

CONSIDÉRATIONS SUR L'ÉLECTRO-AIMANT D'UN SYNCHROTRON À GRADIENT ALTERNÉ

GRUPE DE L'AIMANT DE LA DIVISION DU SYNCHROTRON À PROTONS *

CERN, Genève

(présenté par C. A. Ramon)

1. Introduction

- 1.1. *Les avantages de la focalisation forte.*
- 1.2. *La distribution du champ magnétique.*
- 1.3. *Le profil polaire.*

2. Influence des paramètres magnétiques sur la distribution du champ

- 2.1. *Perméabilité du circuit fer.*
- 2.2. *Champ coercitif du circuit fer.*
- 2.3. *Perturbations créées par les courants de Foucault dans le circuit fer.*
- 2.4. *Courants de Foucault dans la chambre à vide et dans les bobines.*
- 2.5. *Effets du champ de fuite dans les unités de l'électro-aimant.*
- 2.6. *Effets dus à la jonction de blocs dans une unité de l'électro-aimant*
- 2.7. *Possibilité de correction du champ magnétique avec des enroulements polaires de compensation.*
- 2.8. *Corrections possibles au moyen de lentilles magnétiques.*

3. Problèmes de l'acier

- 3.1. *Principales caractéristiques magnétiques.*
- 3.2. *Types d'aciers.*
- 3.3. *Reproductibilité des propriétés magnétiques.*
- 3.4. *Mélange des tôles d'acier.*

4. L'électro-aimant du synchrotron à gradient alterné du CERN

- 4.1. *Configuration générale de l'électro-aimant.*
- 4.2. *Caractéristiques de l'électro-aimant.*
- 4.3. *Le profil polaire.*
- 4.4. *L'acier.*
- 4.5. *Construction de l'électro-aimant.*
- 4.6. *Programme de mesure de l'électro-aimant.*
- 4.7. *Méthodes de mesure magnétique.*
- 4.8. *Problèmes relatifs à l'excitation des modèles de l'électro-aimant.*
- 4.9. *Caractéristiques de fonctionnement d'un électro-aimant hypothétique.*

* Ont contribué à la rédaction de ce rapport : J. J. Bleeker, G. Brianti, M. Cavallaro (Mll*), B. de Raad, C. Germain, G. Petrucci, C. A. Ramm, K. H. Reich, L. Resegotti, S. van der Meer, C. J. Zilverschoon.

Résumé

La construction de synchrotrons, utilisant le nouveau principe de la focalisation forte au moyen d'un gradient magnétique alterné¹⁾, est étudiée et même commencée dans différents pays.

Nous donnons dans cette communication un aperçu des études magnétiques que l'utilisation de ce principe de focalisation a entraînées.

Nous décrivons dans la première partie le type particulier de circuit magnétique à gradient alterné dont l'étude est exposée ensuite; — la deuxième partie indique les caractéristiques générales de tels électro-aimants; — dans la troisième partie nous traitons la question de la fourniture de l'acier; — enfin dans la quatrième partie nous exposons le travail entrepris par le CERN dans le cadre de son programme concernant l'électro-aimant du synchrotron à protons en construction à Genève.

1. Introduction.

1.1. Les avantages de la focalisation forte.

Dans les grands synchrotrons à protons déjà construits le circuit magnétique représentait une entreprise importante au point de vue technique et économique^{2,3)}. L'électro-aimant du synchro-phasotron de 10 Gev en URSS est de 36.000 tonnes; celui du bévatron de 6 Gev aux U.S.A. de 10.000 tonnes. L'acier de ces électro-aimants, même dans la qualité commerciale la moins chère, représente une dépense financière inhabituelle pour un élément d'appareillage employé à des recherches de physique. Si l'on se proposait de construire une machine semblable pour une énergie de 20 à 30 Gev les difficultés techniques et économiques qu'il y aurait à réaliser le circuit magnétique seraient presque insurmontables: en effet le rayon moyen de la machine est à peu près proportionnel à l'énergie puisqu'il n'est guère possible de dépasser de façon appréciable le champ maximum utilisé jusqu'à présent. Les dimensions de la chambre à vide nécessaires dans les machines classiques à gradient constant augmentent avec le rayon moyen, de sorte que la masse de l'électro-aimant croît plus rapidement que sa circonférence.

Il est donc intéressant de construire les synchrotrons de haute énergie en utilisant le principe, maintenant bien connu, de la focalisation forte^{1,4)}. Dans un synchrotron à gradient alterné, à cause de forces de focalisation plus grandes, les oscillations libres des particules dues à des perturbations sont d'une amplitude beaucoup plus petite

(et de fréquence plus élevée) que celles qui se produiraient dans une machine à gradient constant dans des conditions analogues.

L'espace nécessaire à la circulation des particules, et par conséquent le volume utile du champ magnétique, peut alors, pour une énergie donnée, être réduit considérablement⁵⁾. Avec un circuit magnétique de dimensions raisonnables il est possible d'accéder à une région de hautes énergies qui n'a pas été atteinte jusqu'à présent.

Malheureusement, comme cela arrive fréquemment lors de tels progrès, s'il apporte des avantages techniques et économiques un circuit magnétique de plus petites dimensions soulève aussi de nouveaux et difficiles problèmes.

La petite ouverture de la chambre à vide et le grand rayon moyen qu'il faut employer dans les synchrotrons de haute énergie imposent des conditions sévères⁴⁾ pour la précision de fabrication, de mesure et d'alignement des blocs de l'électro-aimant, conditions qui sont à la limite des possibilités techniques actuelles dans beaucoup de domaines; même la structure du support de l'électro-aimant et les méthodes de contrôle de l'alignement posent des problèmes sérieux. La théorie des trajectoires montre⁶⁾ que, pour une machine d'une énergie maximum de l'ordre de 25 Gev, des erreurs moyennes d'alignement de un millimètre, dans un circuit magnétique de 100 mètres de rayon, ne pourraient sans doute pas être tolérées. Des inhomogénéités de l'ordre du millièment dans la valeur moyenne du champ magnétique, sur des longueurs corres-

pondantes de 1 mètre, ne sont pas négligeables. De plus l'ouverture utile de l'électro-aimant est seulement la région dans laquelle le gradient magnétique suivant la direction radiale se maintient à la valeur désirée à mieux que 1 %.

Ces tolérances sont évidemment applicables dans toute la partie utile du cycle de champ magnétique, pour un électro-aimant dont la masse est de plusieurs milliers de tonnes.

1.2. La distribution du champ magnétique.

La simplicité des calculs théoriques conduit à utiliser des électro-aimants ayant autant que possible un gradient de champ magnétique constant radialement sur toute l'ouverture utile de la machine. Le circuit magnétique est disposé de façon que le sens du champ soit le même tout le long de la trajectoire d'une particule en cours d'accélération, mais son gradient prend alternativement des valeurs opposées^{1,4)}.

Pour de simples raisons d'économie et d'accessibilité à la partie utile du champ magnétique une structure de l'aimant en forme de C a surtout été étudiée. A l'exception d'une très brève discussion sur les lentilles magnétiques, cet exposé portera uniquement sur une telle structure d'électro-aimant dont les éléments sont montrés fig. 1.

L'alternance du gradient magnétique le long des trajectoires de particules peut être obtenue en retournant des

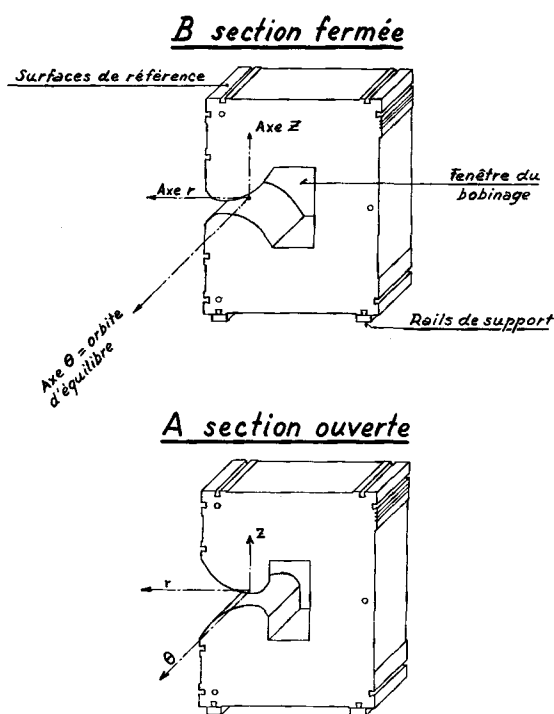


Fig. 1. Blocs élémentaires de l'électro-aimant à gradient alterné du CERN.

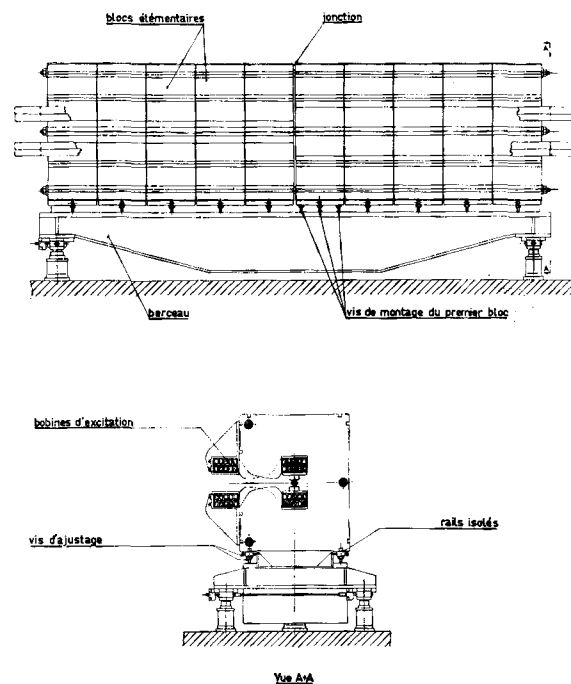


Fig. 2. Unité de l'électro-aimant à gradient alterné du CERN.

éléments semblables, tels ceux de la fig. 1 en A, ou en renversant le profil polaire dans les blocs élémentaires : dans le second cas les éléments sont de types différents, comme par exemple ceux représentés fig. 1. Pour préciser la terminologie nous dirons qu'un élément du type A a une « section ouverte » et un élément du type B une « section fermée ». Nous ne nous proposons pas de définir ici avec précision les termes « orbite d'équilibre » et « plan médian »⁴⁾; nous admettrons seulement que le long de l'orbite d'équilibre, dans un électro-aimant idéal, une particule d'énergie convenable pourra circuler sans oscillation, et que au moins les blocs élémentaires de l'électro-aimant ont un plan par rapport auquel la distribution du champ magnétique est symétrique. Dans une machine à focalisation forte cette symétrie existe pour toutes les valeurs utiles du champ, à cause de la grande courbure des lignes de force dans l'entrefer.

L'électro-aimant des grands synchrotrons peut être construit en unités composées d'éléments ou blocs. Le tout est assemblé en ménageant entre les unités des espaces qui serviront à la mise en place des appareillages nécessaires au fonctionnement de la machine. Le projet de synchrotron de Brookhaven⁷⁾ comprend 240 de ces unités dont chacune a le même profil sur toute sa longueur, tandis que la machine du CERN aura 100 unités consistant chacune en 5 blocs adjacents à section ouverte, et en 5 blocs adjacents à section fermée, avec une petite distance de séparation à la jonction de ces deux parties, comme la fig. 2 le montre. La fig. 3 représente une partie de l'électro-aimant proposé.

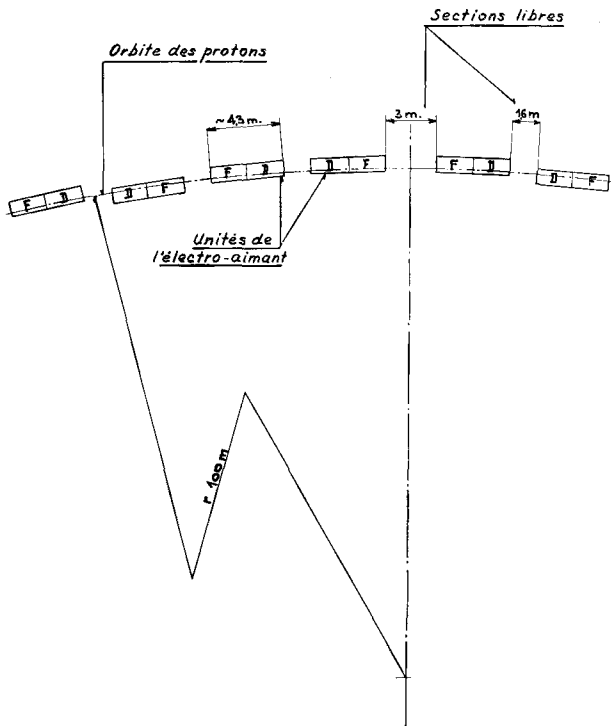


Fig. 3. Disposition des unités de l'électro-aimant à gradient alterné du CERN.

1.3. Le profil polaire.

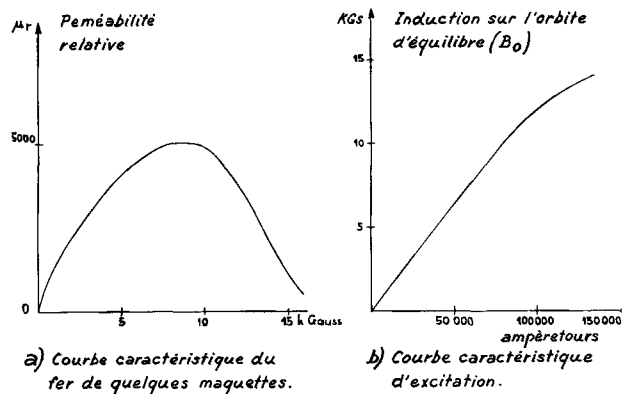
Considérons maintenant le paramètre bien connu $n = (-R_0/B_0) \cdot (\partial B_z/\partial r)$ dans lequel R_0 est le rayon de courbure de l'orbite d'équilibre, B_0 le champ magnétique sur l'orbite d'équilibre, et $\partial B_z/\partial r$ la dérivée suivant la direction radiale r de la composante du champ qui est perpendiculaire au plan médian. Le paramètre n est indépendant de la position radiale dans le cas théorique d'un électro-aimant infiniment perméable ayant un profil polaire composé de deux branches complètes d'hyperbole et d'un plan neutre. Dans une réalisation pratique avec des pièces polaires de surface limitée, comme dans la fig. 1, une région de n suffisamment constant peut être obtenue, si la perméabilité est élevée, avec un profil en partie hyperbolique^{8,9}). La modification particulière choisie pour l'électro-aimant du CERN sera exposée dans le chapitre 4.3. mais la forme exacte n'est pas importante pour le moment.

