, canalise le faisceau qui pénètre ensuite dans une bobine bb longue et étroite (bobine n° 1). La bobine d'expérience est ainsi fixée rigidement au canon lui-même. Dans le second modèle, les électrons issus du filament traversent une série de diaphragmes portés à des potentiels accélérateurs différents et enfin sortent de la cage métallique qui entoure tout le dispositif (représentée séparée du reste du canon en D) par un tube étroit percé d'un fin canal ($l = 15$ mm, $d = 0,1$ à $0,2$) qui détermine les dimensions géométriques du faisceau. Les bobines magnétiques (n°s 2 et 3) sont, ici, indépendantes du canon et pourront être disposées en un point quelconque du parcours du faisceau, à l'intérieur du cylindre à vide. Ce dernier est soigneusement relié au sol, la présence de charges sur les parois empêchant la propagation des électrons lents. Le champ magnétique terrestre dévie le faisceau d'une manière très appréciable. On le compense soit au moyen de deux

bobines extérieures, soit, plus simplement à l'aide d'un aimant circulaire convenablement placé. Le faisceau, à partir de sa sortie du canon, jusqu'à la glace d'observation, se propage alors en ligne droite (sur 30 cm).

Les champs accélérateurs, jusqu'à 180 volts, sont fournis par une batterie d'accumulateurs à prise variable. Au-dessus et jusqu'à 1 200 volts, on a eu recours à une dynamo (positif au sol, négatif au filament).

2. Propriétés des faisceaux d'électrons lents. — L'appareil étant convenablement scellé et après un séjour de plusieurs heures sur le vide, on peut faire sortir du canon des faisceaux assez intenses (jusqu'à 10 milliampères pour les tensions les plus élevées) même dans des champs ne dépassant pas 16 volts ($\beta = 8 \times 10^{-3}$). Ces faisceaux présentent de curieuses propriétés : *a.* Lorsque l'énergie des électrons est inférieure à 300 volts ($\beta < 30 \times 10^{-3}$) ceux-ci excitent une très vive fluorescence (bleuâtre généralement) de toute substance qu'ils frappent à l'intérieur de l'enceinte. Cet effet s'accroît lorsque l'énergie des corpuscules diminue et semble particulièrement intense vers 60 à 90 volts.

En particulier, les molécules gazeuses rencontrées sur le trajet des électrons s'illuminent vivement, de sorte que la trajectoire du faisceau se révèle avec intensité comme un filet brillant. Les métaux, le verre, les parois de l'appareil fluorescent avec autant d'intensité que les écrans renforçateurs usuels (à la willémité, au tungstate de calcium). Ces effets doivent provenir des traces de vapeur de la graisse des joints. Des cristaux propres fluorescent par eux-mêmes encore plus fortement. Une face de clivage fraîche de sel gemme, présentée aux électrons lents, s'illumine vivement. Bien plus, toute la masse du cristal fluoresce (influence probable, dans l'épaisseur, de radiations ultraviolettes produites à la surface, car ces électrons ne traversent eux-mêmes que des épaisseurs inappréciables de matière) et en peu de temps la coloration change, tout le cristal brunit. Mêmes effets de fluorescence et de changement de teinte avec le mica clivé. A la surface de l'émulsion photographique, l'argent se trouve rapidement réduit (couche miroitante au point d'impact).

Ces propriétés sont très remarquables, car, si elles sont semblables à celles que l'on observe avec les tubes à électrons du genre du tube à fenêtre de Coolidge alimenté sous 200 000 volts, elles se manifestent ici pour des débits et des énergies (quelques dizaines de volts) électroniques incomparablement plus faibles.

Il est intéressant, d'autre part, de rapprocher ces propriétés des électrons d'une centaine de volts de celles des rayons X très mous de même quantum (longueur d'onde de 30 à 100 Å, série K des éléments très légers), doués également, comme nous l'avons montré au cours de nos recherches spectrographiques dans le domaine intermédiaire⁽³⁾, du pouvoir d'exciter une vive fluorescence.

b. Lorsque l'énergie des électrons dépasse 300 volts, ces effets disparaissent rapidement, l'éclat des faisceaux diminue beaucoup, si bien que leur structure cesse d'être visible et que l'on ne les décèle plus, vers 1 000 volts, que par leur action sur les écrans renforçateurs.

3. Effet magnétique longitudinal. — *a.* Le faisceau d'électrons de vitesse définie $\beta = v/c$ est lancé suivant l'axe de la bobine cylindrique étroite n° 1 (canon 1, figure 3). En l'absence de champ magnétique dans celle-ci, le faisceau, bien délimité, possède une ouverture appréciable et donne sur la glace, à 30 cm, une section circulaire de 4 mm. L'établissement du courant dans la bobine ne modifie guère la direction générale du faisceau, seul l'éclat de celui-ci augmente sensiblement. Mais si l'on fait varier d'une manière continue, à l'aide d'un rhéostat, le courant magnétisant, on constate un très beau phénomène : l'ouverture angulaire du faisceau varie périodiquement et dans de grandes proportions.

Lorsqu'on augmente le champ H à partir de zéro, le faisceau se concentre d'abord

⁽³⁾ THIBAUD et SOLTAN. *J. Phys.*, t. 8 (1927), p. 484-494; THIBAUD. *Physik. Zts.*, t. 29 (1928), p. 241-261. *J. opt. Soc. Amer.*, t. 17 (1928), p. 145. Ces importantes propriétés des rayons X mous permettent d'utiliser, dans leur étude, les plaques photographiques ordinaires (au lieu de plaques Schumann).

progressivement (*), sa section passe de 4 mm ($H = 0$) à 0,2 mm. Puis il se dilate, présentant une ouverture angulaire considérable (18 à 20°), ensuite il se concentre à nouveau, etc.

Pour des valeurs déterminées du champ, le faisceau prend l'aspect extrêmement ramassé d'un fil très mince et brillant de section sensiblement constante (0,2 mm) sur toute sa longueur (*état de concentration*). Pour des valeurs intermédiaires du champ, il se présente, au contraire, comme un cône plein, fortement divergent, dont la section droite sur un écran est un disque (*état de dilatation*) (cf. figure 4).

Cette succession d'aspects semble devoir se répéter un nombre illimité de fois, la section du faisceau passant périodiquement de 0,2 mm à un diamètre qui peut atteindre 100 mm, à 30 cm de la source, pour des électrons de 80 volts (la section du cône au maximum de dilatation décroît en effet lorsque la vitesse des corpuscules s'élève) : pour des vitesses v inférieures à $3 \times 10^{-2} c$, on a pu ainsi compter 13 concentrations successives.

