

Quelques propriétés
des champs de fuite et des longueurs équivalentes
dans les déflecteurs ou lentilles quadrupolaires

1) Définition des longueurs équivalentes.

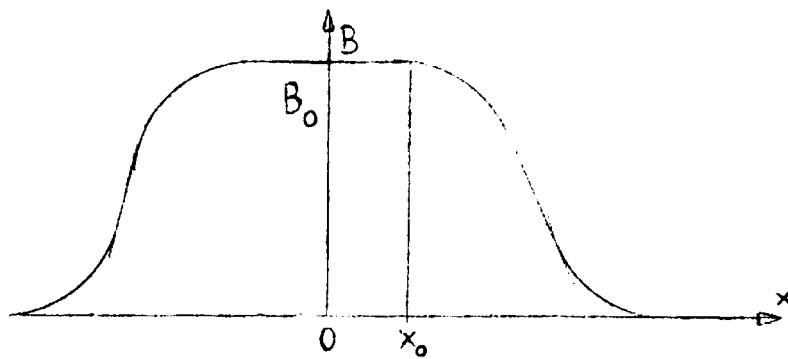


Figure 1.

la trajectoire d'une particule qui le traverse, l'induction magnétique B présente une variation du type indiqué dans la figure 1. Au centre B est pratiquement constant et égal à B_0 .

A chaque bout, B ne s'annule pas brusquement, mais décroît progressivement en s'étendant au-delà de l'extrémité géométrique des pièces polaires.

Ce qui importe, pour la déflexion des particules, c'est l'intégrale de B le long de la trajectoire.

Si l'induction s'annulait brusquement à chaque extrémité de l'électro-aimant, les particules seraient déviées d'une quantité proportionnelle au produit de B_0 par la longueur de l'électro-aimant. Pour tenir compte des décroissances progressives, on est amené à définir une longueur équivalente par une intégrale du type

$$\frac{1}{B_0} \int B dx$$

Pour préciser, on peut considérer séparément chaque extrémité et, en choisissant un système de coordonnées rectangulaires $Ox y z$, tel que Ox soit l'axe du faisceau en-dehors de l'électro-aimant et x_0 l'abscisse d'une section où

l'induction magnétique a pratiquement la valeur B_0 , on définit les longueurs équivalentes d'extrémité par

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} L_y(y, z) = \frac{1}{B_0} \int_{x_0}^{\infty} B_y dx \\ L_z(y, z) = \frac{1}{B_0} \int_{x_0}^{\infty} B_z dx \end{array} \right.$$

En réalité des expressions de ce type sont très générales. Elles s'appliquent, moyennant un simple changement de symbole, à un déflecteur électrostatique. Elles s'appliquent également à un système soit électrique soit magnétique, à symétrie quadripolaire, sextupolaire, octupolaire...; bien entendu, il y a lieu alors de définir différemment la constante B_0 : dans la partie centrale de la lentille, chaque composante de B (ou E) : B_{oy} ou B_{oz} (on a $B_x = 0$) est fonction de y et z ; on définira alors

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} L_y(y, z) = \frac{1}{B_{oy}(y, z)} \int_{x_0}^{\infty} B_y dx \\ L_z(y, z) = \frac{1}{B_{oz}(y, z)} \int_{x_0}^{\infty} B_z dx \end{array} \right.$$

2) Relations entre longueurs équivalentes.

Les équations de Maxwell entraînent entre les longueurs définies ci-dessus certaines relations :

L'équation du rotationnel

$$\frac{\partial B_y}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial y}$$

entraîne immédiatement

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{\partial B_y}{\partial z} dx = \int_{x_0}^{\infty} \frac{\partial B_z}{\partial y} dx$$

et, par suite

$$\frac{\partial(L_y \times B_o)}{\partial z} = \frac{\partial(L_z \times B_o)}{\partial y}$$

L'équation de la divergence

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0$$

entraîne :

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{\partial B_x}{\partial x} dx + \int_{x_0}^{\infty} \frac{\partial B_y}{\partial y} dx + \int_{x_0}^{\infty} \frac{\partial B_z}{\partial z} dx = 0$$

ou

$$B_x(x_{\infty}) - B_x(x=x_0) + \int_{x_0}^{\infty} \frac{\partial B_y}{\partial y} dx + \int_{x_0}^{\infty} \frac{\partial B_z}{\partial z} dx = 0$$

Le terme tout intégré est nul car pour x_{∞} B est nul et pour $x = x_0$ le champ est normal à l'axe ox.

Il en résulte donc que l'on a :

$$\frac{\partial(L_y \times B_o)}{\partial y} + \frac{\partial(L_z \times B_o)}{\partial z} = 0$$

En résumé, pour un déflecteur électrostatique ou magnétique pour lequel B_o est une constante, on a

$$(3) \begin{cases} \frac{\partial L_y}{\partial z} = \frac{\partial L_z}{\partial y} \\ \frac{\partial L_y}{\partial y} + \frac{\partial L_z}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

Pour une lentille quadrupolaire, sextupolaire....

$$(4) \begin{cases} \frac{\partial(B_{oy} \times L_y)}{\partial z} = \frac{\partial(B_{oz} \times L_z)}{\partial y} \\ \frac{\partial(B_{oy} \times L_y)}{\partial y} + \frac{\partial(B_{oz} \times L_z)}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

3) Expressions analytiques. Symétries diverses.