Le profil polaire est la cause directe de nombreuses difficultés techniques dans le cas des électro-aimants à gradient alterné. L'induction varie rapidement à travers les pièces polaires, dans la direction radiale, à cause de la haute valeur du gradient; c'est pourquoi les caractéristiques magnétiques de l'acier ont une influence considérable sur la configuration du champ magnétique. Son calcul théorique¹⁰), dans le cas d'un électro-aimant ayant une perméabilité finie, est assez compliqué. Pour obtenir la pleine compréhension des phénomènes magnétiques,

nécessaire pour l'étude du projet d'un tel électro-aimant¹¹) il devient essentiel d'entreprendre un programme étendu de recherches expérimentales. La valeur élevée du gradient d'une part et d'autre part le haut degré de précision demandé dans la distribution du champ magnétique, qui sont nécessaires pour l'électro-aimant d'un synchrotron à gradient alterné exigent des dimensions du circuit fer plus grandes que ce que l'on pourrait envisager en considérant l'ouverture radiale utile. Cette situation diminue quelque peu les avantages économiques qu'il y a à employer un aimant à gradient alterné plutôt qu'un aimant à gradient constant. Nous donnons dans la deuxième partie quelques conclusions générales provenant de nos recherches expérimentales.

2. Influence des paramètres magnétiques sur la distribution du champ.

Nous nous proposons de discuter, au point de vue expérimental, des propriétés qui doivent être communes à tous les éléments tels que ceux de la fig. 1. La plupart des exemples sont tirés d'observations faites sur des électro-aimants de dimensions semblables à celles des modèles présentés fig. 4.



a) Courbe caractéristique du fer de quelques maquettes.

b) Courbe caractéristique d'excitation.

c) Section droite (en pointillé: l'autre type de secteur)

$n \approx 290$

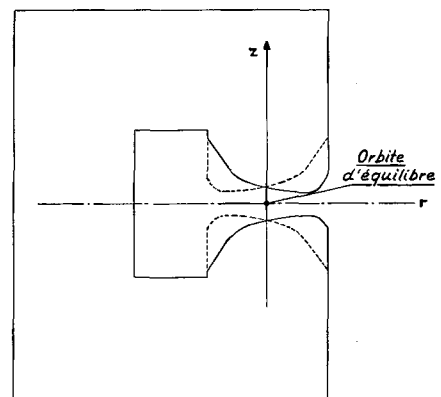


Fig. 4. Formes et caractéristiques des maquettes d'électro-aimant étudiées au CERN.

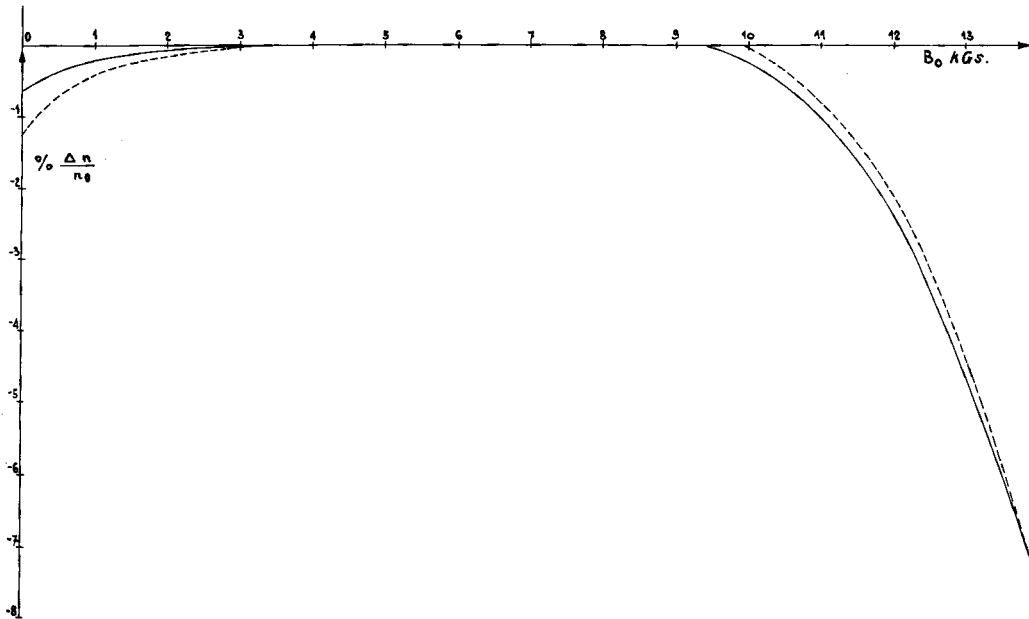


Fig. 5. Courbes de $\Delta n/n_0$ au centre des pièces polaires en fonction de B_0 après démagnétisation dans les modèles ouvert (—) et fermé (---) représentés fig. 4.

2.1. Perméabilité du circuit fer.

Le comportement d'un électro-aimant à section en C peut être expliqué pour la plus grande partie, en dehors de considérations géométriques évidentes, par la perméabilité de la culasse. Ce comportement, pour tout matériau magnétique utilisable pratiquement, ne s'écarte de celui d'un électro-aimant à perméabilité infinie que dans le cas de champs ou très faibles ou au contraire supérieurs à 10 kGs sur l'orbite d'équilibre.

Dans les électro-aimants étudiés par Brookhaven et par le CERN la consommation d'ampères-tours dans le circuit fer est inférieure à 15% même lorsque le champ s'élève à 14 kGs sur l'orbite d'équilibre. La fig. 4 montre que la relation entre le champ et le courant d'excitation est relativement indépendante de la perméabilité du circuit fer.

Nous voyons dans la fig. 5 la relation entre $\Delta n/n_0$ et B_0 pour des modèles à sections ouverte et fermée qui ont été préalablement démagnétisés. ($\Delta n = n - n_0$, n étant la valeur réelle du paramètre sur l'orbite d'équilibre et n_0 la valeur pour une perméabilité infinie.) Pour les champs faibles il peut être montré théoriquement⁽¹⁰⁾ et MM 18)* aussi bien qu'expérimentalement (MM 16) que l'on a, avec une assez bonne approximation, $\frac{\Delta n}{n_0} = -\frac{K}{\mu}$.

Dans cette relation μ est la perméabilité moyenne du circuit fer calculée à partir de la valeur mesurée du champ magnétique pour une excitation donnée, et K est une constante. Pour des modèles du type représenté fig. 4 cette constante est environ 3 pour une section ouverte, et 7 pour une section fermée.

Nous pouvons observer expérimentalement qu'au milieu de l'entrefer n est presque constant de 0,5 à 10 kGs. Pour

les valeurs plus élevées du champ, n décroît rapidement d'une façon semblable pour les deux sections.

Cette différence marquée dans le comportement de n dans chaque section, aux champs faibles et aux champs élevés, nous conduit à penser que dans le premier cas la totalité du circuit fer contribue à la différence de la distribution du champ magnétique dans les deux sections, tandis que, dans le second cas, c'est la saturation des pièces polaires qui est importante, la disposition de la culasse n'intervenant plus. La différence dans la distribution de la réluctance du circuit magnétique pour différentes parties de l'entrefer entraîne une variation de n avec la position radiale.

Cet effet, qui est plus fort dans une section fermée, est montré dans la fig. 6.

La chute de la perméabilité du circuit fer aux valeurs élevées du champ magnétique limite l'étendue utile de l'excitation pour un électro-aimant.

2.2. Champ coercitif du circuit fer.

Pour un aimant ayant une longueur effective du circuit fer l_f et un entrefer moyen l_a la valeur du champ rémanent est donnée approximativement par $B_r \approx (l_f/l_a) \cdot H_c$ en gauss, H_c étant le champ coercitif du fer.

Dans les cas des électro-aimants étudiés à Brookhaven et au CERN nous avons approximativement au centre de l'entrefer $B_r/H_c \approx 20$ gauss/oersted. A chaque instant le champ magnétique en tout point de l'entrefer est donné par : $B = B_r + B_T$, où B_r est le champ rémanent et B_T le champ créé par le courant d'excitation. Cette relation simple représente la base physique d'un des plus difficiles

* Les rapports (MM) du Groupe de l'Aimant du CERN sont cités dans une liste située à la fin de l'exposé.

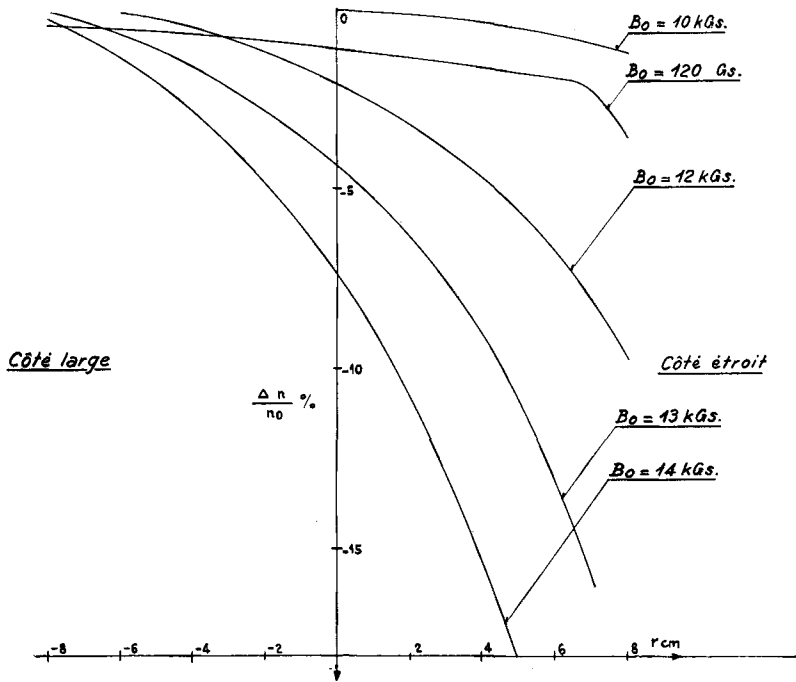


Fig. 6. $\Delta n/n_0 = f(r)$ pour quelques valeurs du champ dynamique dans le modèle fermé représenté dans la fig. 4.

problèmes dans la construction d'un électro-aimant de synchrotron, à savoir le contrôle de la contribution du champ rémanent pour les valeurs les plus faibles du champ magnétique dans le cycle de fonctionnement de la machine. Par exemple si au début du fonctionnement de la machine le champ est de 150 gauss, nous voyons que le rapport B_r/B_t sera de l'ordre de 1/7 pour un champ coercitif de 1 oersted dans le circuit fer. Comme un champ coercitif de 1 oersted est déjà une valeur assez faible, il est clair que le champ rémanent apportera une contribution importante au champ d'injection des particules.

S'il est aisé d'obtenir la même excitation dans les différentes sections de l'électro-aimant, il est par contre très difficile d'avoir le même champ coercitif. En pratique avec les aciers disponibles commercialement il y a communément des fluctuations dans le champ coercitif de $\pm 0,2$ oersted, ce qui correspond vers 150 gauss, dans le cas des modèles de la fig. 4, à des variations supérieures à $\pm 3\%$ dans le champ obtenu avec une excitation uniforme. Il faut donc rechercher des méthodes qui permettent de réduire de façon très appréciable ces fluctuations pour les plus faibles valeurs utiles du champ. Dans les champs faibles nous

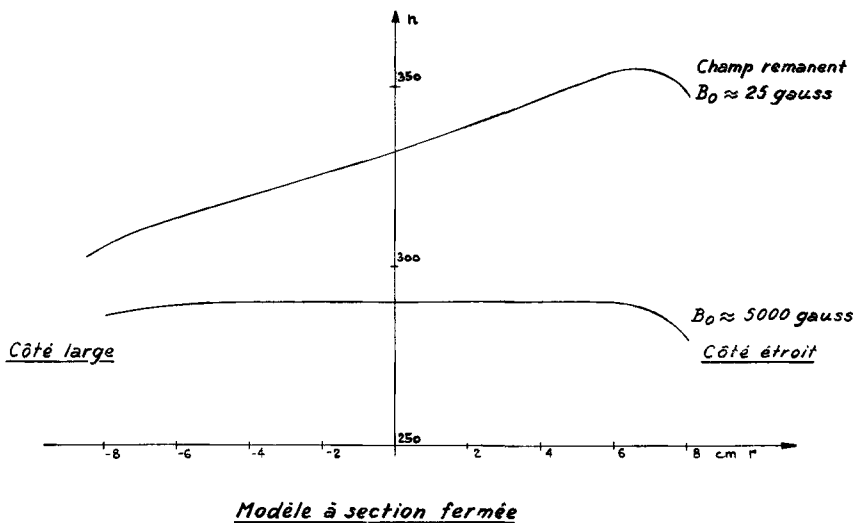


Fig. 7. Courbes de $n = f(r)$ pour le champ rémanent et pour $B_0 = 5000$ gauss dans le modèle représenté fig. 4.

Modèle à section fermée

pouvons attribuer au champ coercitif dans le circuit fer des changements appréciables dans la distribution de n en fonction de l'excitation. Dans la fig. 7 la distribution du gradient, pour le champ rémanent d'une part, et pour un champ auquel la perméabilité effective est élevée d'autre part, est représentée dans un modèle à section fermée. En tout point de l'entrefer nous avons la relation $n = n_r \cdot B_r / (B_r + B_I) + n_I \cdot B_I / (B_r + B_I)$ dans laquelle n_r est la valeur correspondant au champ rémanent, et n_I la valeur due au courant d'excitation.

La principale raison physique de la différence entre la distribution de n dans le champ rémanent et la distribution de n aux champs moyens produits par le courant d'excitation, est la répartition très inhomogène du flux dans le circuit fer au champ rémanent à cause de la forme de l'électro-aimant. Il serait possible en principe d'éviter tous les effets dus au champ coercitif du circuit fer en commençant chaque cycle magnétique avec un électro-aimant démagnétisé. Ceci est facile à effectuer expérimentalement mais pour un synchrotron ayant le plus haut taux de répétition réalisable, il est impossible d'envisager une démagnétisation réelle entre les cycles magnétiques. On peut réduire l'induction à zéro dans certaines parties de l'électro-aimant, au moyen d'une petite aimantation opposée après un cycle, mais la non-uniformité inhérente sera la même qu'avant en grandeur absolue.