Le volume occupé par le faisceau dans son état de concentration, puis dans l'état de dilatation consécutif, peut varier dans le rapport de 1 à 100 000, pour une variation correspondante du champ magnétique qui, pour de faibles vitesses, n'est que de quelques gauss.

Le phénomène est indépendant du sens du champ magnétique. On doit remarquer que l'état de concentration un fois acquis dans la traversée de la bobine persiste sur un très long parcours sans paraître influencé par les actions ultérieures : si, comme nous le verrons, on fait pénétrer un pôle conique d'électro-aimant dans l'enceinte évacuée, le faisceau montre de très beaux enroulements sur les tubes de force sans perdre son aspect filiforme. Il en est de même si, 15 cm après sa sortie de la bobine de concentration, le faisceau pénètre dans une seconde bobine dont le champ peut varier.

Enfin si on élève le potentiel accélérateur des électrons, les valeurs du champ magnétique nécessaire pour obtenir les états successifs de concentration augmentent rapidement suivant une loi qui sera étudiée plus loin.

A l'origine, un diaphragme percé d'un trou très fin se trouvait à la sortie de la bobine n° 1. Pensant qu'il pouvait être une des causes de l'effet périodique observé, je le supprimai : aucune modification ne se manifesta.

D'autre part, le canal cylindrique laissé libre à l'intérieur de la bobine, étant assez étroit (diamètre 6 mm), il pouvait en résulter un effet de parois appréciable sur le faisceau qui le traversait. Je construisis donc une seconde bobine qui laissait un large espace au faisceau produit indépendamment par le canon n° 2.

b) La bobine 2 est constituée par deux cadres de Helmholtz. Deux enroulements circulaires, de section presque carrée (épaisseur radiale = 10,2 mm, épaisseur axiale = 10,7 mm),

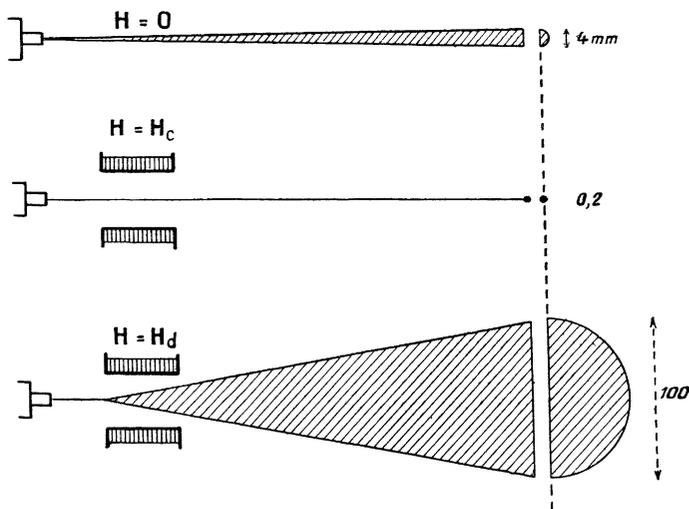


Fig. 4.

(*) C'est là l'effet de concentration bien connu, utilisé dans les oscillographes, dont il est question dans l'introduction. La faiblesse des champs magnétiques utilisés et surtout la vitesse trop élevée des électrons dans ces appareils, sont sans doute les causes qui empêchèrent les précédents auteurs d'observer la succession des états, non seulement de concentration mais également de dilatation.

rayon moyen $a = 38$ mm, sont fixés sur une même cage cylindrique en laiton ⁽⁵⁾ à une distance (37 mm) égale au rayon. Le diamètre du volume libre à l'intérieur de cette bobine est de 60 mm et la région de champ uniforme s'étendait, suivant l'axe, sur plus de 8 cm. Ce dispositif donne, sur les faisceaux électroniques, les mêmes effets périodiques que la bobine étroite n° 1. L'action magnétique longitudinale ne dépend pas du diamètre intérieur des bobines, ni de la distance qui sépare la bobine de la source du faisceau.

c) Les champs magnétiques maxima produits dans les bobines 1 et 2 n'excèdent pas 200 gauss. Ils ne permettent d'observer la succession des états de concentration que pour les très basses tensions. Par exemple (courbe fig. 7), on peut obtenir avec la bobine n° 1, pour les électrons de 50 volts, sept concentrations successives du faisceau, mais au-dessus de 400 volts on n'en observe que deux.

J'ai établi une troisième bobine, formée d'un nombre élevé de tours de fil et qui laissait, cependant, un espace axial assez large au faisceau (volume libre : longueur 80 mm, diamètre 23 mm). Le champ qu'elle développait atteignait 500 gauss.

Lorsqu'un faisceau d'électrons, lancé par le canon n° 2 la traverse :

1° L'effet longitudinal de concentration et dilatation périodiques persiste lorsque la vitesse des électrons aussi bien que le champ magnétique augmentent ⁽⁶⁾. On peut noter jusqu'à 13 concentrations successives (courbe fig. 9) dans le cas d'électrons lancés sous une tension de 190 volts.

2° L'aspect du phénomène se modifie lorsque l'ordre n des concentrations étudiées s'accroît. Tandis que, pour des états de concentration dont l'ordre est inférieur à 5, le

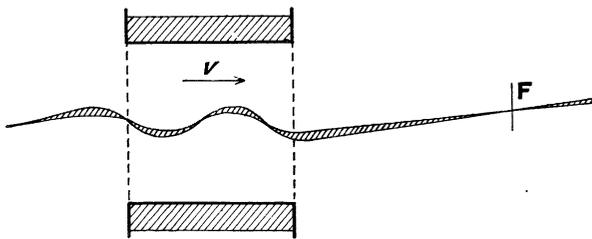


Fig. 5.

faisceau *concentré* présentait un diamètre uniforme (état filiforme); au contraire, quand le nombre n de concentrations croît jusqu'à 10 et davantage, la section du faisceau cesse d'être constante. On voit apparaître un foyer très fin (fig. 5) en un point F où les trajectoires électroniques viennent se croiser. De part et d'autre de F, la section varie assez rapidement et devient appréciable (2 à 3 mm). La position du foyer se déplace lorsque

l'on modifie le champ et on peut former le foyer exactement sur la glace d'observation.