Des relations (4) on déduit aisément que les fonctions $(B_{oy} \times L_y)$ et $(B_{oz} \times L_z)$ sont harmoniques. Donc, il est possible de trouver une fonction analytique $F(y + iz)$ telle que $(B_{oy} \times L_y)$ et $(B_{oz} \times L_z)$ soient respectivement sa partie réelle et sa partie imaginaire changée de signe :

$$F(y + iz) = B_{oy} \times L_y(y, z) - i B_{oz} \times L_z(y, z)$$

ou, dans le cas d'un déflecteur

$$G(y + iz) = L_y(y, z) - i L_z(y, z)$$

Autour de l'axe, dans la région utile du faisceau, il est possible de développer la fonction F (ou G) en série de Mac Laurin

$$F(y + iz) = (A_0 + i A'_0) + (A_1 + i A'_1) (y + iz) \\ + (A_2 + i A'_2) (y + iz)^2 + (A_3 + i A'_3) (y + iz)^3 + \dots$$

On en déduit

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} B_{oy} \times L_y(y, z) = A_0 + A_1 y - A'_1 z + A_2 (y^2 - z^2) - 2A'_2 y z \\ + A_3 (y^3 - 3 y z^2) - A'_3 (3 y^2 z - z^3) + \dots \end{array} \right.$$

$$(6) \quad \left\{ \begin{array}{l} B_{oz} \times L_z(y, z) = -A'_0 - A'_1 y - A_1 z - A'_2 (y^2 - z^2) - 2A_2 y z \\ - A'_3 (y^3 - 3 y z^2) - A_3 (3 y^2 z - z^3) + \dots \end{array} \right.$$

ou, dans le cas d'un défecteur

$$(7) \quad \left\{ \begin{array}{l} L_y(y, z) = C_0 + C_1 y - C'_1 z + C_2 (y^2 - z^2) - 2 C'_2 y z \\ + C_3 (y^3 - 3 y z^2) - C'_3 (3 y^2 z - z^3) + \dots \end{array} \right.$$

$$(8) \quad \left\{ \begin{array}{l} L_z(y, z) = -C'_0 - C'_1 y - C_1 z - C'_2 (y^2 - z^2) - 2 C_2 y z \\ - C'_3 (y^3 - 3 y z^2) - C_3 (3 y^2 z - z^3) \end{array} \right.$$

Il existe, en général, certaines symétries .

A) Défecteur

Considérons le cas d'un défecteur où le champ est dirigé suivant l'axe

oy . Si le plan $y = 0$ est plan de symétrie, on aura nécessairement

$$C'_0 = C'_1 = C'_2 = C'_3 = C'_4 = C'_5 \dots = 0$$

d'où

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} L_y (y, z) = C_0 - C'_1 z + C_2 (y^2 - z^2) \\ \quad - C'_3 (3 y^2 z - z^3) + C_4 (y^4 - 6 y^2 z^2 + z^4) + \dots \\ \\ L_z (y, z) = -C'_1 y - 2 C_2 y z - C'_3 (y^3 - 3 y z^2) \\ \quad - C_4 (4 y^3 z - 4 y z^3) + \dots \end{array} \right.$$

Si c'est le plan $z = 0$ qui est le plan de symétrie, on aura au contraire

$$C'_0 = C'_1 = C'_2 = C'_3 = C'_4 = C'_5 \dots = 0$$

d'où

$$(10) \quad \left\{ \begin{array}{l} L_y (y, z) = C_0 + C_1 y + C_2 (y^2 - z^2) \\ \quad + C_3 (y^3 - 3 y z^2) + C_4 (y^4 - 6 y^2 z^2 + z^4) + \dots \\ \\ L_z (y, z) = -C_1 z - 2 C_2 y z - C_3 (3 y^2 z - z^3) \\ \quad - C_4 (4 y^3 z - 4 y z^3) + \dots \end{array} \right.$$

Enfin, si $y = 0$ et $z = 0$ sont tous deux plans de symétrie, on aura seulement les coefficients C_0 , C_2 , C_4 , C_6 ... non nuls :

$$(11) \begin{cases} L_y(y, z) = c_0 + c_2 (y^2 - z^2) + c_4 (y^4 - 6 y^2 z^2 + z^4) \\ \quad + c_6 (y^6 - 15 y^4 z^2 + 15 y^2 z^4 - z^6) + \dots \\ L_z(y, z) = -2 c_2 y z - c_4 (4 y^3 z - 4 y z^3) \\ \quad - c_6 (6 y^5 z - 20 y^3 z^3 + 6 y z^5) + \dots \end{cases}$$

Les expressions (9), (10) et (11) sont souvent utiles pour déduire de l'allure des variations de l'une des longueurs équivalentes (généralement L_y) celles de l'autre.

B) Lentille quadrupolaire

a) Lentille magnétique. Considérons le cas d'une lentille quadrupolaire magnétique, les axes étant disposés suivant les plans asymptotes des pièces polaires supposées hyperboliques.

Un système à symétrie quadrupolaire présente normalement quatre plans de symétrie : les plans définis par les axes de coordonnées définis ci-dessus et les plans bissecteurs.