Dans le synchro-phasatron russe une démagnétisation est obtenue au cours d'un cycle magnétique d'une durée totale de 12 secondes.

2.3. Perturbations créées par les courants de Foucault dans le circuit fer.

Il est souhaitable que la distribution du champ magnétique dans l'électro-aimant dépende du plus petit nombre de paramètres possible; c'est pourquoi les phénomènes de courants de Foucault doivent être négligeables car leur présence implique une dépendance de la distribution du champ magnétique avec la dérivée du champ en fonction du temps ¹²⁾.

Dans les éléments feuilletés, en forme de C, de la fig. 1 il y a deux types principaux de courants de Foucault : ceux qui sont dus à une augmentation du flux dans le plan des tôles et ceux qui sont dus à une augmentation du flux perpendiculairement à ce plan, notamment au flux de fuite. Ce dernier type de courant de Foucault est pratiquement indépendant de l'épaisseur des tôles et inhérent à la structure du système. Le premier type donne naissance à des effets que l'on peut décrire simplement au moyen d'une réduction de la perméabilité effective du circuit fer. Les courbes de la fig. 8 illustrent ce phénomène dans le cas de deux modèles d'électro-aimants ayant des épaisseurs de tôle différentes. Dans les cas considérés, il est possible de voir que avec une épaisseur de tôle de 1 cm la distribution du champ magnétique dépend notablement de la dérivée du champ en fonction du temps; une réduction de l'épaisseur des tôles à 1 mm fait disparaître cette dépendance dans la zone des champs utiles pour toute valeur pratique de la vitesse d'augmentation du flux.

Les phénomènes de courants de Foucault réduisent le champ rémanent ¹³⁾ car pendant la décroissance du champ

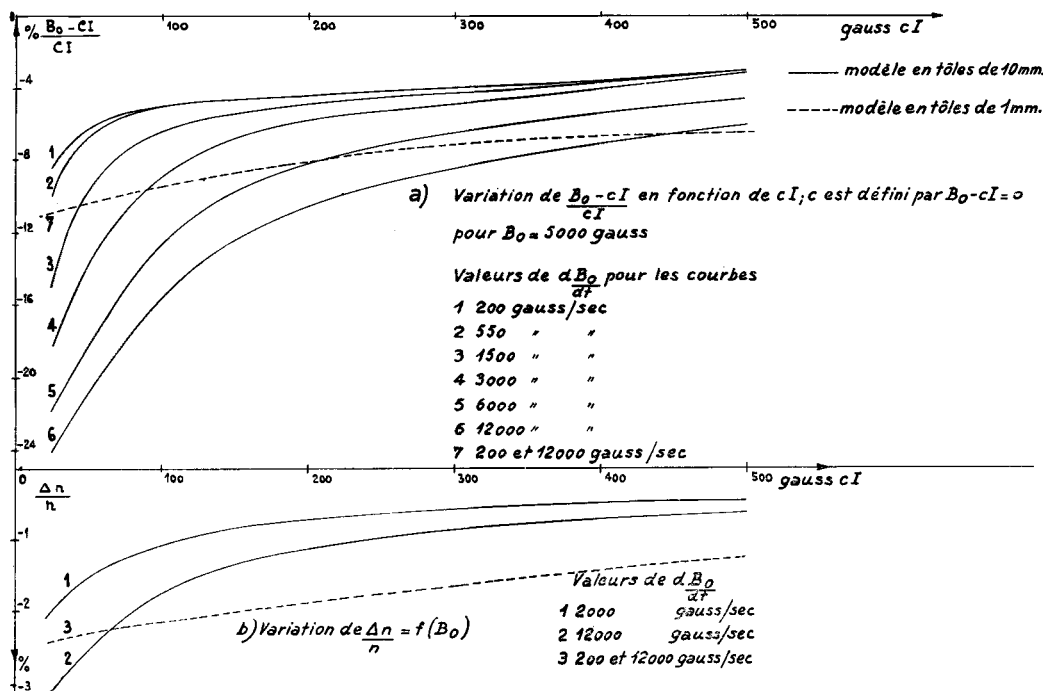


Fig. 8. Influence des courants de Foucault dans le fer sur le champ et son gradient dans deux modèles en tôles d'épaisseurs différentes (les caractéristiques des deux aciers étaient aussi différentes).

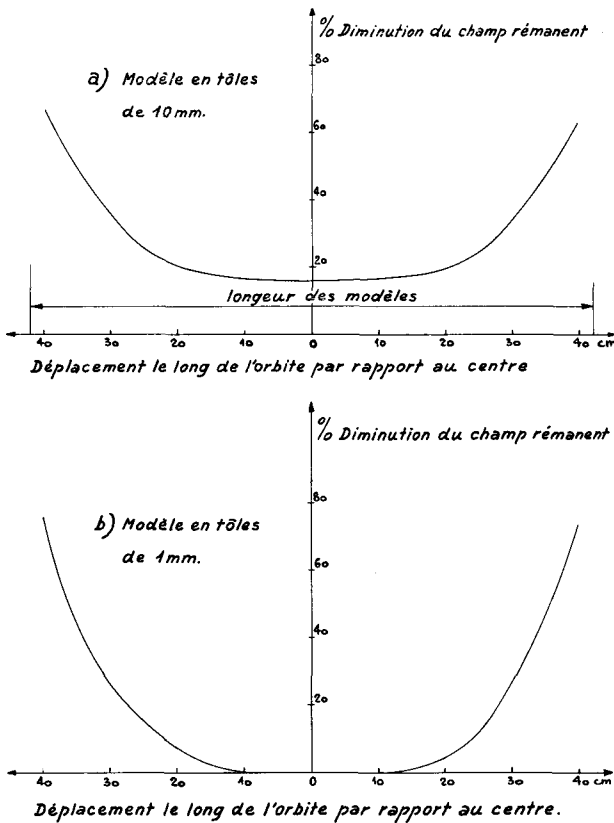


Fig. 9. Diminution relative du champ rémanent après une descente normale (12kGs/s) par rapport aux valeurs aux mêmes positions après une descente lente. Résultats des mesures faites sur deux modèles en tôle d'épaisseurs différentes.

magnétique ils produisent une inversion de l'induction en certains endroits dans le circuit fer.

Avec des tôles de 1 cm, pour une vitesse de décroissance du champ sur l'orbite d'équilibre de 12 kGs/s le champ rémanent avait une valeur au centre de l'aimant inférieur de 16% par rapport au cas d'une descente très lente (voir fig. 9). Avec des tôles de 1 mm cet effet n'est plus détectable.

Les courants de Foucault qui circulent dans le plan des tôles, dûs au champ de fuite, peuvent avoir une très longue constante de temps, de l'ordre de la seconde dans les modèles considérés. Leur présence produit un effet marquant dans la distribution du champ rémanent suivant la direction longitudinale de l'électro-aimant; la figure 9 montre la différence dans la distribution du champ rémanent pour deux modèles, après une décroissance très lente du champ magnétique, et après une décroissance normale.

2.4. Courants de Foucault dans la chambre à vide et dans les bobines.

La réalisation d'une chambre à vide satisfaisante pour un synchrotron à gradient alterné soulève de nombreux

problèmes, parmi lesquels celui de l'emploi de parois métalliques qui produisent des perturbations du champ par des courants de Foucault¹⁴⁾. Avec la plus petite valeur de l'épaisseur des parois qu'il est possible d'employer mécaniquement, les courants de Foucault sont encore la cause de perturbations dans le champ d'injection. Leur constante de temps étant pour une réalisation pratique inférieure à la milliseconde, les perturbations produites par une vitesse constante de croissance du champ magnétique diminuent en fonction du temps suivant une loi hyperbolique semblable à celle des perturbations créées par le champ rémanent. La fig. 10 illustre la forme de perturbation du gradient due à une chambre à vide métallique de section elliptique placée dans un modèle d'aimant alimenté en impulsion (MM 15).

Différentes méthodes pour annuler les perturbations dues aux chambres à vide métalliques ont été proposées. Il est ainsi possible d'employer un courant constant dans des enroulements de compensation pour corriger la distribution du champ ou bien encore, peut-être, d'utiliser des chambres à vide de section spéciale.

La distribution du champ magnétique dans l'entrefer peut en principe être modifiée par la présence de courants de Foucault dans les enroulements d'excitation. Pour la structure particulière considérée du circuit fer et des bobines les perturbations de cette nature ne peuvent pénétrer que faiblement dans la partie large de l'entrefer; il n'est donc pas nécessaire de considérer leur effet ici.

2.5. Effets du champ de fuite dans les unités de l'électro-aimant.

Nous pouvons représenter une distribution réelle de champ suivant l'azimut, ayant la forme montrée en A dans la figure 11(a) par une distribution hypothétique ayant la forme montrée en B, équivalente pour ce qui concerne le calcul des orbites. Nous plaçant sur l'orbite d'équilibre sur laquelle nous supposons qu'il y a, au milieu de l'électro-aimant, une région de champ uniforme, nous pouvons définir une longueur équivalente L_B pour le champ de fuite à partir de la formule

$$l_B = \frac{\int_{\theta_u}^{\infty} B d\theta}{B_0}$$

dans laquelle θ_u est l'azimut d'un point sur l'orbite d'équilibre dans le champ uniforme et B_0 la valeur correspondante du champ. L_B est définie par la relation $L_B = l_B - l$ dans laquelle l est la distance du point de coordonnées θ_u à l'extrémité géométrique de l'électro-aimant. L_B est ainsi la différence des coordonnées azimutales de l'extrémité magnétique équivalente de l'électro-aimant, et de son extrémité géométrique; cette différence L_B est toujours positive à cause du flux de fuite.

De la même façon nous pouvons définir une longueur effective L_G pour le gradient magnétique. Soulignons que

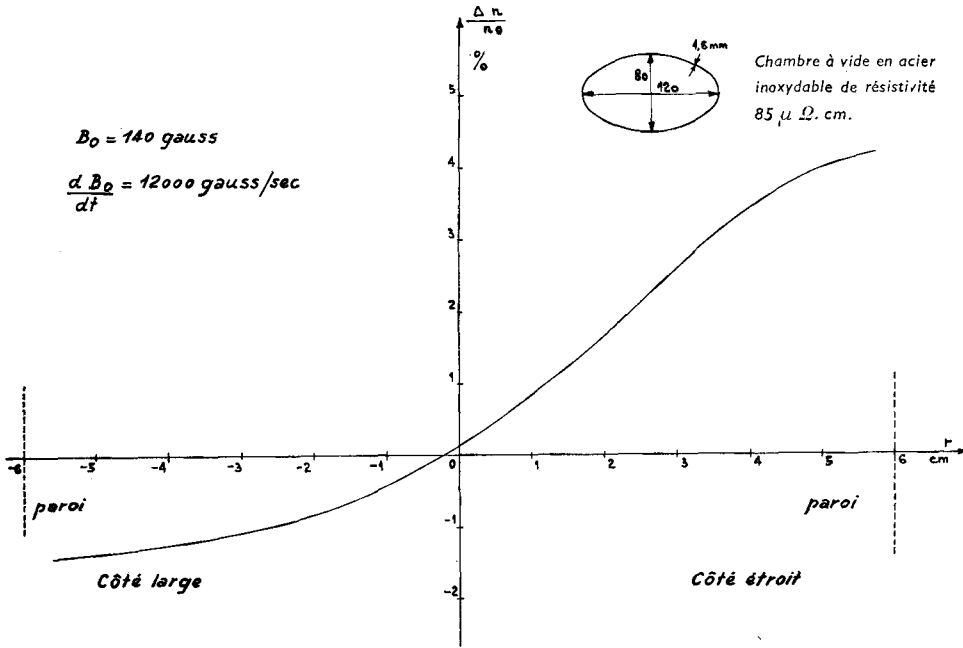
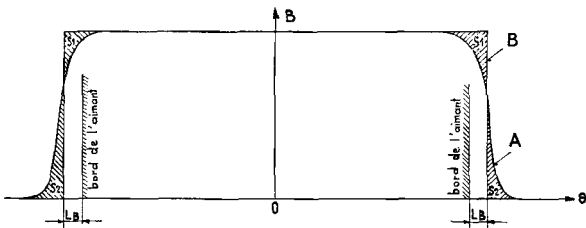


Fig. 10. Influence sur n des courants de Foucault dans la chambre à vide.



- a) Longueur équivalente L_B du champ de fuite au bord d'un aimant. A champ réel. B champ équivalent. ($S_1 = S_2$)
- b) Séparation effective $L_{SG1} + L_{SG2}$ et longueurs équivalentes L_{G1} et L_{G2} pour le gradient à la jonction entre les sections fermée et ouverte de la fig. 2 ($S_1 = S_2$)

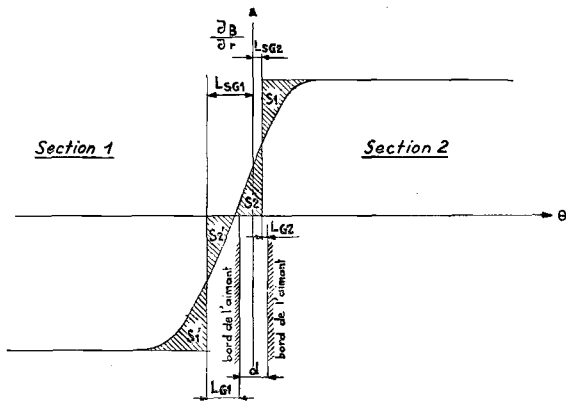


Fig. 11. Définition des longueurs équivalentes.

la définition de L_G est basée sur la valeur réelle $n(r)$ à une induction donnée et non sur la valeur nominale n_0 . Ainsi toute variation de n en fonction de r et de B doit être prise en considération dans les calculs de trajectoires lorsqu'on utilise ces longueurs équivalentes.

Nous pouvons montrer ¹⁶⁾ que l'on a

$$L_G - L_B = \frac{B(r, \theta_0)}{\left(\frac{\partial B}{\partial r}\right)_{r, \theta_0}} \cdot \frac{\partial L_B}{\partial r}$$

θ_0 étant dans la région où $\partial B/\partial r$ est indépendant de l'azimut.