De même, tandis que pour les états de dilatation d'ordre 1 ou 2, l'ouverture du faisceau

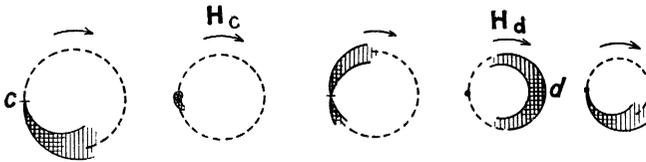


Fig. 6.

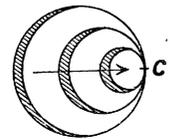


Fig. 6'.

était considérable (20° ; rapport de concentration = 10^5), les diamètres de dilatation maxima décroissent rapidement lorsque l'ordre n s'élève et passent de 100 mm à 2 ou 3 mm seulement : *Le phénomène perd son caractère initial et son ampleur.*

Dans la région axiale de la bobine, le faisceau s'enroule en spirale, formant des arceaux (fig. 5) dont le nombre s'accroît d'une unité à la formation d'un nouvel état de concen-

⁽⁵⁾ Les flasques et supports métalliques des enroulements de bobines sont reliés à la masse.

⁽⁶⁾ Comme nous le verrons, on observe encore ces effets pour des tensions de plusieurs milliers de volts (tube de Braun, figure 11).

tration. La section du faisceau sur la glace d'observation décrit en même temps un cercle (le faisceau lui-même décrivant un cône), les états de concentration se produisant au passage de la tache en un même point c (fig. 6); ceux de dilatation, en un point d , diamétralement opposé à c (').

Enfin, le champ magnétique augmentant toujours, le diamètre du cercle de rotation des taches diminue lui-même. Celles-ci dessinent alors sur l'écran une spirale, présentant le maximum d'éclat au point c de concentration (fig. 6).

Si on augmente, à l'aide d'un aimant, l'angle de la direction moyenne du faisceau avec les lignes de force du champ, dans la bobine, les spirales deviennent des anneaux, emboîtés les uns dans les autres. Leur diamètre diminue lorsque H croît et ils disparaissent un à un dans la tache focale c (fig. 6').

Si l'on réduit, au contraire, l'angle initial du faisceau et du champ, l'effet tend vers la succession habituelle de foyers de concentration et de taches de dilatation, réduites ici à 2 ou 3 mm.

4. **Lois de l'effet magnétique longitudinal.** — Comment varient les valeurs H_c (ou H_d) des champs de concentration (ou de dilatation) du faisceau en fonction du potentiel

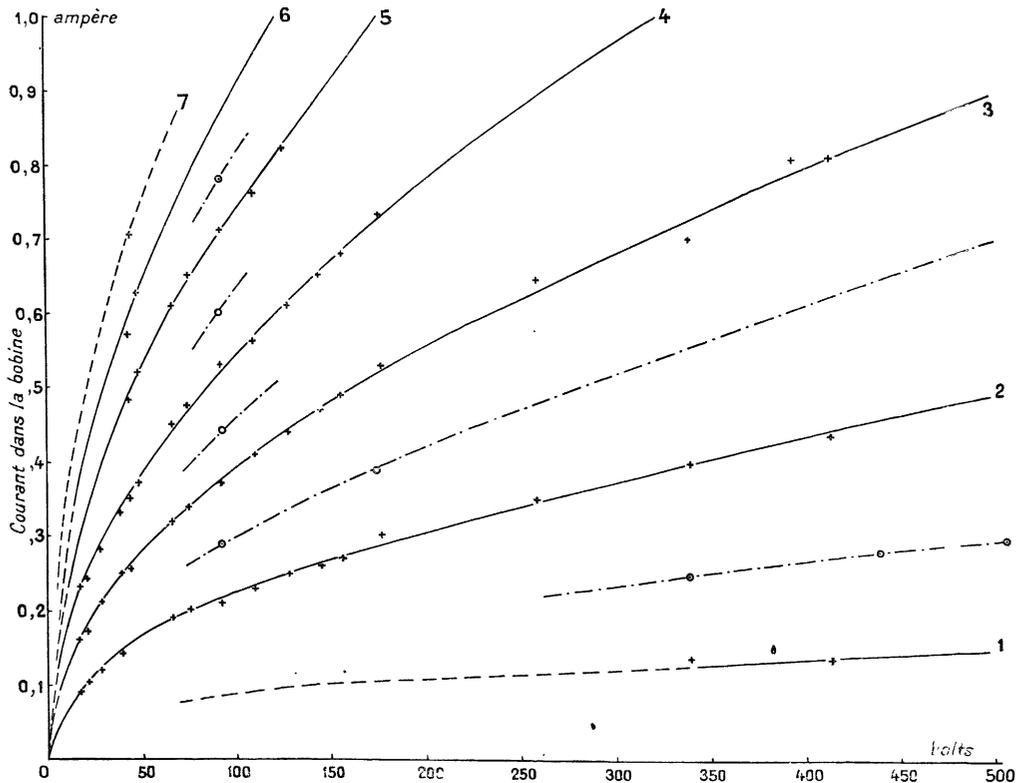


Fig. 7.

célérateur appliqué aux électrons? Nous avons fait un grand nombre de mesures des champs magnétiques critiques (ou, ce qui revient au même, des courants magnétisants I_c et I_d correspondants) pour diverses tensions comprises entre 16 et 4100 volts et pour nos

(7) Dans les champs magnétiques élevés, utilisés dans ce cas, le moindre décentrage du faisceau à l'entrée dans la bobine, produit l'enroulement de l'ensemble du faisceau sur les tubes de force coniques, d'où les deux aspects précédents. Les enroulements sont encore plus nets si l'on décentre d'une manière appréciable la direction initiale du faisceau, à l'aide d'un aimant extérieur à l'appareil.

trois bobines. Le tableau I est un exemple de relevé de mesures avec la bobine n° 1. Les points représentatifs se placent bien sur une série de courbes correspondant aux ordres successifs de concentration (trait —) ou de dilatation (trait — — —). Elles tournent leur

TABLEAU I.