Si l'extrémité de la lentille quadrupolaire présente ces quatre plans de symétrie, on peut voir que tous les coefficients d'ordre pair dans les développements (5) et (6) sont nuls; d'après le choix des axes, les coefficients non accentués d'ordre impair sont également nuls ainsi que les coefficients d'ordre 3, 7, 11

Il reste ainsi :

$$\begin{cases} B_{oy} \times L_y(y, z) = -A'_1 z - A'_5 (5 y^4 z - 10 y^2 z^3 + z^5) \\ \quad - A'_9 (9 y^8 z - 84 y^6 z^3 + 126 y^4 z^5 - 36 y^2 z^7 + z^9) + \dots \end{cases}$$

$$(12) \left\{ \begin{array}{l} B_{oz} \times L_z (y, z) = - A'_1 y - A'_5 (y^5 - 10y^3 z^2 + 5y z^4) \\ - A'_9 (y^9 - 36 y^7 z^2 + 126 y^5 z^4 - 84 y^3 z^6 + 9 y z^8) + \dots \end{array} \right.$$

En particulier, si le champ est purement quadrupolaire à l'intérieur de la lentille

$$(13) \left\{ \begin{array}{l} B_{oy} (y, z) = - kz \\ B_{oz} (y, z) = - ky \end{array} \right.$$

et l'on a

$$(14) \left\{ \begin{array}{l} L_y (y, z) = \frac{A'_1}{k} + \frac{A'_5}{k} (5 y^4 - 10y^2 z^2 + z^4) \\ + \frac{A'_9}{k} (9 y^8 - 84 y^6 z^2 + 126 y^4 z^4 - 36 y^2 z^6 + z^8) + \dots \\ L_z (y, z) = \frac{A'_1}{k} + \frac{A'_5}{k} (y^4 - 10 y^2 z^2 + 5 z^4) \\ + \frac{A'_9}{k} (y^8 - 36 y^6 z^2 + 126 y^4 z^4 - 84 y^2 z^6 + 9 z^8) + \dots \end{array} \right.$$

REMARQUE. Si la lentille présente à ses extrémités seulement l'un des deux systèmes de plans de symétrie, d'autres coefficients subsistent :

α) Symétrie autour des plans asymptotes seulement :

Alors les coefficients A'_3 A'_7 ... subsistent :

$$\left\{ \begin{array}{l} L_y (y, z) = \frac{A'_1}{k} + \frac{A'_3}{k} (3 y^2 - z^2) \\ + \frac{A'_5}{k} (5 y^4 - 10 y^2 z^2 + z^4) + \dots \end{array} \right.$$

$$(15) \left\{ \begin{aligned} L_z (y, z) &= \frac{A'_1}{k} + \frac{A'_3}{k} (y^2 - 3z^2) \\ &+ \frac{A'_5}{k} (y^4 - 10y^2z^2 + 5z^4) + \dots \end{aligned} \right.$$

β) Symétrie autour des plans principaux seulement :
(bissecteurs des précédents)

Alors, ce sont les coefficients A_3 , A_7 ... qui subsistent :

$$(16) \left\{ \begin{aligned} L_y (y, z) &= \frac{A'_1}{k} - \frac{A'_3}{k} (y^3 - 3yz^2) \\ &+ \frac{A'_5}{k} (5y^4 - 10y^2z^2 + z^4) + \dots \\ L_z (y, z) &= \frac{A'_1}{k} + \frac{A'_3}{k} (3y^2z - z^3) \\ &+ \frac{A'_5}{k} (y^4 - 10y^2z^2 + 5z^4) + \dots \end{aligned} \right.$$

b) Lentille électrostatique. Dans le cas d'une lentille électrostatique, on a coutume de choisir les plans de coordonnées suivant les axes principaux des hyperboles auxquelles sont assimilées les électrodes; on aura encore dans les développements (5) et (6) seulement des termes de rang impair et, si les quatre symétries existent, de rang 1 , 5 , 9 ... et les coefficients non accentués :

$$(17) \left\{ \begin{aligned} E_{oy} L_y (y, z) &= A_1 y + A_5 (y^5 - 10y^3z^2 + 5yz^4) \\ &+ A_9 (y^9 - 36y^7z^2 + 126y^5z^4 - 84y^3z^6 + 9yz^8) + \dots \\ E_{oz} L_z (y, z) &= -A_1 z - A_5 (5y^4z - 10y^2z^3 + z^5) \\ &- A_9 (9y^8z - 84y^6z^3 + 126y^4z^5 - 36y^2z^7 + z^9) + \dots \end{aligned} \right.$$

Et si le champ est purement quadrupolaire à l'intérieur de la lentille

$$(18) \quad \begin{cases} E_{oy} (y, z) = ky \\ E_{oz} (y, z) = -kz \end{cases}$$

Ce qui entraîne :

$$(19) \quad \begin{cases} L_y (y, z) = \frac{A_1}{k} + \frac{A_5}{k} (y^4 - 10 y^2 z^2 + 5 z^4) \\ \quad + \frac{A_9}{k} (y^8 - 36 y^6 z^2 + 126 y^4 z^4 - 84 y^2 z^6 + 9 z^8) + \dots \\ L_z (y, z) = \frac{A_1}{k} + \frac{A_5}{k} (5 y^4 - 10 y^2 z^2 + z^4) \\ \quad + \frac{A_9}{k} (9 y^8 - 84 y^6 z^2 + 126 y^4 z^4 - 36 y^2 z^6 + z^8) + \dots \end{cases}$$

Bien entendu, si des symétries manquent, il faudra rajouter des termes d'ordre 3, 7, 11 ... accentués s'il y a symétrie autour des plans principaux et non accentués s'il y a symétrie autour des plans asymptotes seulement.

c) Lentilles sextupolaire et octupolaire. Les résultats précédents se généralisent aisément.