Dans un électro-aimant ayant des pièces polaires terminées par des faces perpendiculaires à la direction θ , $\partial L_B/\partial r$ ne peut pas s'annuler car le flux de fuite s'étend plus loin du côté large de l'entrefer que du côté étroit; ainsi L_G et L_B ne peuvent pas être égaux. Nous donnons dans les fig. 12 et 13 respectivement les variations de L_B et L_G en fonction de r et B (MM 24). Il serait possible en principe de rendre égaux L_B et L_G en donnant une forme particulière aux sections d'extrémités. Pour la structure d'électro-aimant (fig. 3) envisagée par le CERN il est possible pratiquement d'annuler les perturbations dues à la variation de L_G en fonction de r par un ajustement de la distance de séparation à la jonction du centre d'une unité comme nous le verrons au chapitre 2.6.

La différence dans les longueurs d'une unité, en ce qui concerne la focalisation et la courbure, subsiste cependant.

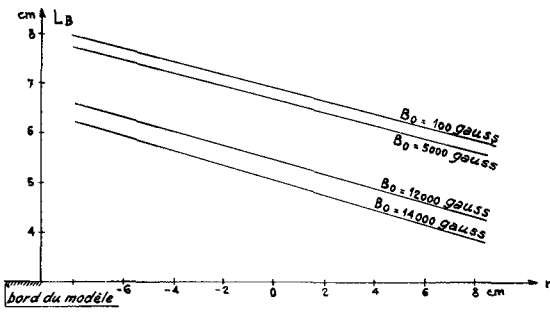


Fig. 12. Longueur équivalente du champ de fuite L_B (définie dans la fig. 11a) en fonction de la position radiale pour le modèle représenté fig. 4.

En première approximation cette différence peut être corrigée par l'ajustement de la valeur réelle de n dans les blocs.

2.6. Effets dus à la jonction de blocs dans une unité d'électro-aimant.

Si une unité contient une jonction entre des éléments de profils polaires inversés nous pouvons nous attendre à ce qu'il y ait une région de distribution du champ non uniforme dans la direction azimutale entre deux régions de distribution du champ uniforme. Dans le cas d'un contact entre ces éléments on peut observer une augmentation du champ le long de l'orbite d'équilibre, car le champ plus élevé provenant de la partie étroite de l'entrefer d'un élément peut pénétrer facilement dans la partie plus large de l'entrefer de l'autre élément. Une augmentation de la

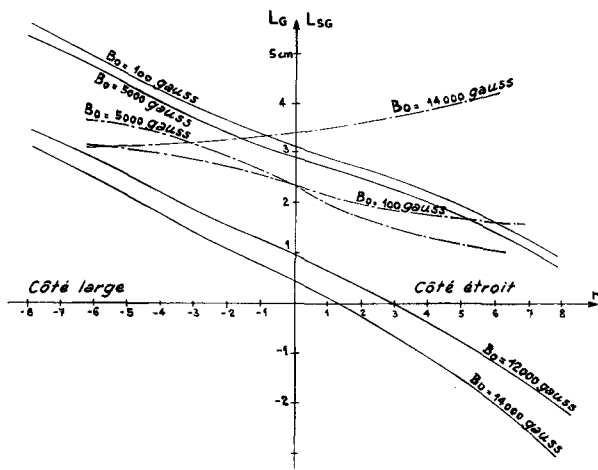


Fig. 13. Longueur équivalente L_G du gradient de fuite au bord du modèle représenté fig. 4 (traits pleins) et séparation effective L_{SG} (définie dans la fig. 11b) entre sections ouverte et fermée séparées par une distance d de 2 cm. (traits mixtes).

séparation conduirait à une diminution du champ dans la zone de jonction.

Le gradient magnétique dans le voisinage de la jonction peut être étudié de la même façon qu'aux extrémités d'une unité et l'on définit alors les longueurs équivalentes L_{G1} et L_{G2} comme dans la fig. 11 B. Mais il est maintenant plus intéressant de considérer les longueurs $L_{SG1} = d/2 - L_{G1}$ et $L_{SG2} = d/2 - L_{G2}$ où d est la distance de séparation entre les extrémités géométriques de deux sections inversées. La somme $L_{SG1} + L_{SG2}$ est la distance de séparation magnétique équivalente des deux sections. En pratique L_{SG1} et L_{SG2} en tant que fonctions de r sont symétriques et indépendantes de la position de la culasse dans toute la région utile de l'ouverture, si bien qu'il est suffisant de les désigner toutes les deux par L_{SG} . Nous constatons dans la fig. 13 que la forme des courbes de L_{SG} est assez semblable à celle de L_G aux champs moyens de sorte que, pour

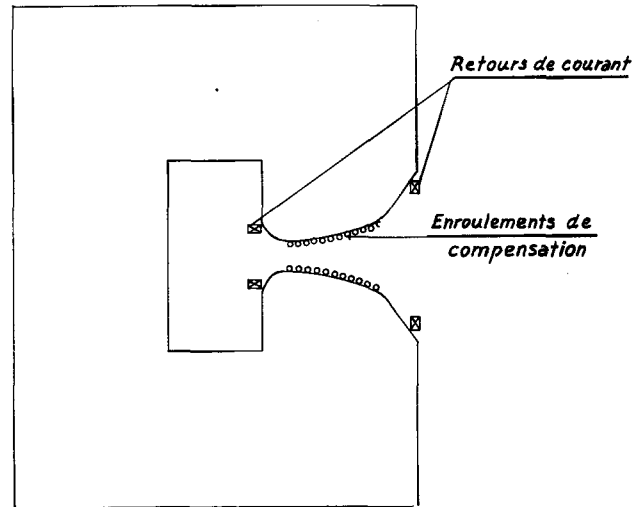


Fig. 14. Disposition des enroulements de compensation sur le profil polaire.

les types de modèles étudiés, il est possible d'obtenir un certain degré de compensation de leurs effets, à condition que le coefficient affecté à ces longueurs pour leur utilisation ne soit pas trop différent de un, comme c'est le cas dans l'électro-aimant du CERN.

2.7. Possibilité de correction du champ magnétique avec des enroulements polaires de compensation.

Il serait difficile et coûteux de corriger les erreurs de champ et de gradient dans les unités prises séparément, car elles sont nombreuses dans un grand synchrotron. La seule possibilité de correction que nous discuterons ici s'applique à la courbe $n(r)$: elle est réalisée au moyen de fils portant des courants et disposés sur la surface des pièces polaires¹⁷⁾ comme le montre schématiquement la fig. 14. Les conduc-

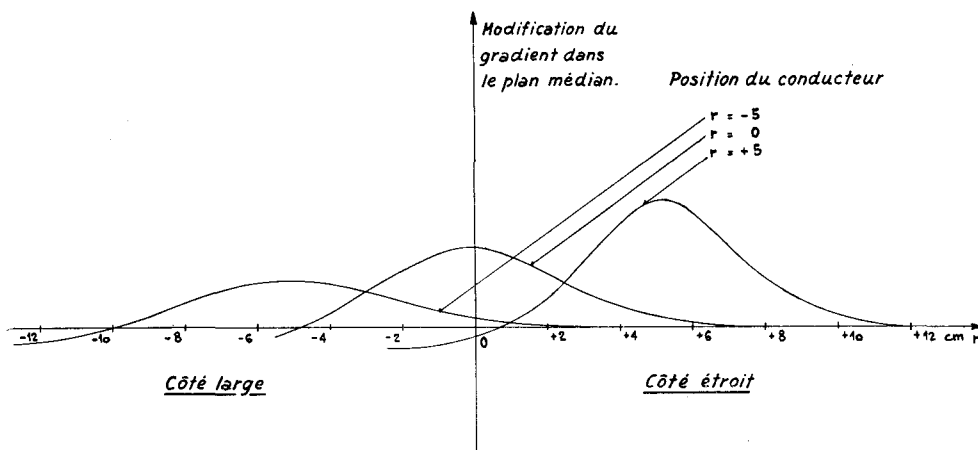


Fig. 15. Modification du gradient par un seul conducteur à différentes positions.

teurs de retour du courant peuvent être distribués de chaque côté de l'entrefer de telle façon que la force électromotrice totale induite par l'augmentation du champ principal soit aussi faible que possible.

Il est intéressant d'examiner d'abord les modifications du gradient créées par un simple conducteur porteur de courant en différentes positions des pièces polaires, comme l'indique la fig. 15. Nous voyons dans les fig. 5 et 6 que la relation entre n et r pour les champs ou très faibles ou très élevés n'est pas celle que l'on pourrait attendre avec un circuit fer infiniment perméable. Le changement dans la courbe $n(r)$ est plus fort dans la partie étroite de l'entrefer, ce qui est analogue à ce que l'on observe dans la fig. 15. En pratique, pour les modèles étudiés par le CERN, une distribution de courant en fonction de r approximativement uniforme peut être employée pour maintenir la courbe $n(r)$ à la forme obtenue quand le circuit fer est très perméable. De plus l'expérience acquise à Brookhaven et au CERN montre que pour les différents types d'électroaimants envisagés la même distribution relative de courant peut être employée pour toutes les corrections aux champs élevés. Pour les champs très faibles il est probable que le choix d'un matériau magnétique satisfaisant peut rendre la correction de la courbe $n(r)$ superflue.

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 2.4. la constante de temps des courants de Foucault dans la chambre à vide est très petite; un courant constant dans les enroulements de compensation suffit donc pour annuler les perturbations créées par ces courants de Foucault, si la vitesse de croissance du champ magnétique est constante.

Comme nous l'avons dit dans le chapitre 2.6., il sera possible d'équilibrer entre elles la plus grande partie des perturbations dues aux effets de jonction et de champ de fuite avec le type d'électro-aimant étudié par le CERN, tout au moins pour une certaine gamme de champ.

Logiquement, le mieux serait d'obtenir cette annulation pendant les hautes valeurs de perméabilité du circuit fer. Pour les champs élevés la compensation n'a plus lieu,

mais il ne doit pas être difficile de la rétablir au moyen des enroulements polaires car le changement de n nécessaire serait seulement d'environ quelques pour-cents.

Nous trouvons que la constante de temps des enroulements polaires pratiquement réalisables est très petite,

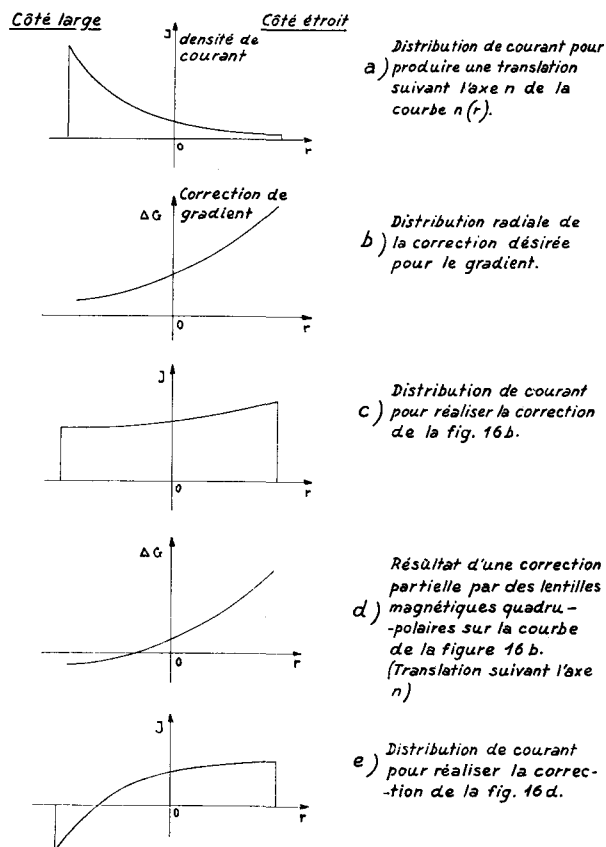


Fig. 16. Quelques exemples de distribution de courant dans les enroulements polaires pour réaliser des corrections de n données.

si bien qu'ils présentent une charge résistive à leur source d'excitation. Malheureusement pour corriger la déformation de la courbe $n(r)$ aux champs élevés la consommation de puissance s'accroît très rapidement avec le champ magnétique maximum.

Il est en principe possible d'obtenir une translation suivant l'axe n de la courbe de $n(r)$ au moyen d'enroulements polaires. En pratique cependant il est préférable de réaliser une telle modification par d'autres moyens, par exemple les lentilles quadrupolaires, car les enroulements polaires nécessitent une distribution de courant non uniforme, avec la plus grande densité dans la région large de l'entrefer, comme cela est représenté dans la fig. 16(a). Un déplacement constant de n supérieur à environ 2% présenterait des problèmes de refroidissement très sérieux pour des enroulements polaires dans un électro-aimant du type indiqué fig. 4.

2.8. Corrections possibles au moyen de lentilles magnétiques.

La théorie des orbites montre que les erreurs dans la distribution du champ magnétique d'un électro-aimant peuvent être compensées par certaines distributions de champ à d'autres endroits. Nous ne nous proposons pas de discuter dans cet exposé la réalisation de ces distributions correctrices du champ au moyen de lentilles magnétiques.

Nous rappellerons seulement que l'on peut employer des lentilles quadrupolaires pour la correction de n , sextupolaires pour $\partial n/\partial r$ et octopolaires pour $\partial^2 n/\partial r^2$.

Le gradient maximum que l'on peut obtenir, à cause des effets de saturation dans les lentilles à circuit fer, décroît avec l'ouverture de la lentille; c'est pourquoi il est intéressant, dans toute lentille, d'avoir les surfaces polaires le plus près possible de la chambre à vide.

Il est possible, et il peut être souhaitable, d'utiliser à la fois les lentilles magnétiques et les enroulements polaires pour obtenir certaines corrections. Une telle possibilité est indiquée dans la fig. 16. Supposons que la distribution radiale de la correction désirée du gradient soit celle de (b); ceci peut être réalisé par une distribution de courant telle que celle de (c). Cependant un déplacement constant de n pourrait être ajouté avec des lentilles quadrupolaires et l'on aurait alors pour les enroulements polaires de compensation la distribution de courant de (e), qui est la différence entre les distributions de (a) et de (c). Par cette méthode les retours de courant du côté ouvert de l'entrefer peuvent jouer un rôle utile en réduisant de façon appréciable la puissance nécessaire. L'application de cette méthode est limitée cependant par le besoin de minimiser la f.e.m. induite par le champ principal.

3. Problèmes de l'acier.

Le choix et l'utilisation d'un approvisionnement en acier satisfaisant pour l'électro-aimant d'un grand synchro-

tron à gradient alterné présente de nouveaux problèmes. Les exigences sévères portant sur l'uniformité des caractéristiques de toutes les unités imposent un degré d'homogénéité dans la fourniture de l'acier qui ne peut pas être obtenu directement dans une production industrielle normale. Il y a tant de provenances d'aciers magnétiques semblables qu'il est difficile de choisir au mieux. Le problème est si compliqué dans les détails qu'il n'est possible de présenter que quelques-unes des considérations les plus importantes.