| CHAMP D'ACCÉLÉRATION DES ÉLECTRONS (volts) | Courant I_c de concentration, en ampère. | | | | | | |
|---|--|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| | $n = 1$ | $n = 2$ | $n = 3$ | $n = 4$ | $n = 5$ | $n = 6$ | $n = 7$ |
| 18 | | 0,09 | 0,16 | 0,23 | | | |
| 22 | | 0,10 | 0,17 | 0,24 | | | |
| 29 | | 0,12 | 0,21 | 0,28 | | | |
| 40 | | 0,14 | 0,25 | 0,33 | | | |
| 45 | | | 0,25 | 0,35 | 0,48 | 0,57 | 0,70 |
| 49 | | | | 0,37 | 0,52 | 0,63 | |
| 67 | | 0,19 | 0,32 | 0,45 | 0,61 | | |
| 76 | | 0,20 | 0,34 | 0,48 | 0,65 | | |
| 93 | | 0,21 | 0,37 | 0,53 | 0,71 | | |
| 110 | 0,12? | 0,23 | 0,41 | 0,56 | 0,75 | | |
| 128 | < 0,12 | 0,25 | 0,44 | 0,61 | 0,82 | | |
| 145 | | 0,26 | 0,47 | 0,65 | | | |
| 157 | < 0,12 | 0,27 | 0,49 | 0,68 | 0,95 | 1,14 | |
| 177 | | 0,30 | 0,53 | 0,73 | | | |
| 260 | | 0,35 | 0,65 | | | | |
| 340 | 0,13 | 0,40 | 0,70 | | | | |
| 395 | | | 0,81 | 1,08 | | | |
| 415 | 0,14 | 0,44 | 0,81 | | | | |
| 630 | 0,15 | 0,58 | | | | | |
| 785 | 0,15 | 0,64 | | | | | |
| 910 | 0,19 | 0,69 | | | | | |
| 1 000 | 0,21 | 0,72 | | | | | |

| CHAMP D'ACCÉLÉRATION DES ÉLECTRONS (volts) | Courant I_d de dilatation, en ampère. | | | | |
|---|---|---------|---------|---------|---------|
| | $n = 1$ | $n = 2$ | $n = 3$ | $n = 4$ | $n = 5$ |
| 93 | | 0,29 | 0,44 | 0,60 | 0,78 |
| 177 | | 0,39 | | | |
| 340 | 0,25 | | | | |
| 440 | 0,28 | | | | |
| 510 | 0,30 | | | | |
| 630 | 0,36 | 0,73 | | | |
| 730 | 0,37 | | | | |
| 910 | 0,43 | | | | |
| 950 | 0,45 | | | | |
| 1 020 | 0,49 | | | | |

concavité vers l'axe des abscisses et se rassemblent vers l'origine (fig. 7). Transformons le diagramme en exprimant les courants critiques I_c , non plus en fonction des tensions, mais en fonction des vitesses électroniques v (ou $\beta = v/c$) : les points représentatifs dessinent un réseau de lignes droites passant par l'origine (fig. 8). C'est donc en fonction de la quantité

de mouvement de l'électron et non pas en fonction de son énergie cinétique que les champs critiques doivent être exprimés :

Il y a toujours proportionnalité entre les valeurs du champ pour lesquelles se produit soit la concentration soit la dilatation, et la vitesse βc des électrons.

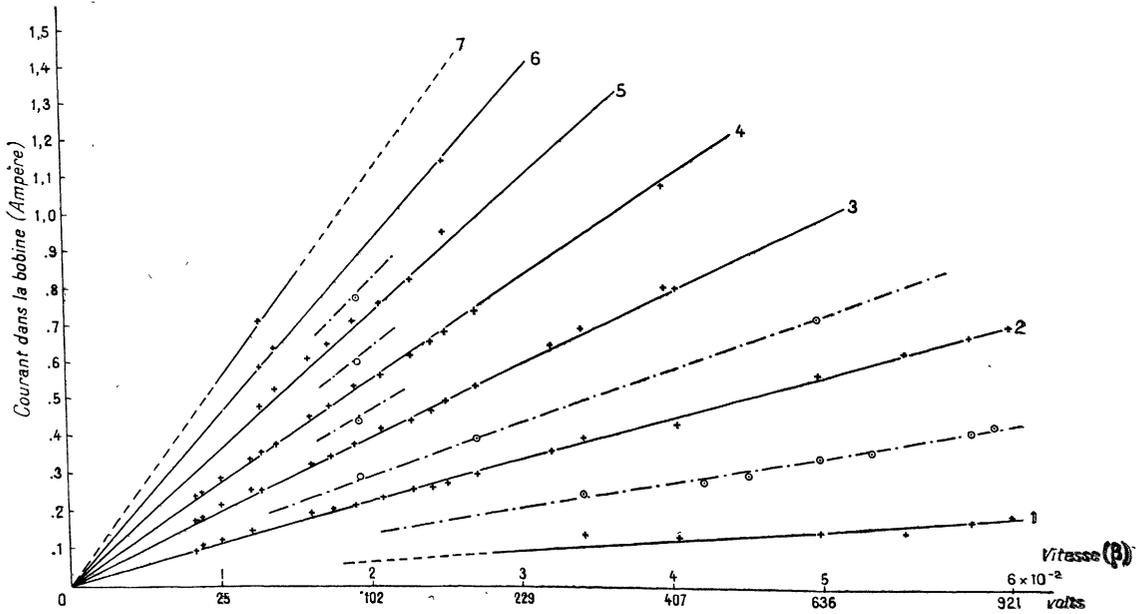


Fig. 8.

Il y a autant de relations linéaires entre champs de concentration (ou de dilatation) et vitesses que d'états successifs de concentration.

On voit que, pour une même vitesse, le champ critique augmente d'une quantité constante d'un état au suivant. C'est ce que nous vérifions également sur le résultat suivant (Tableau II) obtenu avec la bobine n° 3 pour la vitesse $v = 2,75 \times 10^{-2} \times c$ (190 volts).

TABLEAU II.

| Ordre n | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 |
|---|-----|-----|-----|------|------|------|------|------|------|------|-----|------|-----|
| Courant I_c ($\times 10^2$ A) | 1,3 | 4,7 | 8,1 | 11,5 | 14,8 | 18,2 | 21,4 | 21,9 | 28,2 | 31,4 | 35 | 38,4 | 42 |
| Différence ΔI_c ($\times 10^2$ A) | | 3,4 | 3,4 | 3,4 | 3,3 | 3,4 | 3,2 | 3,5 | 3,3 | 3,2 | 3,6 | 3,4 | 3,6 |

Le graphique (fig. 9) reproduit ces valeurs. Donc :

Les coefficients angulaires des droites critiques se suivent en progression arithmétique.