Dans une lentille sextupolaire, seuls existent des termes d'ordre 2, 8, 14 ... Si la moitié seulement des symétries sont réalisées, on aura également des termes d'ordre 5, 11, 17 ... L'accentuation des termes dépend du choix des coordonnées et des symétries existantes.

Dans une lentille octupolaire, ce seront les termes d'ordre 3, 11, 19 ... qui seront présents et, éventuellement, en cas de symétrie partielle, d'ordre de 7, 15, 23 ...

Discussion de résultats expérimentaux

A) Défecteurs.

Le rapport CERN 59-1 du Dr. Septier fournit des résultats de mesures sur des déflecteurs magnétiques.

Considérons pour commencer la distribution donnée sur la figure 10 de ce rapport et reproduite ici sur la figure 2 (le nom des coordonnées a été changé). D'après les courbes, on voit que le système présente une symétrie suivant l'axe oy . Par construction, on a également une symétrie suivant oz.

Dans ces conditions, les formules (11) s'appliquent.

Pour interpréter les courbes (a) et (b) qui représentent les variations de L_z le long des axes de symétrie, on voit qu'il suffirait de supposer nuls tous les coefficients sauf C_2 :

$$L_z = C_2 (y^2 - z^2)$$

avec $C_2 \approx - 3 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$ (courbes a' et b').

Mais cette expression cesse d'être satisfaisante en-dehors des axes : la courbe (c) qui correspond à $z = 4 \text{ cm}$ devrait dériver de la courbe (a) par simple translation (courbe c'), ce qui n'est pas le cas. La forme de la courbe (c) suggère que le coefficient C_4 , au moins, n'est pas nul. On aura alors :

$$L_z = C_2 (y^2 - z^2) + C_4 (y^4 - 6y^2 z^2 + z^4)$$

avec

$$C_2 \approx - 3 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$$

$$C_4 \approx - 4 \cdot 10^{-8} \text{ mm}^{-3} \quad (\text{courbes a'' b'' et c''})$$

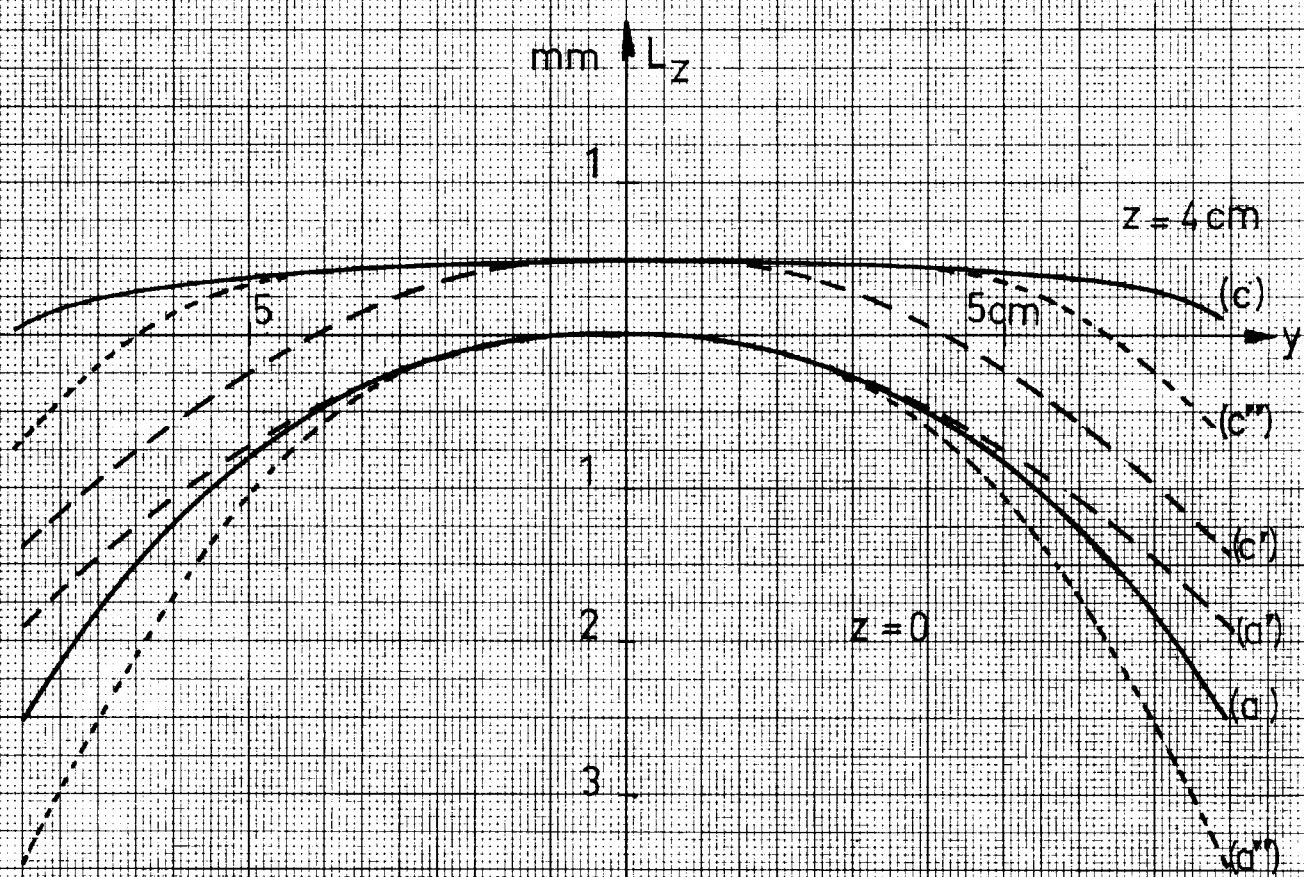
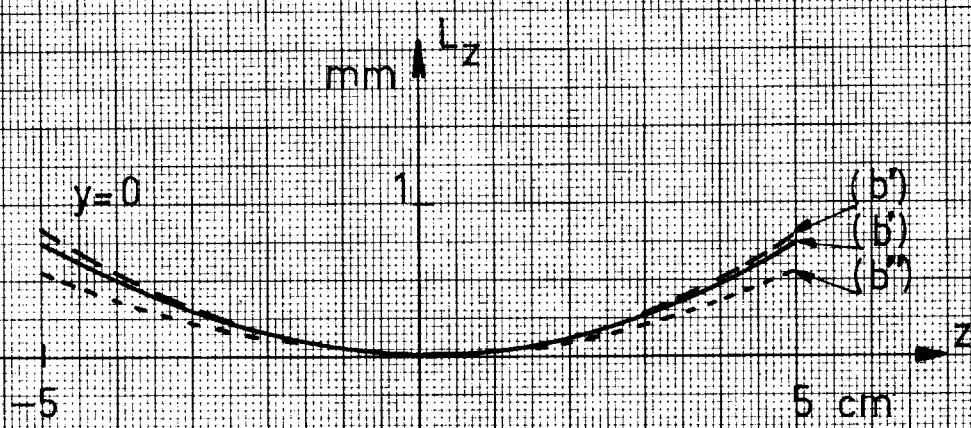