3.1. Principales caractéristiques magnétiques.

Dans le chapitre 2.1. nous avons observé que dans les éléments à section en C, la variation de la valeur de n au centre de l'entrefer est fonction de la perméabilité moyenne du circuit fer aux champs faibles de telle sorte que $\Delta n/n_0 \simeq 1/\mu$. Aux inductions élevées l'effet de saturation des pièces polaires est important. On peut en pratique considérer les perméabilités moyennes supérieures à 1.000 comme infinies, si bien que l'on a seulement besoin d'étudier la caractéristique de perméabilité d'un acier d'électro-aimant aux inductions pour lesquelles elle est inférieure à cette valeur. La plus faible induction utile que l'on considère est évidemment de l'ordre du champ d'injection dans la machine.

Le rôle du champ coercitif a été étudié au chapitre 2.2. et nous en avons tiré la conclusion simple qu'il est intéressant de réduire ce champ coercitif autant que possible, de façon que la contribution du champ rémanent dans le champ d'injection soit minimum.

Au point de vue de l'utilisation économique d'un électro-aimant il faut que l'induction de saturation dans le circuit fer soit la plus élevée possible.

3.2. Types d'aciers.

Les paramètres qui ont un effet sur les propriétés magnétiques des tôles d'acier sont si nombreux qu'au point de vue de l'utilisation dans un électro-aimant seules les mesures magnétiques faites sur les tôles elles-mêmes peuvent être une source d'information sûre. Dans la gamme de composition chimique usuelle il n'y a pas, contrairement à ce que l'on pense ordinairement, de corrélation stricte entre une composition déterminée et les propriétés magnétiques.

Dans un fer presque pur soumis à des conditions de laboratoire extrêmement bien contrôlées, le champ coercitif varie linéairement sur une grande étendue avec les proportions de soufre et de manganèse. La relation entre le champ coercitif et la proportion de carbone n'est pas du tout linéaire, comme le montre la fig. 17. Ce diagramme qui est applicable seulement à un acier dépourvu de silicium, reproduit sous une forme modifiée une étude d'Yensen¹⁸⁾. Le fer disponible commercialement contient une proportion de carbone supérieure à 0,03%.

Le champ coercitif H_c après recuit est obtenu en ajoutant les effets des différentes impuretés et de la grosseur des grains.

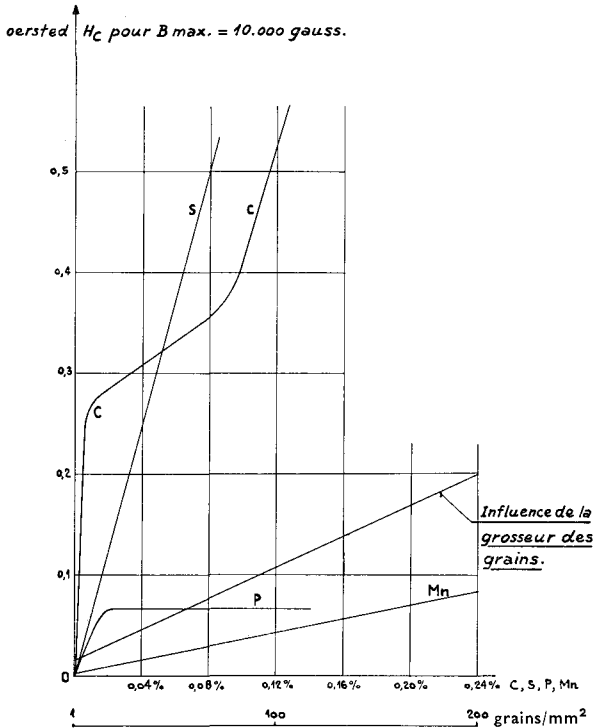


Fig. 17. Effet des impuretés et de la grosseur des grains sur le champ coercitif.

Nous voyons que de 0,03% à 0,08% nous sommes dans la région de pente minimum dans la courbe du champ coercitif en fonction de la proportion de carbone. Ainsi n'y a-t-il aucune proportion de carbone fortement préférable parmi les types d'aciers à très faible teneur de carbone disponibles dans le commerce.

En général les tensions internes et les grains de faibles dimensions sont des causes de champ coercitif élevé; c'est pourquoi tout acier d'électro-aimant devra subir un traitement et un recuit qui permettent d'éviter des conditions défavorables.

Dans les aciers au silicium les phénomènes associés à la solubilité du carbone sont profondément différents de ceux observés dans les aciers uniquement au carbone.

Les aciers qui ont une teneur en silicium supérieure à 3% présentent de tels désavantages au point de vue mécanique, magnétique et économique, qu'il n'est pas utile d'envisager ici leur utilisation dans l'électro-aimant d'un grand synchrotron à gradient alterné.

Lorsque l'on fait une comparaison entre les types commerciaux d'aciers très doux (Carbone < 0,08%) et d'aciers au silicium (Silicium < 2%), recuits d'une façon convenable, il n'y a pas de différences marquantes dans les propriétés magnétiques élémentaires; en général les aciers au silicium ont un champ coercitif légèrement plus faible et les aciers au carbone une induction de saturation légèrement plus élevée. Ces résultats peuvent cependant être inversés aisément dans les échantillons individuels suivant le fournisseur et le traitement thermique subi (fig. 18). Des résultats typiques sont indiqués dans les courbes et la

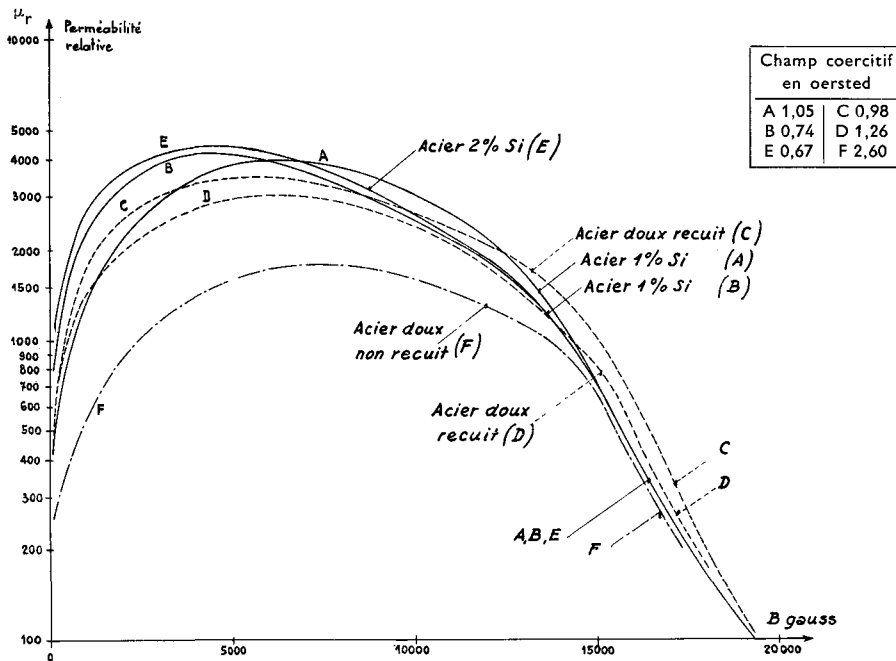


Fig. 18. Perméabilité mesurée sur la courbe normale d'aimantation en fonction de l'induction pour différents aciers.

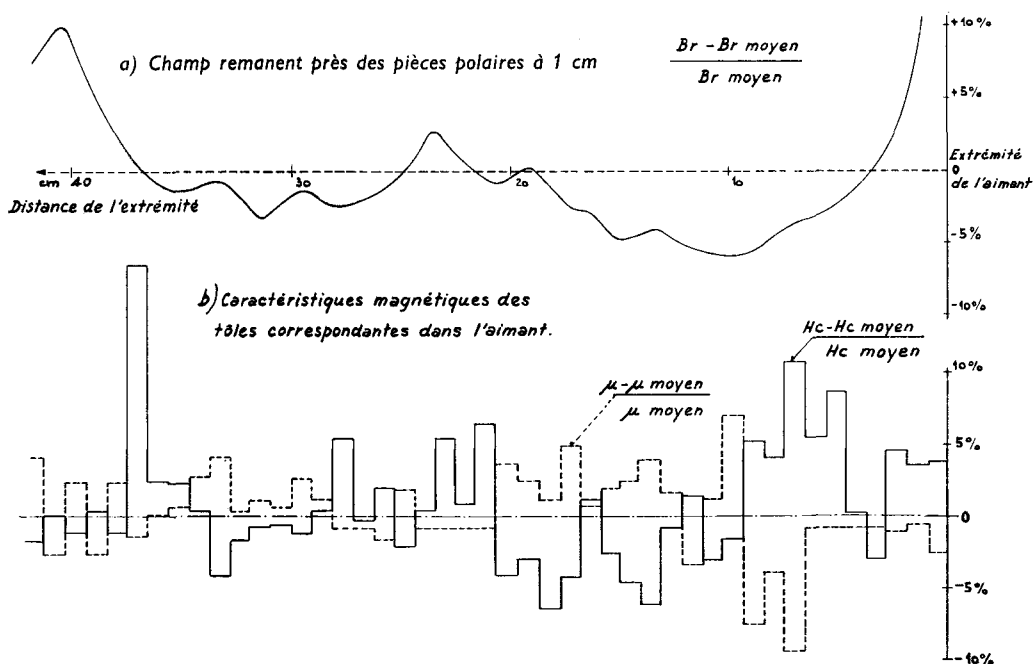


Fig. 19. Caractéristiques d'un modèle d'aimant. Champ remanent, champ coercitif et perméabilité à 100 gauss.

table de la fig. 18. La seule règle générale, qui a une explication physique satisfaisante, est que pour des échantillons du même type d'acier la perméabilité aux inductions faibles, et le champ coercitif, sont en raison inverse l'un de l'autre, comme nous le voyons fig. 19. Les deux courbes inférieures représentent des mesures de ces quantités dans différents échantillons d'aciers à faible teneur de silicium provenant de la même coulée.

3.3. Reproductibilité des propriétés magnétiques.

L'uniformité d'un approvisionnement en acier commercial est insuffisante pour des quantités de l'ordre de grandeur de celles qui sont nécessaires à la fabrication directe en série des unités pour un grand électro-aimant à gradient alterné. Les différences dans le champ coercitif, par exemple, dans les lots successifs d'une production d'acier soigneusement contrôlée peuvent aisément atteindre 0,2 oersted. De plus à l'intérieur d'un même lot des variations peuvent être également de cet ordre de grandeur, comme on peut le voir fig. 19.

Il peut sembler aisé à première vue d'obtenir un approvisionnement en acier ayant des propriétés magnétiques suffisamment uniformes au moyen de quelque méthode de sélection, par exemple en contrôlant les tôles individuellement. Même si le problème du rejet de tôles était résolu, cette méthode seule ne conduirait probablement pas à une solution satisfaisante pour l'approvisionnement en acier, à cause du phénomène de vieillissement, c'est-à-dire du changement des propriétés magnétiques de l'acier au cours du temps.

Presque tous les aciers convenables au point de vue magnétique qui ont été examinés par le CERN montrent, à un

degré plus ou moins grand et surtout incontrôlable, des phénomènes de vieillissement. Ceci est particulièrement notable dans les caractéristiques de champ coercitif et de perméabilité aux inductions faibles. Ainsi on ne pourrait pas attendre d'un approvisionnement d'acier qui, uniquement par sélection, aurait été à un moment donné uniforme qu'il le restât après un certain temps. Aucun producteur d'acier connu ne nierait ce fait.

Nous ne nous proposons pas d'examiner ici le très intéressant phénomène du vieillissement¹⁹⁾. Il est suffisant d'indiquer qu'en général²⁰⁾ il est lié à la lente précipitation, à la migration et à l'agrégation des impuretés qui existent en solution sursaturée dans l'acier lorsque celui-ci est refroidi après avoir été à de hautes températures. Pour les essais il est commode d'étudier les propriétés de vieillissement accéléré d'un acier en maintenant un échantillon à une température de l'ordre de 100 à 150 degrés centigrades²¹⁾. Dans ces conditions le vieillissement se développe quelques milliers de fois plus rapidement qu'à la température ordinaire. Les variations du champ coercitif en fonction du temps à 130 degrés centigrades, pour différents échantillons d'aciers sont montrées fig. 20. Le fait le plus marquant est la dispersion des résultats.

Les considérations générales précédentes montrent que, même avec la coopération d'un producteur enthousiaste comme le CERN a eu la bonne fortune d'en rencontrer, il est nécessaire d'avoir quelques méthodes au cours de la fabrication de l'électro-aimant qui permettent de réduire au minimum les défauts que le manque d'uniformité dans l'approvisionnement d'acier pourrait introduire.

Dans le cas d'un approvisionnement en tôle il semble que la meilleure méthode d'amélioration soit un procédé de mélange soigneusement étudié.

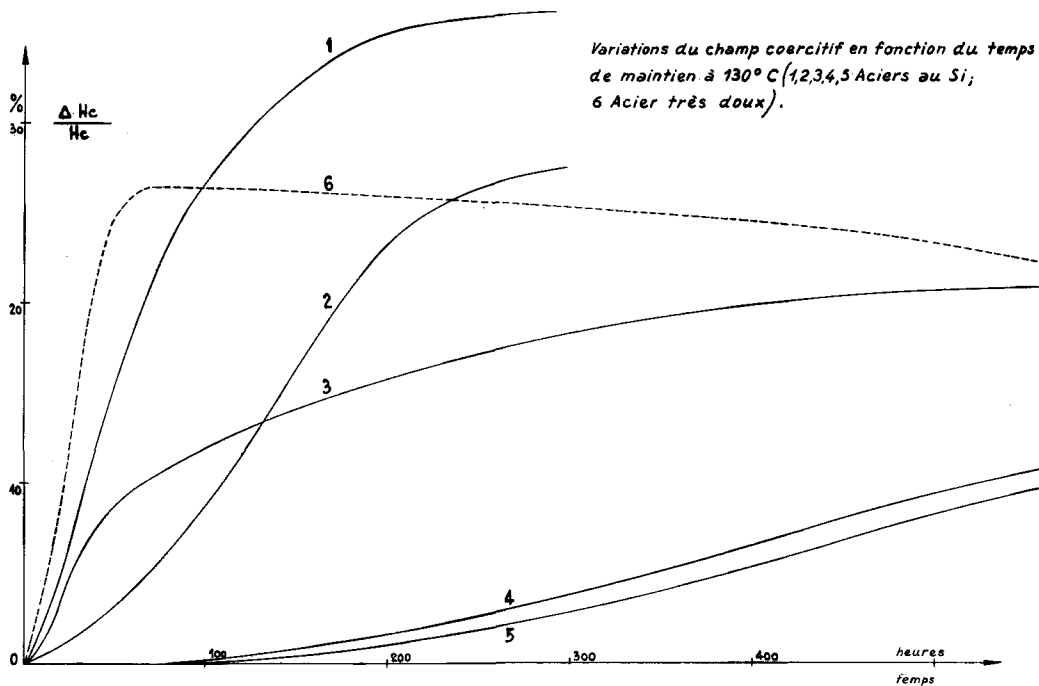


Fig. 20. Essais de vieillissement.