Comparons les résultats numériques fournis par les trois modèles de bobines. En désignant par K le rapport du champ magnétique au courant magnétisant ; par L , la longueur de champ uniforme produit le long de l'axe d'une bobine, les caractéristiques de nos bobines sont :

| | | | |
|--------------------|--------------|--------------|---------------|
| Bobine 1 | $K = 195$ | $L = 6,6$ cm | $KL = 1\ 280$ |
| Bobine 2 | $K = 255$ | $L = 9$ — | $KL = 2\ 300$ |
| Bobine 3 | $K = 1\ 025$ | $L = 8,5$ — | $KL = 8\ 700$ |

Prenons, pour une vitesse déterminé βc , la moyenne de l'augmentation ΔI_c du courant dans les ordres successifs de concentration et formons (tableau III) les rapports $\Delta I_c/\beta$.

TABLEAU III.

| TENSION V (volts) | β | BOBINE N° 1 | | BOBINE N° 2 | |
|------------------------|--------------------|-----------------------|----------------------------|----------------------|----------------------------|
| | | ΔI_c | $\frac{\Delta I_c}{\beta}$ | ΔI_c | $\frac{\Delta I_c}{\beta}$ |
| 102 | 2×10^{-2} | $16,7 \times 10^{-2}$ | 8,35 | $9,2 \times 10^{-2}$ | 4,61 |
| 229 | 3 — | 24,9 — | 8,30 | 14,0 — | 4,65 |
| 407 | 4 — | 33,2 — | 8,30 | 18,2 — | 4,55 |
| 636 | 5 — | 41,5 — | 8,30 | 23,0 — | 4,60 |

En ce qui concerne la bobine 3, le tableau II nous donne $\frac{\Delta I_c}{\beta} = \frac{3,4 \times 10^{-2}}{2,75 \times 10^{-2}} = 1,24$.

Formons (tableau IV) les produits des accroissements spécifiques des champs de concentration $\Delta H_c/\beta$ par les longueurs L de champ uniforme :

$$\frac{\Delta H_c}{\beta} \times L = KL \times \frac{\Delta I_c}{\beta}.$$

TABLEAU IV.

| | KL | $\Delta I_c/\beta$ | $\Delta H_c/\beta \times L$ |
|------------------|-------|--------------------|-----------------------------|
| Bobine n° 1..... | 1 280 | 8,31 | 10 630 |
| Bobine n° 2..... | 2 300 | 4,60 | 10 580 |
| Bobine n° 3..... | 8 700 | 1,24 | 10 740 |

Les produits $K = \frac{\Delta H_c}{\beta} \times L$ sont constants (*) en dépit des caractéristiques très diverses des trois bobines, ou encore :

Les coefficients de proportionnalité des champs critiques aux vitesses varient en raison inverse de la longueur L de champ uniforme traversée par le faisceau dans la bobine.

Enfin, les valeurs successives des champs de dilatation, aussi bien que celles des champs de concentration, peuvent être exprimées au moyen d'un seul paramètre n . Prenons, par exemple, le cas d'électrons de vitesse $\beta = 0,025$, dans la bobine n° 1 : les champs critiques H_c et H_d ont les valeurs (cf. fig. 8) ; portées dans le tableau V.

Les champs H_c (et H_d) augmentent d'une quantité à peu près constante (39 gauss), à partir d'une première concentration ayant lieu pour $H_c = 15,6$ gauss ($15,6 = \frac{39}{2,5}$). De leur côté, les rapports H/β croissent, en moyenne, de la quantité 1600.

Les rapports H_d/β , de dilatation, sont entre eux comme les nombres entiers successifs ; les rapports de concentration H_c/β , comme les nombres décimaux 0,5, 1,5, 2,5, ... etc.

L'ensemble de ces résultats, relatifs aux champs critiques peut se représenter par les formules :

Champ de concentration :

$$H_c = \frac{K}{L} \left(n - \frac{1}{2} \right) \beta. \quad (1)$$

(*) Il en est de même pour les valeurs $\frac{\Delta H_d}{\beta} \times L$ des champs de dilatation.

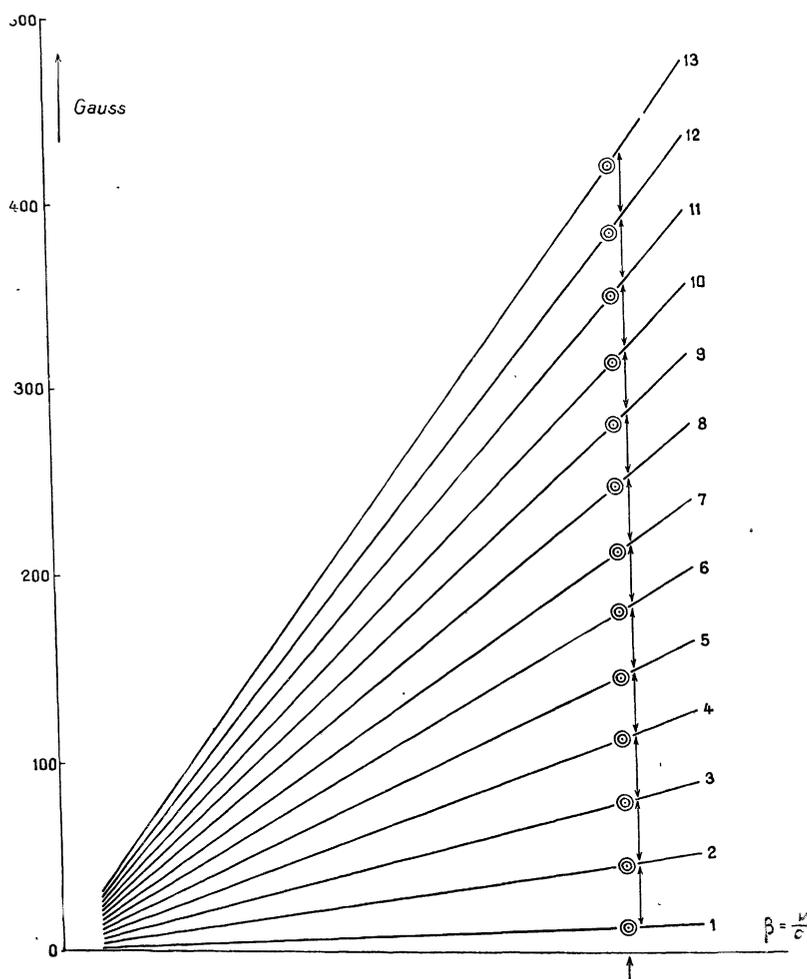


Fig. 9.