Fig. 2

Avec cette expression, on voit que la concordance est relativement satisfaisante dans l'espace défini par

$$\begin{aligned} |y| &\leq 4 \text{ cm} \\ |z| &\leq 4 \text{ cm} \end{aligned}$$

mais qu'elle cesse assez rapidement de l'être dès qu'on sort de ces limites. Il faudrait alors avoir recours à des termes d'ordre supérieur pour améliorer la situation.

Les figures 15 et 16 du rapport précité mettent en évidence un cas où la symétrie par rapport à y n'existe pas. L'introduction dans l'expression de L d'un terme en C_1 , et éventuellement en C_3 donne alors une représentation satisfaisante, du moins dans un domaine restreint autour de l'axe.

Si l'on considère maintenant la figure 22 reproduite ici sur la figure 3, on voit que, grâce au correcteur employé, les termes de degré inférieur se trouvent fortement réduits. Le terme en C_2 peut être considéré comme négligeable. On peut obtenir une concordance assez satisfaisante en prenant pour seul coefficient

$$C_4 \approx 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ mm}^{-3} \quad (\text{courbes } a', b', c')$$

On voit cependant que si l'accord est très bon avec les relevés expérimentaux (a) et (b), il n'en est pas de même pour (c). Il faudrait alors avoir recours à des termes d'ordre supérieur.

- I. REMARQUE. D'une façon générale, il faut remarquer qu'il est rarement possible de représenter correctement les variations de longueur équivalente par une expression simple; il faut presque toujours faire appel à des termes d'ordre élevé. En termes d'aberrations, les effets de bout font donc apparaître des aberrations d'ordre élevé qu'il est pratiquement impossible de compenser par d'autres aberrations opposées. Le seul remède est alors une correction locale annulant les variations de longueur équivalente.