3.4. Mélange des tôles d'acier.

L'étude détaillée du procédé de mélange des tôles pour un grand électro-aimant ne peut être faite qu'après un examen complet des caractéristiques particulières de l'approvisionnement d'acier et des méthodes de construction des blocs de l'électro-aimant.

A cause du grand nombre de variables possibles dans un approvisionnement d'acier industriel il n'est pas certain que l'on pourrait disposer les blocs, mesurés après une production de série, pour obtenir un électro-aimant suffisamment uniforme. La méthode consistant à mesurer les blocs et à les disposer présente cependant des possibilités utiles si elle est appliquée au cas d'un électro-aimant fabriqué avec des tôles soigneusement mélangées.

Par ce procédé de mélange, des phénomènes qu'il est difficile de contrôler et de mesurer, tels que le vieillissement, peuvent être étalés de façon relativement uniforme sur tout l'approvisionnement d'acier et ainsi rendus inoffensifs. Il en va de même pour certaines caractéristiques mécaniques importantes qui sont liées au degré de planéité des tôles et à leur facteur de foisonnement.

Dans les procédés actuels de fabrication de l'acier il y a beaucoup de causes connues de variations systématiques dans les propriétés magnétiques. Il y a par exemple couramment des différences marquées entre les propriétés de l'acier provenant de la tête et du pied d'un lingot, d'une extrémité et de l'autre d'une bobine d'acier laminé à chaud, des tôles extérieures et intérieures dans un laminage en « sandwich », et des différentes positions à l'intérieur d'un four à recuire.

A cause de ces variations systématiques connues il est préférable d'employer quelque forme de mélange contrôlé plutôt qu'un mélange au hasard; après une étude convenable une méthode de mélange peut être mise au point dans laquelle des corrélations simples sont systématiquement détruites parmi les tôles.

L'utilisation d'un procédé de mélange impose certaines conditions restrictives importantes au point de vue technique et économique dans la fabrication d'un grand électro-aimant. En principe tout l'acier doit être livré avant que la construction de l'électro-aimant puisse commencer; de plus cette livraison d'acier doit tenir compte des pertes pendant la construction sans nouvel apport au stock.

Une description du procédé de mélange envisagé pour l'électro-aimant du CERN est donnée dans le chapitre 4.4.

4. L'électro-aimant du synchrotron à gradient alterné du CERN.

Nous exposerons brièvement dans ce chapitre le programme du CERN concernant l'électro-aimant, d'une part pour donner une idée de l'effort qu'implique la construction des grands électro-aimants à gradient alterné, comme ceux qui sont en cours de réalisation à Brookhaven et à Genève, et d'autre part pour indiquer quelques conséquences particulières des propriétés générales exposées aux chapitres précédents. Des informations détaillées peuvent être trouvées dans les rapports du groupe de l'aimant (CERN-PS/MM).

4.1. Configuration générale de l'électro-aimant.

L'électro-aimant du CERN contiendra une suite de sections focalisantes (F), défocalisantes (D), et libres (O), disposées de façon que la jonction entre les sections F et D soit toujours au centre d'une unité comme il est indiqué dans la fig. 3. Le centre d'une section F ou D complète contiendra toujours une région libre, si bien que la disposition complète sera OFDODFOFDO. Ainsi

chaque unité est composée de deux moitiés de longueurs presque égales et de valeurs de n opposées, excitées par un enroulement commun comme dans la fig. 2.

Les études de trajectoires, particulièrement en ce qui concerne les effets de quelques erreurs d'alignement, montrent que ce type de construction est avantageux²⁹. L'orbite d'équilibre se trouve au centre de l'entrefer et l'on utilise la même forme de profil pour tous les blocs de l'électro-aimant. Les unités sont disposées avec de fré-

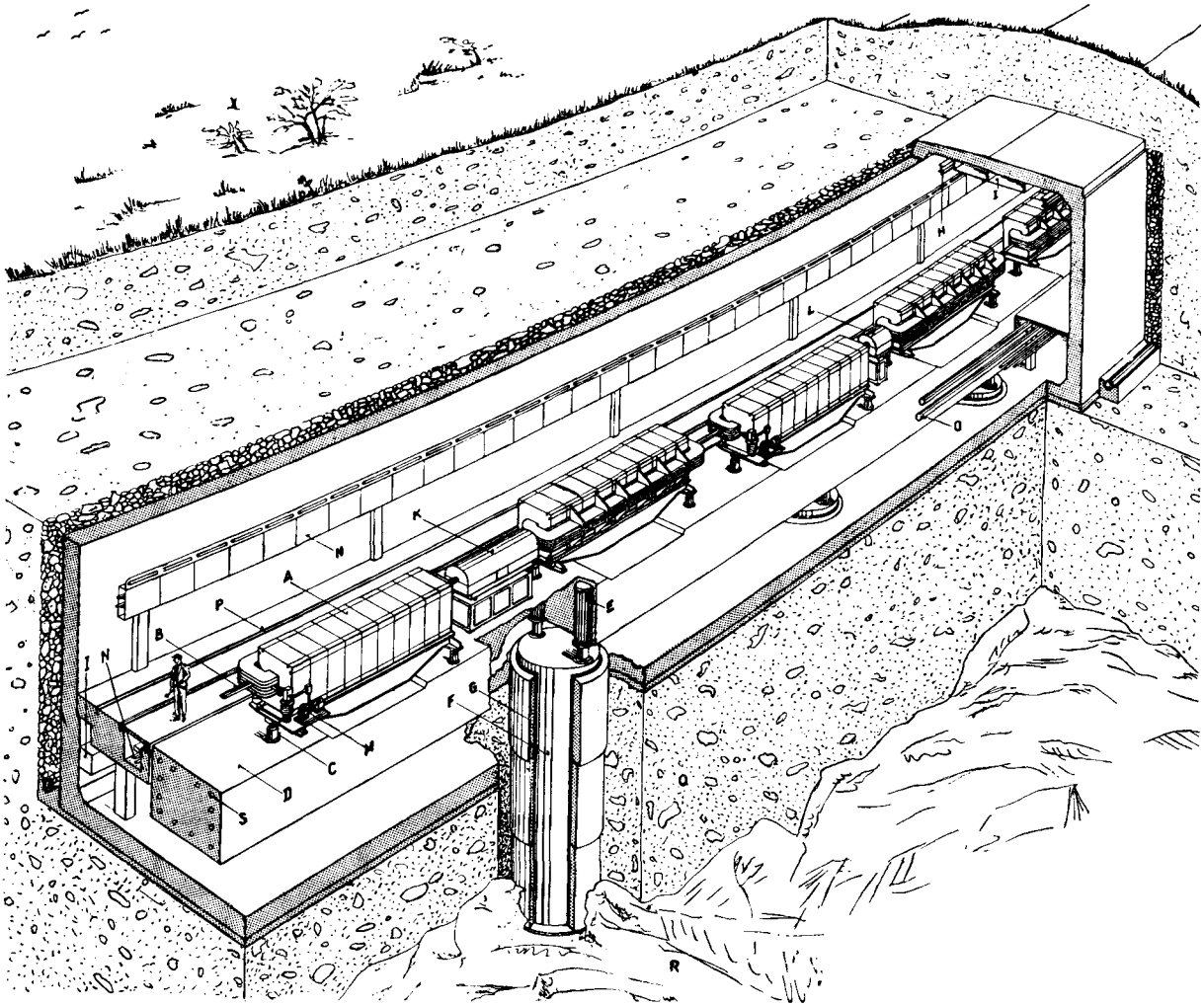


Fig. 21. Coupe du tunnel abritant l'électro-aimant du synchrotron à protons du CERN.

A Aimant	F Colonnes-support en béton dans le roc	L Lentille magnétique	Q Terre meuble
B Chambre à vide	G Bitume	M Pompe à vide	R Roc
C Vérin	H Pont roulant de 2 tonnes	N Câbles électriques	S Régulation de la température du béton par circulation d'eau
D Socle annulaire en béton	I Ventilation	O Tuyauterie d'eau pour le refroidissement de l'aimant	
E Colonnes-support flexibles	K Cavité HF (d'accélération)	P Rails	

quents renversements de la position de la culasse par rapport à l'orbite d'équilibre comme dans la fig. 3. Ce plan de disposition doit annuler en moyenne toute différence de paramètre pour les oscillations libres verticales et radiales, malgré la différence des caractéristiques des sections ouverte et fermée.

Au point de vue de la construction chaque unité consistera en 10 blocs rectilignes d'environ 418 mm de longueur chacun, dont 5 à section ouverte et 5 à section fermée. La ligne centrale de l'entrefer dans chaque bloc sera disposée tangentiellement à un cercle ayant 70,079 mètres de rayon; il y aura donc des espaces d'air en forme de coin entre les blocs. A la jonction entre les moitiés F et D, il y aura en plus un espace d'environ 20 mm. La longueur géométrique d'une unité sera environ 430 cm. Les espaces libres O seront de deux types différents, de longueurs 160 cm et 300 cm.

Nous chercherons à placer les unités individuelles à leur position calculée dans l'électro-aimant, de façon que les extrémités de l'orbite d'équilibre dans chacune soient localisées avec une précision de $\pm 0,3$ mm par rapport au centre du système magnétique. Une équipe de géodésiens étudie le difficile problème de l'alignement géométrique de tout le système, et met au point des méthodes répondant aux exigences particulières de la machine. La disposition géométrique de l'électro-aimant devant rester stable au cours du temps, il faut employer des fondations appropriées. Pour des raisons tenant partiellement au type de constructions en béton possibles localement on emploie une fondation de béton armé, en forme d'anneau, supportée par 80 piliers s'appuyant sur la couche de molasse sous-jacente. Des expériences ont montré jusqu'à présent que la molasse est stable dans les limites requises, tandis que la moraine qui se trouve en surface subit des changements de position relative²³⁾. Dans le but de permettre l'étalement régulier des changements de dimensions l'anneau de béton lui-même sera suspendu aux piliers au moyen des supports flexibles montrés fig. 21, qui représente une section du tunnel abritant l'électro-aimant.

Pour éliminer les gradients azimutaux de température dans l'anneau de fondation la conductibilité thermique longitudinale effective sera augmentée au moyen d'un système de tuyaux où circulera de l'eau. Les piliers seront isolés mécaniquement des mouvements de la moraine, procédé qui conduit à une bonne stabilité, comme des essais sur un secteur de fondation en grandeur naturelle l'ont montré.

4.2. Caractéristiques de l'électro-aimant.

Chaque unité d'électro-aimant sera excitée par un bobinage d'aluminium de 20 spires refroidi à l'eau. Tous les bobinages seront connectés en série et de façon à diminuer au maximum les effets des champs magnétiques créés par les connexions. Le courant d'excitation de l'électro-aimant sera donné par un banc de redresseurs à vapeur de mercure alimenté par un groupe moteur-alternateur comportant un volant d'inertie²⁴⁾.

Nous donnons dans le tableau suivant les spécifications approximatives de l'électro-aimant. Celles des lentilles magnétiques et des enroulements polaires ne sont pas encore disponibles.

Caractéristiques générales

Champ maximum sur l'orbite d'équilibre :	
pour une énergie des protons de 24 Gev	12 kGs
pour une énergie des protons de 28 Gev	14 kGs
Energie des protons à l'injection	50 Mev
Champ sur l'orbite d'équilibre à l'injection	147 gauss
Rayon de courbure des sections d'électro-aimant	70,079 m
Rayon moyen de l'orbite d'équilibre	100 m
Valeur nominale de n	282
Nombre d'unités d'électro-aimant (comprenant chacune $\frac{1}{2} F + \frac{1}{2} D$)	100
Nombre des sections libres :	
sections courtes (1,60 m)	80
sections longues (3 m)	20
Dimensions intérieures de la chambre à vide à section ovale	8 × 16 cm

Structure de l'électro-aimant

Longueur effective d'une unité	440 cm
Ouverture verticale de l'entrefer à l'orbite d'équilibre	10 cm
Epaisseur des tôles	1 à 2 mm
Nombre des blocs par unité	10
Longueur d'un bloc	41,8 cm
Poids d'un bloc	2.900 kg
Poids d'acier total de l'électro-aimant (y compris berceaux de support, boulons, etc.)	3.200 tonnes

Bobines d'excitation

Nombre de tours du bobinage de chaque unité (2 bobines sur le pôle supérieur, et 2 bobines sur le pôle inférieur)	20
Section droite d'une bobine avec l'isolation	63 × 205 mm
Matériau des conducteurs	aluminium
Section droite des conducteurs	38 × 55 mm
Diamètre du trou de passage de l'eau dans les conducteurs	12 mm
Poids total de l'aluminium	115 tonnes
Résistance totale du bobinage y compris les connexions	0,32 ohms

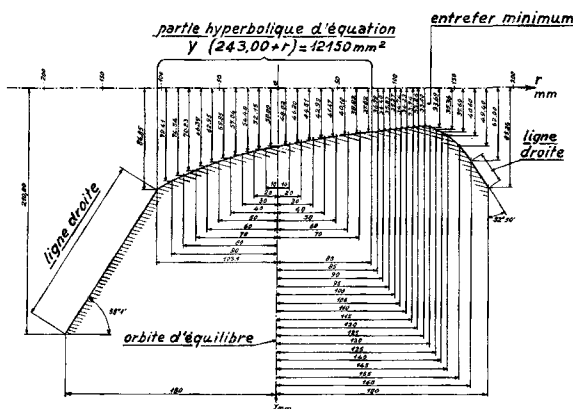
Inductance différentielle :
 initiale 0,9 henry
 maximum 1 henry
 à 12 kGs 0,6 henry
 à 14 kGs 0,4 henry

Alimentation

	Cycle magnétique jusqu'à 12 kGs	Cycle magnétique jusqu'à 14 kGs
Ampèretours maximum nécessaires	10 ⁵	1,3 · 10 ⁵
Courant de pointe	5.000 A	6.400 A
Temps de montée du courant	1 s	1,2 s
Temps de décroissance du courant	0,8 s	1 s
Période des cycles magnétiques	3 s	5 s
Tension continue nécessaire	5.400 V	5.400 V
Energie maximum emmagasinée	11,3 M J	15,4 M J
Puissance moyenne dissipée	1.510 kW	1.510 kW
Débit de l'eau de refroidissement (pour une élévation de température de 12 degrés centigrades)	1.800 l/min	1.800 l/min

4.3. Le profil polaire.

Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre 4.1. la même forme de profil polaire sera employée dans tout l'électro-aimant, les deux sections F et D étant déduites l'une de l'autre par renversement du profil. Nous avons décidé d'employer un profil qui soit satisfaisant sans correction dans toute l'étendue du champ magnétique pour laquelle la perméabilité du circuit fer est grande. De



tolérance sur la partie ombrée ± 0,02 mm.