TABLEAU V.

| H_c gauss | H_d gauss | H_c/β | H_d/β |
|----------------|----------------|-------------|-------------|
| 15,6 | | 625 | 1 440 |
| 54,5 | 36 | 2 180 | 2 960 |
| 94 | 74 | 3 760 | 4 600 |
| 133 | 115 | 5 325 | 6 250 |
| 174 | 156 | 6 970 | 7 925 |
| 217 | 198 | 8 700 | |

Champ de dilatation :

$$H_d = \frac{K}{L} n \beta \quad (2)$$

où n prend les valeurs entières successives.

La constante K a été trouvée (tableau IV) égale à 10 630.

5. Théorie de l'effet magnétique longitudinal. — Ces diverses lois, résultant de l'observation, peuvent être également déduites de considérations purement classiques :

a. Soit un électron de vitesse v traversant la région de champ magnétique H *uniforme* à l'intérieur d'une très longue bobine et supposons que, initialement sur l'axe de la bobine (qui est aussi l'axe du champ), sa vitesse coupe l'axe sous un angle α très petit. L'électron s'enroule sur un tube de force du champ en décrivant une hélice de petit diamètre $2r$:

$$r = \frac{v \sin \alpha}{\frac{e}{m} H} \quad (3)$$

Le temps de révolution τ est indépendant du rayon r :

$$\tau = \frac{2\pi r}{\frac{e}{m} H r} = \frac{2\pi}{\frac{e}{m} H} \quad (4)$$

C'est à-dire que tous les électrons qui partent d'un point de l'axe se retrouvent, après le même temps, sur cet axe. Ils subissent ainsi une translation, égale au pas l de l'hélice :

$$l = v \cos \alpha \times \tau = v \cos \alpha \times \frac{2\pi}{\frac{e}{m} H} \quad (5)$$

Tous les électrons dont les vitesses initiales forment un cône d'angle α , ayant pour sommet un point de l'axe, se rassemblent à nouveau en un autre point de l'axe. Dans la pratique, les pinceaux d'électrons forment un cône plein, dont l'angle α est assez petit (dans nos expériences $\alpha = \frac{\omega}{2} = 6 \times 10^{-3}$) pour que l'on puisse admettre qu'ils subissent tous des translations égales l ⁽⁹⁾. Le faisceau, centré sur l'axe du champ, prend l'aspect d'une succession de fuseaux (corde vibrante) formés de véritables foyers (régions nodales), espacés de l , et séparés par des zones (régions ventrales), à densité électronique plus faible, où le faisceau s'élargit jusqu'au diamètre maximum $4r$ ⁽¹⁰⁾.

b. Considérons au contraire le cas d'un faisceau d'électrons traversant, sur une faible partie seulement de son parcours, un champ magnétique non homogène. H. Busch (*loc. cit.*) a démontré que, si ce champ non homogène possède une symétrie cylindrique par rapport à l'axe du faisceau (cas du champ produit par une courte bobine cylindrique centrée), les choses se passent d'une manière analogue : tous les électrons animés de la vitesse v subissent suivant l'axe, une translation dont la longueur l est indépendante du rayon r d'enroulement. Les courbes méridiennes tournent leur concavité vers l'axe et, si le champ H est suffisant, viennent couper celui-ci. Il y a, dans ce cas également, formation d'un foyer réel sur l'axe. Il se peut, au contraire, qu'à la sortie des trajectoires hors du champ, la courbe méridienne s'éloigne de l'axe (faible concavité) ; c'est alors le prolongement de celle-ci, en arrière, qui coupe l'axe : on peut dire, dans ce cas, qu'il existe sur l'axe, un foyer virtuel, jouant le rôle de source (lorsque l'intensité du champ est insuffisante pour ramener le faisceau vers l'axe).

⁽⁹⁾ Il y a là le principe d'une méthode de mesure du rapport e/m qui a été mise en œuvre par H. Busch.

⁽¹⁰⁾ Les courbes méridiennes (projections des trajectoires hélicoïdales sur un plan axial) sont sinusoïdales.

c. Dans les expériences qui font l'objet de ce mémoire, le faisceau traverse, à l'intérieur des bobines, une région de champ uniforme, sur la longueur L . Il montrera donc sur l'axe une série de fuseaux de longueur l (relation 5). A la sortie de la bobine, au contraire, le champ diminue très rapidement : pour la bobine n° 3, par exemple, il n'est plus, sur l'axe à 1 centimètre de l'extrémité, que les quatre dixièmes de sa valeur maximum. A 2,5 cm, il est réduit à un dixième. C'est cette région terminale des bobines, où le gradient est le plus grand, qui joue le rôle essentiel dans les phénomènes de concentration et de dilatation. Considérons l'état du dernier fuseau formé, à la limite du champ uniforme (fig. 10) : si le champ H_c de la bobine est tel qu'un foyer est sur le point de se

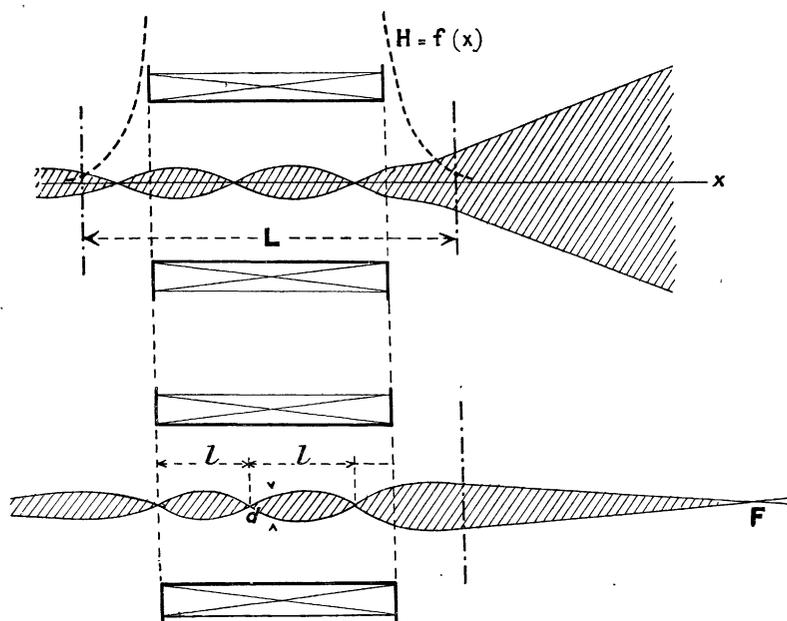


Fig. 10.

former, le faisceau se trouve être convergent ; la non-uniformité du champ reportée plus loin la formation du foyer et celui-ci, rencontrant des champs de plus en plus faibles, se déplace, en quelque sorte, le long de la trajectoire, en donnant au faisceau, son aspect concentré.