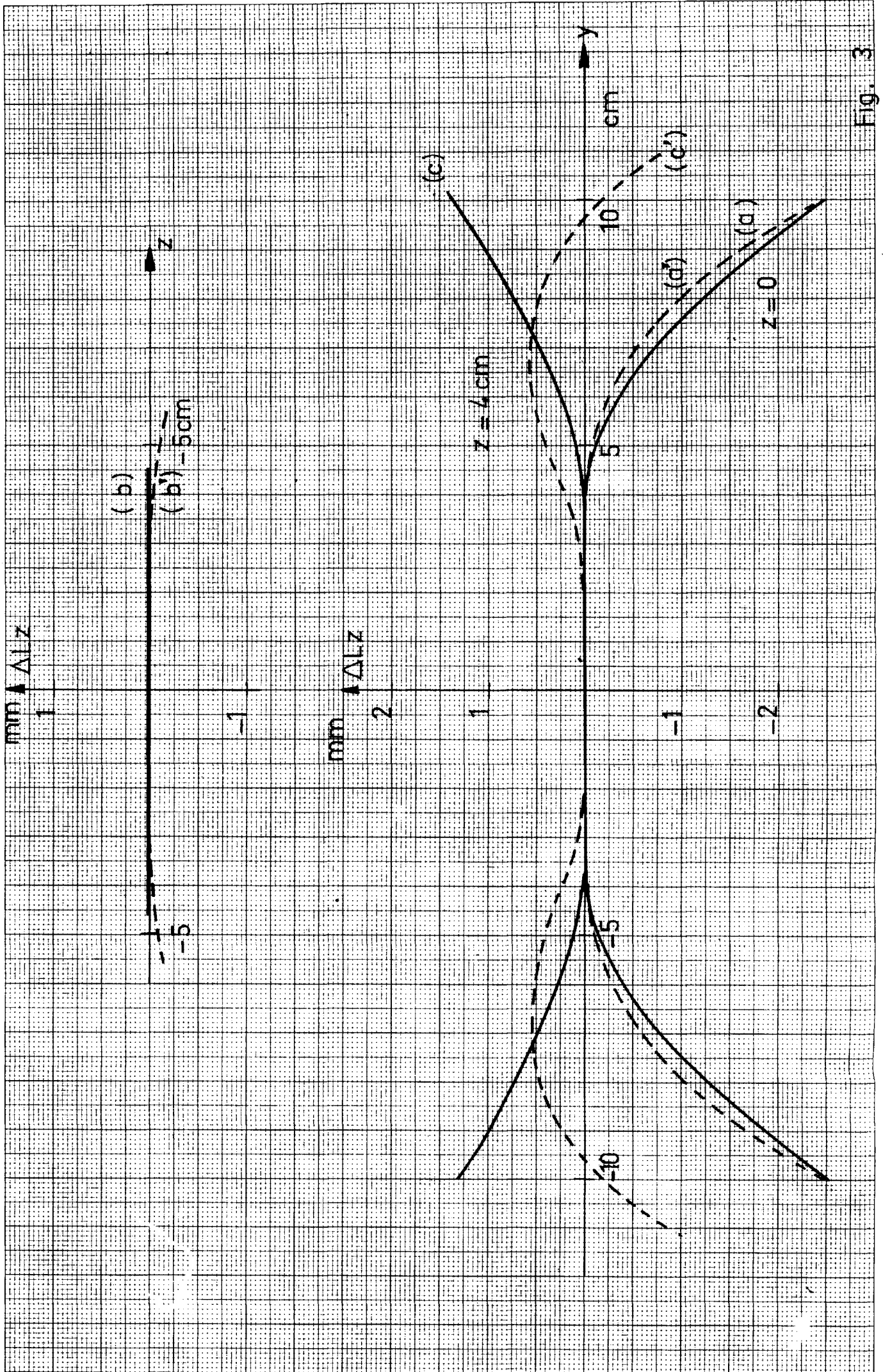


Fig. 3

II. REMARQUE. Il est bon aussi de noter que le passage de la figure 2 à la figure 3, obtenu par l'introduction de pièces correctrices d'extrémité, ne conduit pas seulement à la disparition du coefficient C_2 , mais aussi à une modification de C_4 et, sans aucun doute, également des termes supérieurs. Il est difficile de donner de ces divers coefficients une interprétation physique satisfaisante.

B) Lentilles quadrupolaires.

Le rapport CERN 58-25 du Professeur Grivet et du Dr. Septier fournit des valeurs expérimentales sur la longueur équivalente de lentilles quadrupolaires magnétiques.

Ces lentilles présentent par construction quatre plans de symétrie et les expressions (14) sont applicables :

$$L_y = \frac{A'_1}{k} + \frac{A'_5}{k} (5 y^4 - 10 y^2 z^2 + z^4) \\ + \frac{A'_9}{k} (9 y^8 - 84 y^6 z^2 + 126 y^4 z^4 - 36 y^2 z^6 + z^8)$$

Cette expression suppose d'ailleurs que le champ de référence au centre de la lentille est purement quadrupolaire; s'il n'en est pas ainsi, on peut le supposer purement quadrupolaire pour définir les longueurs équivalentes : c'est ce qu'on fera dans cette comparaison.

Au lieu de considérer uniquement les composantes de champ suivant les axes oy ou oz mesurées dans le rapport cité seulement selon les axes oz et oy , on prend aussi en considération le champ total dans les directions bissectrices OY et OZ .

Le long de la bissectrice OY , le champ est dirigé suivant OY . Il est facile de voir que l'on a (sur OY on a $y = \frac{Y}{\sqrt{2}}$, $z = \frac{Y}{\sqrt{2}}$).

$$(20) \left(\begin{array}{l} L_Y = \frac{A'_1}{k} - \frac{A'_5}{k} Y^4 + \frac{A'_9}{k} Y^8 + \dots \end{array} \right.$$

Sur l'axe oy , on avait

$$(21) \left\{ L_z = \frac{A'_1}{k} + \frac{A'_5}{k} y^4 + \frac{A'_9}{k} y^8 + \dots \right.$$

Les mesures ont également porté sur la longueur équivalente du gradient, définie de la façon suivante :

$$(22) \left\{ -k \times L_G (y, z) = \int_{x_0}^{\infty} \frac{\partial B_z}{\partial y} dx = \frac{\partial}{\partial y} \left[B_{oz} \times L_z \right] \right.$$

D'après (12) on a donc

$$(23) \left\{ \begin{aligned} L_G (y, z) &= \frac{A'_1}{k} + 5 \frac{A'_5}{k} (y^4 - 6 y^2 z^2 + z^4) \\ &+ 9 \frac{A'_9}{k} (y^8 - 28 y^6 z^2 + 70 y^4 z^4 - 28 y^2 z^6 + z^8) \end{aligned} \right.$$

D'où l'on déduit suivant les axes oy , oz et OY :

$$(24) \left\{ L_G (y) = \frac{A'_1}{k} + 5 \frac{A'_5}{k} y^4 + 9 \frac{A'_9}{k} y^8 \right.$$

$$(25) \left\{ L_G (z) = \frac{A'_1}{k} + 5 \frac{A'_5}{k} z^4 + 9 \frac{A'_9}{k} z^8 \right.$$

$$(26) \left\{ L_G (Y) = \frac{A'_1}{k} - 5 \frac{A'_5}{k} Y^4 + 9 \frac{A'_9}{k} Y^8 \right.$$

Examinons maintenant les résultats de mesures du rapport Grivet-Septier.