Fig. 22. Profil polaire de l'électro-aimant.

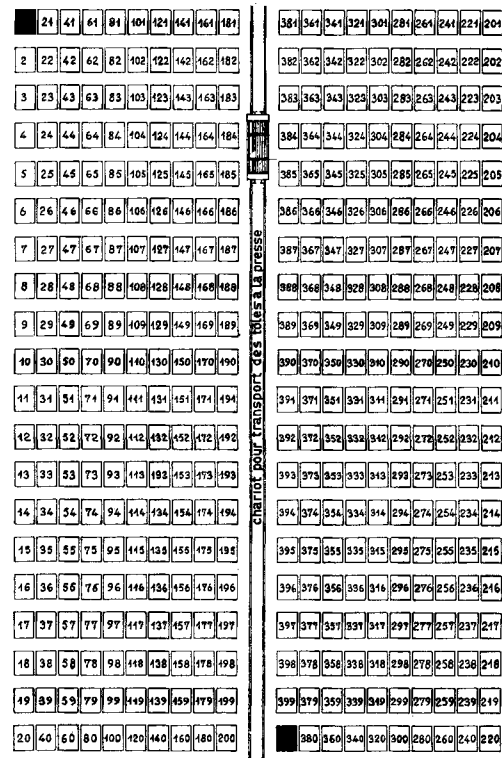


Fig. 23. Schéma de disposition des piles d'acier dans le magasin.

plus, nous avons considéré comme nécessaire que le degré de correction pour un champ de 12.000 gauss sur l'orbite d'équilibre ne soit pas trop considérable.

La forme générale du profil auquel nous sommes arrivés est montrée fig. 22. On peut observer que le profil hyperbolique a été modifié légèrement dans la région étroite de l'entrefer et terminé par une courbe étudiée pour réduire le degré de saturation à cet endroit²⁵. Le profil polaire dans la partie large de l'entrefer a été tronqué, comme il est usuel, pour obtenir le gradient constant désiré, sinon la décroissance radiale du champ magnétique serait trop lente. La forme de la courbe n(r) pour ce profil dans une section fermée est montrée fig. 6.

On peut constater que la valeur de n du profil réel diffère de la valeur nominale de n donnée dans le tableau précédent. Cette modification a été faite pour compenser la différence entre les longueurs de courbure et de focalisation des trajectoires dans une unité (voir le chapitre 2.6.).

4.4. L'acier.

L'acier pour l'électro-aimant du CERN n'a pas encore été choisi. Il est cependant certain que quelle que soit sa provenance, les tôles destinées à la fabrication des blocs seront soumises à une certaine forme de mélange pour améliorer l'uniformité des caractéristiques des blocs. Un

système en cours d'étude actuellement est indiqué schématiquement fig. 23. Les tôles seront livrées au magasin de répartition de l'acier, protégées contre la corrosion par une couche d'huile, et disposées en piles numéro 1, 2, 3, etc.; chaque pile est terminée complètement avant que l'on commence la suivante. Le nombre exact de piles dépendra en partie des procédés de fabrication de l'acier, et en partie du nombre de tôles utilisées dans un bloc. La fabrication des blocs sera alimentée continuellement en acier par le prélèvement systématique de couches complètes de tôles dans le magasin de répartition. Par exemple pour enlever la première couche on prendra successivement une tôle sur les piles 1, 21, 41, ... 2, 22, 42, ... jusqu'à la pile 400. Il faut éviter que le nombre de tôles dans un bloc s'approche par trop d'un petit multiple du nombre de tôles par couche complète, car cela pourrait produire un phénomène de battement entre les caractéristiques le long d'un bloc et les caractéristiques d'une couche. Il est aussi nécessaire de veiller soigneusement à ce que la masse d'acier dans une pile ne soit pas reliée par un facteur simple à une quantité caractéristique dans la production d'acier. En résumé la méthode exacte de mélange doit toujours être spécifiquement adaptée au procédé de production.

4.5. Construction de l'électro-aimant.

Les dimensions et la structure mécanique d'un bloc d'électro-aimant sont montrées fig. 1. Les tôles estampées ayant une épaisseur de l'ordre de 1 mm seront alignées avec une haute précision dans un gabarit d'assemblage et collées par une résine synthétique à chaud. Par ce moyen nous espérons obtenir une très bonne uniformité pour les blocs. Chaque bloc contiendra des trous pour des boulons de fixation et un certain nombre de rainures en queue

d'aronde pour la fixation des rails, des supports de bobines, etc. La masse d'un bloc terminé sera d'environ 2,9 tonnes.

Après les mesures magnétiques, et peut-être une certaine sélection, les blocs seront assemblés en unités sur un berceau de support en utilisant une méthode optique d'alignement. Les enroulements d'excitation et les enroulements de compensation seront montés sur chaque unité avant qu'elle soit contrôlée, après quoi elle sera placée sur des vérins spéciaux, à son emplacement prédéterminé dans l'électro-aimant. La masse d'une unité complète sera d'environ 32 tonnes.

4.6. Programme de mesure de l'électro-aimant.

Le groupe de l'aimant du CERN comprendra environ 30 physiciens et techniciens au moment où la construction de l'électro-aimant et le programme de mesure seront à leur maximum. Pendant les deux dernières années environ 12 personnes ont été chargées du développement du laboratoire et de l'équipement pour les études magnétiques. Quelques-unes des techniques de mesure sont exposées très brièvement dans le chapitre 4.7.

Le projet définitif de construction de l'électro-aimant a été basé sur de nombreux essais réalisés sur des modèles en grandeur naturelle alimentés en impulsions, de façon à reproduire des conditions aussi proches que possible de celles de l'électro-aimant final.

Un vaste programme de mesure des caractéristiques magnétiques de tous les blocs livrés pour le synchrotron sera organisé. Une machine à mesurer les blocs, montrée schématiquement fig. 24 a été étudiée pour résoudre les problèmes de la mise en position des dispositifs de mesure

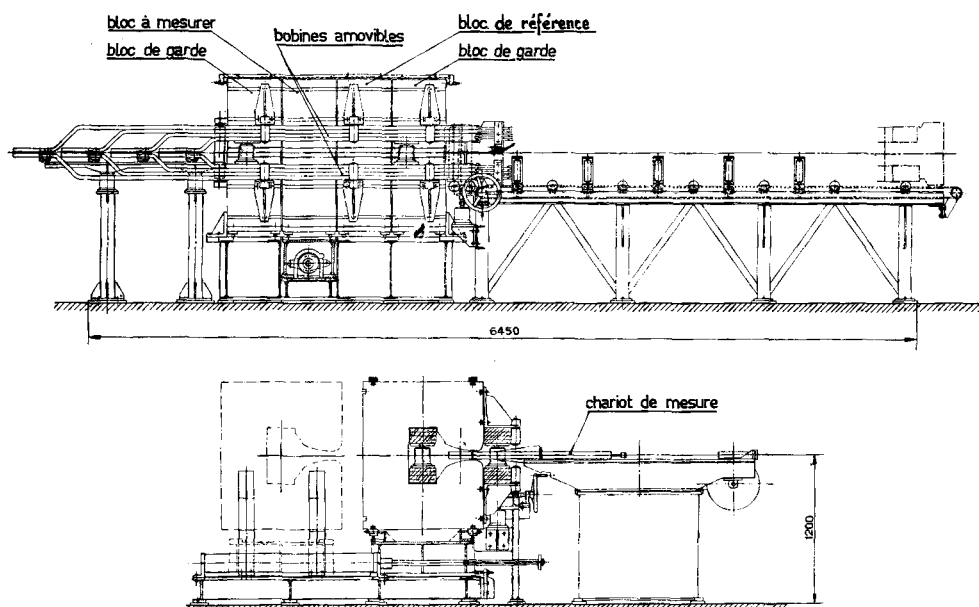


Fig. 24. Machine à mesurer les blocs.

par rapport aux blocs en cours d'essai et aussi pour permettre une excitation commode en impulsions. Cette machine doit permettre de mesurer six blocs par jour.

Nous espérons évidemment que le procédé de mélange de l'acier et les méthodes utilisées pour construire les blocs assureront une uniformité des caractéristiques suffisamment grande pour qu'aucune sélection particulière des blocs ne soit nécessaire. Cette uniformité ne peut cependant être prouvée que par des mesures. En tout cas le résultat du programme de mesures permet de rechercher la meilleure disposition possible des blocs dans l'électro-aimant s'il est nécessaire de le faire.

Chaque unité complète sera aussi essayée dans les conditions finales d'impulsions et comparée à une unité étalon. Après la détermination de la position appropriée de l'unité dans l'électro-aimant son alignement sera entrepris par l'équipe de géodésiens.

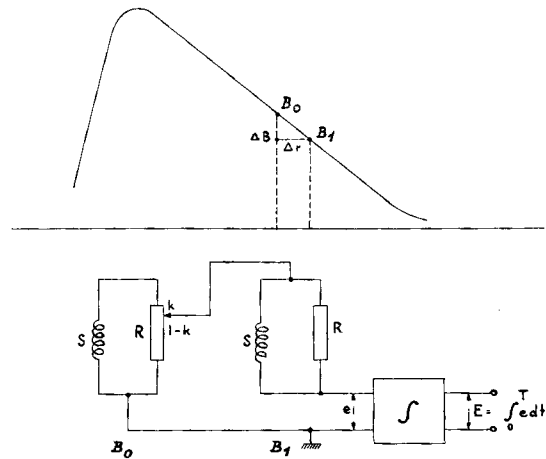
4.7. Méthodes de mesure magnétique.

Les tolérances magnétiques pour la construction de l'électro-aimant d'un synchrotron à gradient alterné sont telles, qu'il faut pouvoir mesurer le champ et son gradient en tous points de l'ouverture utile pendant le cycle d'alimentation avec une précision de l'ordre du millième. Sauf dans le cas de la distribution statique du champ magnétique pour des pièces polaires de haute perméabilité, l'influence d'aucun des phénomènes décrits dans la deuxième partie ne peut être calculée suffisamment bien pour donner ce degré de précision dans la connaissance de la distribution du champ.

Il est avantageux que la méthode de mesure employée donne un signal linéaire en fonction du champ, surtout pour la mesure directe du gradient. Le dispositif utilisé doit être stable et sa géométrie bien définie; il doit permettre des mesures dans toute la gamme utile de champ avec la précision mentionnée ci-dessus. L'étude des grands volumes de champ magnétique nécessaires dans un synchrotron est beaucoup facilitée lorsque l'on peut mesurer directement la valeur moyenne du champ ou de son gradient dans un espace assez étendu. Il est donc préférable d'employer les méthodes basées sur l'effet d'un changement de flux dans une spire conductrice plutôt que d'utiliser les phénomènes tels que la résonance électronique ou nucléaire, l'effet Hall ou l'effet de magnéto-résistance²⁶⁾ qui sont pourtant d'un intérêt considérable pour l'étalonnage d'appareillages.

Comme l'uniformité dans tout l'électro-aimant est plus désirable que toute autre propriété, nous utilisons autant que possible des méthodes de comparaison. Ceci est particulièrement valable pour les mesures du champ.

Nos mesures de n sont surtout basées sur une méthode de zéro dans laquelle les signaux de deux bobines de dimension et de disposition connues sont comparées au moyen d'un potentiomètre comme la fig. 25 en indique le principe. Si par exemple une bobine est située sur l'orbite d'équilibre,



Si l'on choisit k pour avoir $E=0$ pour $t=T$, la valeur de n à ce moment est donnée par :

$$\frac{n \Delta r}{R_0} = \frac{\Delta B}{B_0} = k$$

Si k a la valeur fixe k_0 et si l'on définit n_0 par :

$$\frac{n_0 \Delta r}{R_0} = k_0,$$

on a :

$$E = (n_0 - n) \frac{\Delta r}{R_0} B_0$$

Fig. 25. Exemple de mesure de n .

où le champ magnétique est B_0 , et l'autre bobine à la distance Δr , le potentiomètre peut être disposé de façon que $\Delta B - (n \cdot \Delta r / R_0) \cdot B_0 = 0$, et n se trouve ainsi déterminé. D'une autre façon le signal peut être employé pour indiquer la différence entre la valeur de n définie par le potentiomètre et la valeur de n réelle. Dans le cas de mesures dynamiques il est commode d'utiliser des bobines fixes et un intégrateur comme dans la figure 25.

En pratique les circonstances sont très favorables à l'emploi de cette technique car nous avons vu au chapitre 2.1. que la valeur de n dans un bloc est constante sur la grande étendue du champ qui correspond à une perméabilité moyenne du circuit fer élevée, et que seulement aux champs très faibles ou très élevés cette constance disparaît. Ainsi le réglage du potentiomètre peut être effectué de façon que le signal soit petit sur une grande étendue du cycle magnétique, ce qui est intéressant pour la précision des mesures.

Le système de bobines de mesure peut être étalonné par des mesures géométriques, par des mesures dans un champ magnétique uniforme bien défini, ou par des mesures dans un champ de gradient connu, produit par des bobines à air. Une étude sur la forme de ces bobines a été publiée par le groupe de Brookhaven²⁷⁾.

Beaucoup de nos mesures dans les champs magnétiques statiques ont été faites au moyen de bobines vibrantes²⁸⁾

semblables à celles utilisées dans d'autres laboratoires. Nous avons aussi employé un système de bobines tournantes dans lequel le signal induit dans une bobine tournant dans le champ magnétique à mesurer est opposé au signal induit dans une bobine statique par le champ tournant produit par une bobine portée par le même axe que la bobine de mesure et parcourue par un courant continu. Après étalonnage de l'appareillage la mesure du champ magnétique se trouve ramenée à une mesure de courant continu. Les mesures statiques de n ont été faites par une méthode potentiométrique analogue à celle décrite ci-dessus pour les mesures dynamiques.