Si, au contraire, c'est une région ventrale du faisceau qui se présente à la sortie de la bobine, le faisceau est alors divergent. La pénétration dans des régions de champ décroissant ne peut qu'accroître la divergence, les rayons d'enroulement r augmentant progressivement [relation (3)]. Il se produit alors l'état de dilatation du faisceau.

La périodicité du phénomène, le retour à un même état du faisceau, sont liés, lorsque le champ H croît, à la formation d'un nouveau fuseau l sur l'axe dans la région uniforme L . Les phénomènes reprendront le même aspect pour chaque valeur du pas d'enroulement, qui est un sous-multiple de la longueur L , c'est-à-dire, d'après (5) :

$$L = n'l = \frac{2\pi c \cos \alpha}{\frac{e}{m}} \cdot \frac{\beta}{H} \times n'.$$

Les valeurs des champs H_c de concentration et H_d de dilatation (qui diffèrent d'une demie longueur de fuseau) s'exprimeront par :

$$H_c = Kn'\beta \quad H_d = K\left(n' + \frac{1}{2}\right)\beta. \quad (6)$$

Ces relations supposent que le premier état de concentration s'observe quand le premier fuseau est égal à L . En réalité, la première concentration a lieu lorsque le fuseau a pour extrémités d'une part la source d'électrons elle-même, d'autre part la sortie de la bobine, c'est-à-dire $l_1 > L$. L'expérience montre qu'il faut ainsi remplacer n' par $n - 1/2$ dans les expressions (6) qui deviennent, sous leur forme définitive :

$$H_c = \frac{K}{L} \left(n - \frac{1}{2} \right) \beta \quad H_d = \frac{K}{L} n \beta, \tag{7}$$

avec

$$K = \frac{2\pi \cos \alpha}{\frac{e}{m}} \times c.$$

Ces formules sont identiques aux formules (1) et (2) déduites de l'expérience. La valeur numérique que l'on calcule pour la constante (avec $\cos \alpha = 1$) $K = 10,650$ est en bon accord avec la donnée expérimentale.

Cette théorie rend également compte de tous les aspects observés dans le cas des ordres supérieurs de concentration (§ 3, c) : production des foyers réels, déplaçables en fonction de H ; formation d'arceaux successifs à l'intérieur de la bobine, suivant son axe; enfin la lente rotation circulaire de la tache formée sur l'écran d'observation est due à un effet de précession (dans le sens de la rotation de chaque électron) produit dans la région de non uniformité du champ, à l'extrémité de la bobine.

On peut calculer, d'autre part, le diamètre maximum, $d = 4r$, des faisceaux électroniques formés, dans le cas idéal où la source du faisceau est réduite à un point. D'après les relations (3) et (7), les rayons d'enroulement des trajectoires, pour les valeurs H_d de dilatation, sont donnés par :

$$r = \left[\frac{v}{H_d} \times \frac{m}{e} \right] \sin \alpha = \frac{L}{2\pi n} \operatorname{tg} \alpha \cong \frac{L\alpha}{2\pi n} \tag{8}$$

et le diamètre maximum des fuseaux (cas de la bobine n° 1, $L = 66 \text{ mm}$, $\alpha = 7 \times 10^{-3}$) par :

$$d = 4r = \frac{2L\alpha}{\pi n} \quad \text{ou} \quad d = \frac{30}{n} \times 10^{-2} \text{ mm} \tag{9}$$

| | | | | | | | | |
|------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|---------------|
| $n \dots \dots \dots$ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | $\dots \dots$ |
| $d \text{ (mm)} \dots \dots \dots$ | 0,30 | 0,15 | 0,10 | 0,08 | 0,06 | 0,05 | 0,04 | $\dots \dots$ |

Les diamètres d sont indépendants des vitesses électroniques (constance du rapport v/H_d) et décroissent assez rapidement; les longueurs l diminuant dans le même rapport, les fuseaux restent géométriquement semblables quand n augmente.

Enfin, les divers états de concentration et de dilatation du faisceau peuvent être considérés comme résultant de la formation successive, le long de l'axe du champ (ou de la bobine) de foyers soit réels (après la bobine) soit virtuels (avant la bobine), auxquels correspondent soit la convergence, soit la divergence du faisceau. Il est curieux de noter l'analogie de ces phénomènes avec ceux qui accompagnent la propagation d'un faisceau lumineux au travers d'une lentille. La bobine magnétique se comporte, vis à vis du faisceau électronique, comme une lentille dont la convergence varierait d'une manière périodique (par variation de l'indice de réfraction ou des courbures des faces terminales) en fonction d'une certaine grandeur jouant le rôle du champ magnétique de nos expériences. On pourrait sans doute imaginer tel système optique qui reproduirait sur les ondes lumineuses tous les aspects observés sur le faisceau d'électrons. L'effet magnétique longitudinal est un exemple de cette correspondance existant entre la trajectoire d'un corpuscule et celle d'un rayon lumineux qui constitue le point de départ de la nouvelle mécanique ondulatoire.

Remarquons que les effets de concentration dus à une courte bobine utilisés dans les

oscillographes cathodiques (Cf. Introduction) ne sont qu'un cas particulier (le cas $n = 1$) du phénomène plus général, non seulement de concentration mais également de dilatation que nous venons d'étudier. Les ampoules du genre du tube de Braun, ordinairement employées dans ces oscillographes, conviennent mal à l'observation de notre phénomène : alimentées par bobines d'induction à tension élevée, la vitesse des électrons y est trop grande, comparativement au champ développé par la bobine, pour que l'on puisse obtenir plus d'un seul état de concentration. Même avec le tube de Braun, représenté sur la

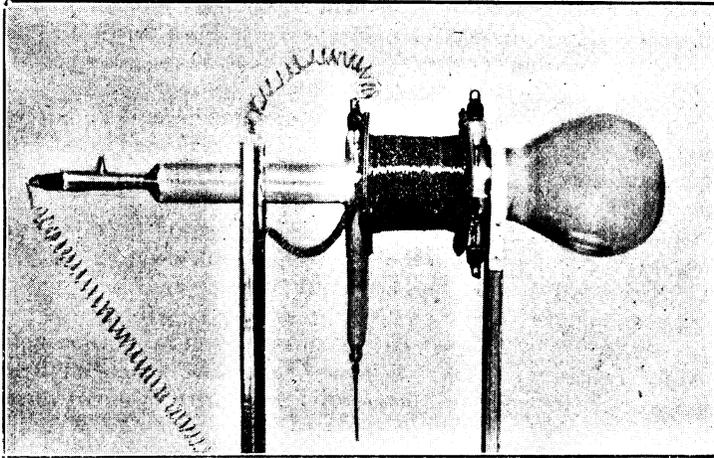


Fig. 11.

figure 11, pourvu d'une bobine de plusieurs milliers de tours de fil, on ne parvient à observer que le début de la première dilatation du faisceau cathodique.