Les figures 40 , 41 et 42 de ce rapport sont assez semblables. La figure 42 , plus précise, est reproduite ici (figure 4) en prenant soin de corriger certains points pour ramener la valeur de la longueur équivalente

à celle qui correspondrait à un champ interne purement quadrupolaire ce qui n'est pas exactement le cas au voisinage des pièces polaires.

A première vue, il est évident que des termes de rang quatre ne peuvent pas permettre d'interpréter ces résultats de mesure et qu'il est nécessaire d'introduire des termes de rang huit ou davantage.

Mais considérons en même temps la figure 44 reproduite également ici (figure 5) qui représente les variations de la longueur L_G relative au gradient.

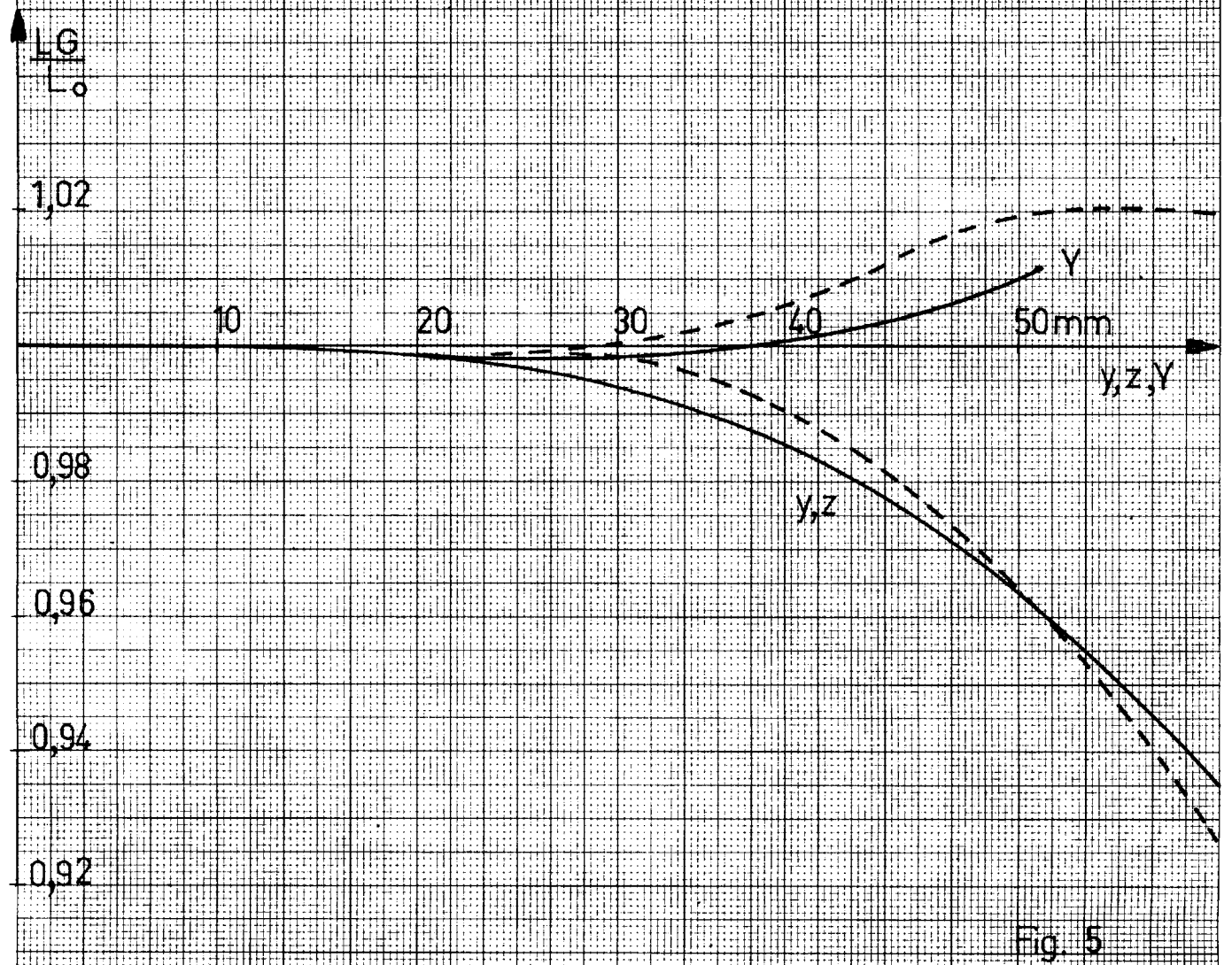
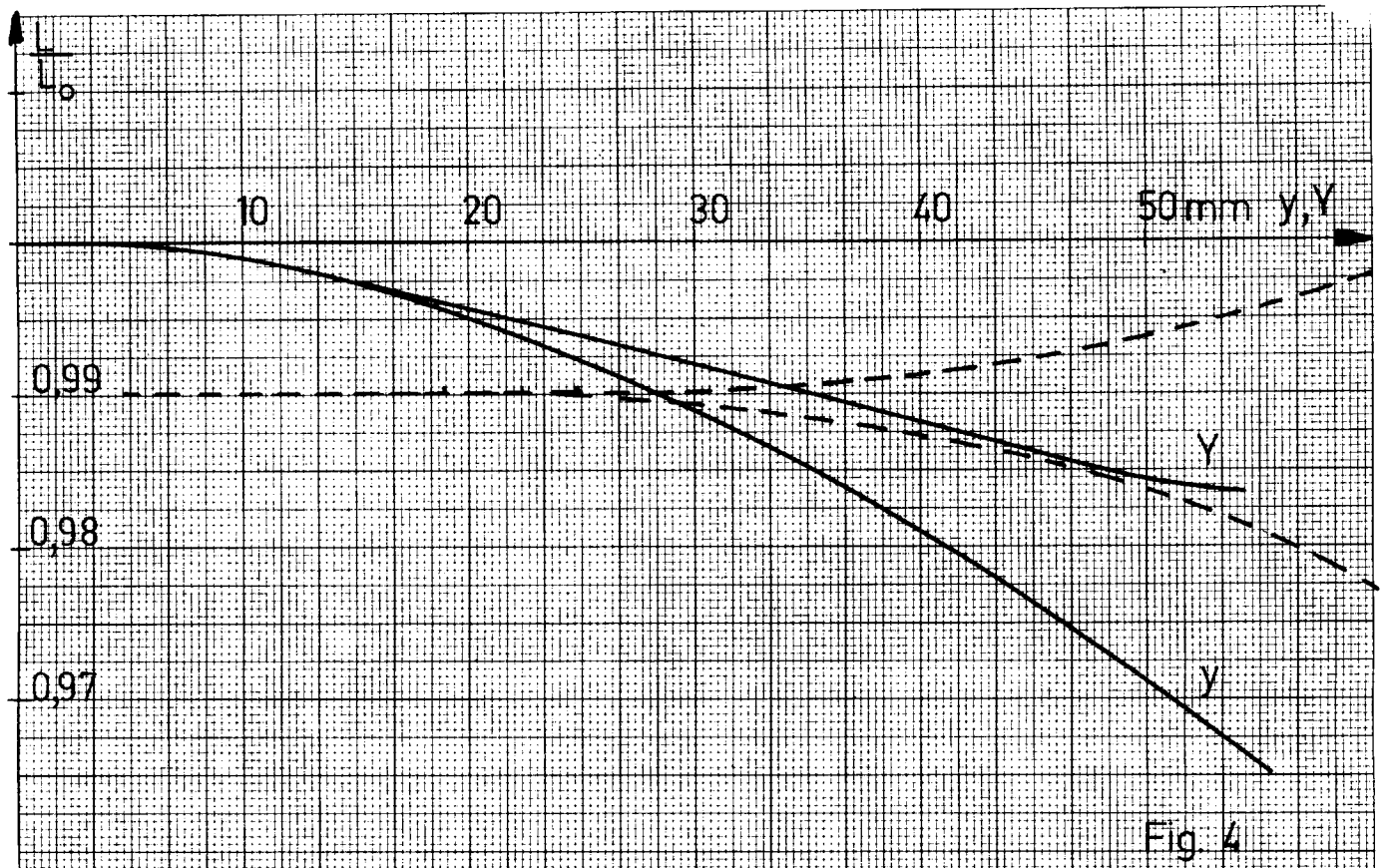
Il est difficile de trouver des coefficients A'_5 et A'_9 qui conduisent dans les expressions (21) , (22) , (24) , (25) et (26) à une représentation parfaite des courbes expérimentales. Cependant, en tenant compte de la précision des mesures (1 à 1,5 o/o), si l'on prend