Toutes les mesures dynamiques réalisées dans notre laboratoire sont basées sur l'emploi d'un intégrateur électronique qui a été mis au point spécialement pour être employé avec le montage de la fig. 25. En principe cet appareillage est simple mais comme il est désirable d'obtenir une dérive inférieure à environ 100 maxwell/sec, l'équipement pour la stabilisation de l'intégrateur est assez compliqué. L'appareillage a été décrit dans le rapport MM 23.

4.8. Problèmes relatifs à l'excitation des modèles de l'électro-aimant.

A cause des grandes dimensions de l'électro-aimant, l'excitation de ses éléments individuels eux-mêmes, dans les conditions finales d'impulsion, présente quelques difficultés. Le bobinage de la machine à mesurer les blocs (fig. 24) demandera une puissance de pointe de 300 kW et l'essai des unités une puissance de pointe de plus de 1000 kW. Pour ces grandes valeurs de la puissance d'excitation il est presque obligatoire d'employer un système moteur-générateur à volant comme cela a déjà été fait pour les grands électro-aimants de synchrotrons²⁹⁾. En effet un échange direct d'énergie entre le circuit magnétique et le réseau d'alimentation donnerait lieu à des oscillations intolérables dans la puissance absorbée. Les dimensions des éléments de l'électro-aimant qui doivent être essayés dans le programme du CERN sont telles qu'il est économique d'employer une génératrice à courant continu (MM 14). La loi de montée du courant de magnétisation est importante pour les effets des courants de Foucault et sa décroissance aussi en ce qui concerne le champ rémanent; c'est pourquoi il est nécessaire que tout le cycle du courant soit bien reproductible. Ce résultat sera obtenu par l'emploi d'un régulateur électronique commandé par des bobines de sonde placées dans l'entrefer des électro-aimants en cours d'essai.

4.9. Caractéristiques de fonctionnement d'un électro-aimant hypothétique.

Après avoir fait le projet d'un électro-aimant il est nécessaire de considérer en détail ses caractéristiques probables de fonctionnement dans le synchrotron. Il n'est pas possible dans cet exposé d'étudier les caractéristiques de fonctionnement de l'électro-aimant étudié pour notre

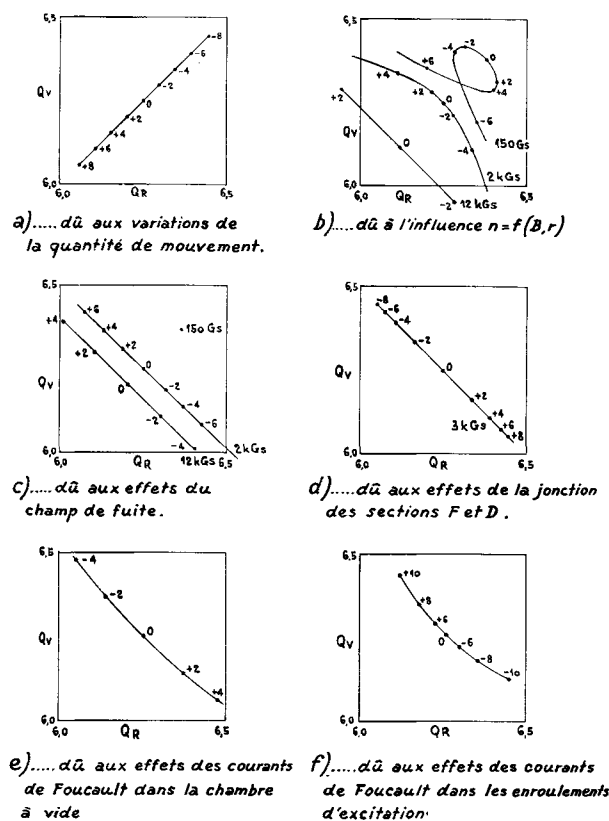


Fig. 26. Mouvement du point de fonctionnement pour deux modèles étudiés au CERN.

machine car les calculs nécessaires ne sont pas encore complets. Il est cependant intéressant d'examiner les caractéristiques de fonctionnement d'un synchrotron basé sur quelques-uns de nos modèles précédents, qui sont très peu différents de l'électro-aimant définitif.

Par exemple des calculs ont été faits³⁰⁾ pour quelques caractéristiques de fonctionnement d'une machine hypothétique composée d'unités d'électro-aimant ayant des blocs semblables à nos modèles 5 et 6. Ces modèles, qui ont été décrits dans les rapports MM 13, 15 et 16, ont des caractéristiques magnétiques moins bonnes que celles des blocs qui seront employés dans l'électro-aimant final. Les positions du point de fonctionnement ont été marquées dans les diagrammes d'axes Q_v et Q_R pour les différents effets des phénomènes décrits dans la deuxième partie. Les résultats sont valables seulement pour de petites oscillations bêtaoniques, et la quantité de mouvement des particules en circulation est supposée avoir la valeur nominale p_0 appropriée à l'orbite d'équilibre. L'influence du terme en p_0/p dans l'équation de mouvement a donc été supprimée dans chaque diagramme si bien qu'il est nécessaire d'ajouter cette influence (fig. 26(a)) à une combinaison des autres effets pour obtenir les caractéristiques réelles de fonctionnement.

Nous voyons dans la fig. 26 que les courbes de fonctionnement sont symétriques par rapport à l'axe $Q_V = Q_R$; ce résultat est directement dû au renversement de la position des culasses, ce qui fait que les régions de $+n$ et $-n$ sont chacune composées par moitié de sections ouvertes et par moitié de sections fermées. La compensation de la différence inhérente aux caractéristiques $n(r)$ pour les sections ouvertes et fermées est ainsi obtenue. On peut aussi obtenir la compensation entre les effets de champ de fuite (fig. 26(c)) et de jonction (fig. 26(d)) dans une unité pour les champs moyens (voir chapitre 2.5. et 2.6.). De même avec la disposition particulière étudiée une compensation partielle se produit entre les effets dûs aux courants de Foucault dans la chambre à vide (fig. 26(e)) et dans les bobinages d'excitation (fig. 26(f)).

Le résultat important de cette étude préliminaire est que cette machine hypothétique particulière fonctionnerait à condition que des lentilles magnétiques quadripolaires soient installées. Cependant le point de fonctionnement se déplacerait dans une grande partie du losange de stabilité dans le diagramme, et traverserait un grand nombre de fois les lignes de résonance secondaire. Néanmoins pour $r = 0$ le point de fonctionnement, même pour un champ de 12 kGs, serait toujours à l'intérieur de ce losange.

Nous espérons que des résultats améliorés seront obtenus avec les modèles plus récents, mais ces résultats préliminaires sont déjà encourageants.

Conclusion.

Nous venons de voir que l'utilisation du principe de la focalisation forte dans un grand synchrotron à protons, au moyen d'un gradient alterné le long de l'électro-aimant, comporte de nombreuses difficultés. Le résultat des études théoriques et expérimentales poursuivies simultanément dans plusieurs laboratoires et dans le nôtre montre cependant que des techniques peuvent être mises au point pour apporter des solutions à ces problèmes. Toutefois l'efficacité d'un tel électro-aimant de grande échelle ne sera vérifiée que dans quatre ans, lorsque les machines en construction à Brookhaven et au CERN seront prêtes pour les essais.

Nous terminons cet exposé en soulignant l'aide que nos collègues de la division P.S. nous ont apportée dans beaucoup des études que nous venons de présenter. Nous mentionnons en particulier la contribution de MM. A. Sarazin et J. P. Stroot qui ont quitté le groupe aimant depuis peu de temps.

Nous désirons exprimer dès maintenant notre gratitude à de nombreuses organisations industrielles : sans leur aide les études de modèles que nous avons effectuées pendant les deux dernières années auraient été impossibles; nous les remercions pour la rapidité de leurs livraisons et pour leur coopération dans les domaines scientifique et commercial. Nous avons en particulier obtenu des informations pratiques d'un grand intérêt par l'examen d'échantillons prélevés sur des coulées expérimentales d'acier à faible teneur de carbone et de silicium ainsi que par l'étude de la fabrication industrielle des blocs et des effets que les différentes étapes de cette fabrication, spécialement le passage au four à recuire, produisent sur leurs propriétés magnétiques.

Liste des rapports internes CERN PS/MM (non publiés) cités dans le texte.

- MM 11 Rapport général résumant les études faites sur le modèle III.
- 12 Etudes sur le modèle IV à profil réglable.
- 13 Mesures statiques sur le modèle V.
- 14 Etude des dispositifs pour l'alimentation dynamique en courant pulsé.
- 15, 16, 21, 24 : Mesures sur les modèles V, VI et VII.
- 17 Mesures statiques du champ et du gradient sur les modèles VI et VII.
- 18 Etudes des caractéristiques magnétiques des aciers.
- 19 Etudes sur les enroulements polaires de compensation.
- 20 Influence de la forme des cycles de courant sur le champ rémanent.
- 22 Etude des tensions d'alimentation de l'aimant du synchrotron à protons.
- 23 Intégrateur électronique pour les mesures dynamiques du champ magnétique et de son gradient.

BIBLIOGRAPHIE

1. Courant, E. D., Livingston, M. S. and Snyder, H. S. (a) The strong-focusing synchrotron—a new high energy accelerator. *Phys. Rev.*, 88, p. 1190-6, 1952.
(b) Origin of the "strong-focusing" principle. *Phys. Rev.*, 91, p. 202, 1953.
2. Blewett, J. P. Magnet. Part I — Design. *Rev. sci. Instrum.*, 24, p. 737-42, 1953.
3. Lambertson, G. R. Testing the magnetic field of the Bevatron. (UCRL 2818) Radiation Laboratory, Univ. of California, 1954. (unpublished.)
4. Lüders, G. Über den Einfluss von Fehlern des magnetischen Feldes auf die Betatronschwingungen in Synchrotron mit starker Stabilisierung. *Nuov. Cim. Suppl.* 2, p. 1075-146, 1955.

5. Livingston, M. S. Strong-focusing synchrotron—design and cost data. *Nucleonics*, *11*, p. 12-5, 1953.
6. Adams, J. B. and Hine, M. G. N. H. Memo on the accuracy to be obtained from the surveying system for lining-up the magnet units. CERN-PS/JBA-MGNH 21, 1954. (unpublished.)
7. Falk, C. E. AGS parameters. (BNL/CEF 3) Brookhaven National Laboratory, Accelerator Development Dept., 1955. (unpublished.)
8. Blewett, J. P. (a) Magnet pole contour at the minimum gap. CERN-PS/JPB 6, 1954. (unpublished.)
(b) Shaping of magnet poles for generation of uniform gradients. CERN-PS/JPB 7, 1954. (unpublished.)
9. (a) Regenstreif, E. and Sasson, G. Evaluation of maximum variation of n_0 at the equilibrium orbit. CERN-PS/ER 29, 1953. (unpublished.)
(b) Regenstreif, E. On pole profiles yielding linear fields. CERN-PS/ER 40, 1955. (unpublished.)
10. Lüders, G. On the correction of magnetic field plots for finite permeability. CERN-PS/GL 12, 1954. (unpublished.)
11. Blewett, M. H. Magnet model No. 2, Configuration No. 3. (BNL/MHB 4) Brookhaven National Laboratory, Accelerator Development Dept., 1955. (unpublished.)
12. Lüders, G. On the description of the dynamic behaviour of laminated magnets by means of effective fields and an effective permeability. CERN-PS/GL 13, 1954. (unpublished.)
13. Lambertson, G. R. Effects of the eddy currents on the remanent field of a pulsed magnet. (BNL/GRL 2) Brookhaven National Laboratory, Accelerator Development Dept., 1955. (unpublished.)
14. Regenstreif, E. On the influence of eddy currents in the vacuum chamber. CERN-PS/ER 24, 1955. (unpublished.)
15. Regenstreif, E. On the influence of magnetic end effects on the orbits. CERN-PS/ER 43, 1955. (unpublished.)
16. Hine, M. G. N. H. Effects of systematic magnet and momentum errors. CERN-PS/MGNH/Note 17, 1956. (unpublished.)
17. Regenstreif, E. On the design of pole face windings. CERN-PS/ER 41, 1955. (unpublished.)
18. Jensen, T. D. The magnetic properties of the ternary alloys Fe-Si-C. *Trans. A.I.E.E.*, p. 145, 1924.
19. Bozorth, R. M. *Ferromagnetism*. New York, 1951.
20. Néel, L. Base d'une nouvelle théorie générale du champ coercitif. *Ann. Univ. Grenoble*, *22*, p. 229-343, 1947.
21. Kerr, J. and Wert, C. Effect of nitrides on coercive force of iron. *J. appl. Physics*, *26*, p. 1147-51, 1955.
22. Adams, J. B. and Hine, M. G. N. H. The choice of magnet sector arrangement in the strong focusing synchrotron. CERN-PS/JBA-MGNH 17, 1953. (unpublished.)
23. Decae, A. Measurements on the site. CERN-PS/AED 4, 1955. (unpublished.)
24. Grutter, F. General considerations on the power supply for the magnets of high-energy proton synchrotrons. CERN-PS/FG 1, 1954. (unpublished.)
25. Solomon, I. Méthode de détermination de profile des pièces polaires d'un électro-aimant possédant un plan de symétrie. (Note CEA 23.) Commissariat à l'Energie atomique, Paris, 1953. (non publié.)
26. Symonds, J. L. Methods of measuring strong magnetic fields. *Rep. Progr. Phys.*, *18*, p. 83-126, 1955.
27. Lasky, C. Summary of magnetic measurements on model No. 2. (BNL/CL 3.) Brookhaven National Laboratory, Accelerator Development Dept., 1954. (unpublished.)
28. Lasky, C. Preliminary results of magnetic measurement model no. 2. (BNL/CL 2.) Brookhaven National Laboratory, Accelerator Development Dept., 1954. (unpublished.)
29. Green, G. K. and Shelton, E. E. Magnet. Part VI - Power supply. *Rev. sci. Instrum.*, *24*, p. 769-72, 1953.
30. Adams, J. B. and Hine, M. G. N. H. Variation in the Q value of a synchrotron with radial displacement of the orbit. CERN-PS/JBA-MBNH 25, 1956. (unpublished.)