6. **Les faisceaux d'électrons parallèles** (*Ondes planes de L. de Broglie*). — Nous avons vu que, particulièrement pour les électrons très lents (150 volts et moins) et pour les premiers états de concentration ($n < 6$ à 8) l'aspect du faisceau concentré était très caractéristique : il se présente comme un pinceau mince de section constante (0,2 mm environ), très brillant. Cet état « filiforme », qui se maintient sur toute la longueur du parcours libre du pinceau en dehors de la bobine (30cm) paraît remarquablement persistant, comme le montrent les deux expériences suivantes :

a) Le faisceau sort, filiforme, de la bobine étroite n° 1. A 15 cm de là, il pénètre dans le champ produit par les cadres de Helmholtz (bobine 2). L'aspect filiforme n'est pas modifié par la présence de ce nouveau champ magnétique H_2 : il s'enroule en hélice sur un diamètre de plus en plus petit quand H_2 augmente et l'on peut observer jusqu'à 20 arcs d'hélice très nets.

b. A l'extrémité de l'enceinte en bronze, on fait pénétrer par un joint étanche un pôle conique d'électroaimant (fig. 12) dont le champ peut atteindre 3000 gauss vers la pointe du cône. On lance le faisceau électronique, rendu filiforme par son passage dans la bobine 1, dans la direction de ce pôle. Le faisceau décrit sur les surfaces des tubes de forces de magnifiques enroulements (géodésiques de ces surfaces), sans rien perdre de son aspect filiforme. Il faut en conclure qu'en chaque section du faisceau les vitesses des électrons qui

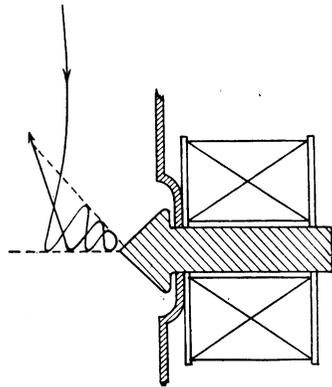


Fig. 12.

la traversent sont parallèles, sinon les enroulements devraient perdre progressivement leur netteté (aspect flou) en s'approchant du pôle.

Nous pouvons conclure qu'un faisceau électronique filiforme est l'équivalent d'un pinceau de lumière parallèle et que nous avons ainsi réalisé une *onde plane* de L. de Broglie.

Ces pinceaux d'électrons parallèles peuvent être utiles dans certaines expériences suggérées par la mécanique ondulatoire.

Dans la théorie donnée au paragraphe précédent, l'état « filiforme » correspond au foyer électronique réel rejeté à l'infini, cas qui se produit lorsque la région ventrale d'un fuseau vient à se former, à la sortie de la bobine, au point où le champ s'annule.

Toutefois il semble que, dans cette manière de voir, le diamètre du faisceau parallèle devrait (au moins pour les premiers ordres $n = 1, 2, \dots$) être supérieur à celui qu'on observe en réalité ⁽¹⁾.

Ne faut-il pas, pour rendre compte de la structure si cohérente du faisceau « filiforme » faire appel à de nouvelles hypothèses, admettre l'existence de forces *de cohésion* entre électrons du faisceau, forces qui n'interviendraient que secondairement, comme pour parfaire l'état de concentration ?

On a déjà signalé que les ions positifs, formés le long de la trajectoire électronique, devaient, par suite de leur plus faible mobilité, s'accumuler autour du faisceau et intervenir dans la concentration de celui-ci. Cette action des ions positifs dépendrait étroitement de la pression. Or, d'une part, la pression est extrêmement basse dans notre appareil puisque des électrons de quelques dizaines de volts s'y propagent librement sur de longs trajets et, d'autre part, l'état filiforme se montre insensible aux variations de pression, comme nous l'avons souvent vérifié en fermant le robinet de communication entre l'appareil et la pompe et laissant la pression s'élever. Donc l'effet des ions positifs, s'il intervient dans des tubes à haute pression, est ici inappréciable.

L'origine des forces de cohésion entre électrons pourrait être recherchée dans un état magnétique de l'électron. Si l'on doit attribuer à l'électron un moment magnétique de l'ordre de 10^{-20} U. E. M. (spinning electron), le passage du faisceau dans la bobine magnétique a pour effet d'orienter les axes magnétiques électroniques soit parallèlement soit anti-parallèlement à la direction du champ (expériences de Stern et Gerlach). Des forces attractives peuvent naître entre électrons dont les moments magnétiques sont ainsi opposés.

Malheureusement, l'ordre de grandeur de ces moments est si faible que ces forces magnétiques ne contrebalanceraient les forces répulsives de Coulomb qu'à des distances ϵ entre électrons très inférieures aux distances moyennes (10^{-4} mm) qui séparent les corpuscules dans les faisceaux réalisés pratiquement. Cependant, le rôle de la bobine de concentration, qui crée des foyers réels le long de la trajectoire du faisceau, est peut-être de produire des régions extrêmement concentrées, à très forte densité électronique, où les distances moyennes pourraient s'abaisser en dessous de ϵ .

Ces considérations sont à rapprocher de celles ⁽¹²⁾ qui ont amené M. de Donder à envisager, dans un conducteur, le flot électronique comme un *gaz de Van der Waals* (dont la « liquéfaction », dans certaines conditions, produirait l'état supra-conducteur). Rappelons également que Hull (étude du magnétron) et I. Langmuir considèrent que ce gaz électronique peut prendre une structure cristalline : là également des forces de cohésion interviendraient.

Bien que purement spéculatif, ce développement montre l'intérêt qu'il y a — cessant d'envisager uniquement la trajectoire d'un électron isolé, mais la propagation d'un *groupe* d'électrons — à étudier d'une manière approfondie la structure des faisceaux électroniques lents et concentrés.

⁽¹⁾ Le diamètre d des sections ventrales — relation (9) — est un minimum : le passage dans la zone de champ décroissant augmente cette section.

⁽¹²⁾ *Bull. sc. Acad. Belg.* (1926), p. 854; n° 41.