$$A'_5 = 0,8 \cdot 10^{-9} A'_1 \text{ mm}^{-4}$$

$$A'_9 = 1,3 \cdot 10^{-17} A'_1 \text{ mm}^{-8}$$

on a une correspondance approximative (courbes en tiret).

- I REMARQUES. En termes d'aberrations, les variations de longueur équivalente d'une lentille quadrupolaire introduisant des aberrations d'ordre élevé : au moins quatre et pratiquement huit ou davantage. Toute compensation risque d'être impossible. Il semble donc préférable d'essayer de les corriger sur place.
- II REMARQUES. L'examen des figures 46 du rapport précité, qui montre l'effet de pièces correctrices d'extrémité sur les variations de la longueur équivalente d'une lentille quadrupolaire, indique que les coefficients A'_5 et A'_9 sont également affectés par chaque



type de pièce correctrice essayé et qu'il n'est pas possible de les traiter individuellement, ni de leur attribuer une signification physique.

P. Lapostolle.

PL/ac.

Distribution (ouverte) :

A tous les membres du "Parameter Committee"
Linac Electric. Eng. A. Citron
Aimant Magasin R. Keller
R.F., Chambre à bulle M. Morpurgo
Contrôle
Phys. Nucl., Professeur P. Grivet
Acc. Rech. Docteur A. Septier.
Vacuum
Théorie

PS/612.