

CSF - SFR *A. Mathieu-Sicaud*
CONFÉRENCES DE DOCUMENTATION *caud*

OPTIQUE ELECTRONIQUE

par

P. GRIVET

PREMIERE PARTIE

LES LENTILLES DANS L'APPROXIMATION DE GAUSS

A.- LENTILLES ELECTROSTATIQUES -

a) FORMATION DE L'IMAGE DANS UNE LENTILLE MINCE -

L'expérience peut être réalisée avec l'appareil de la figure 2.

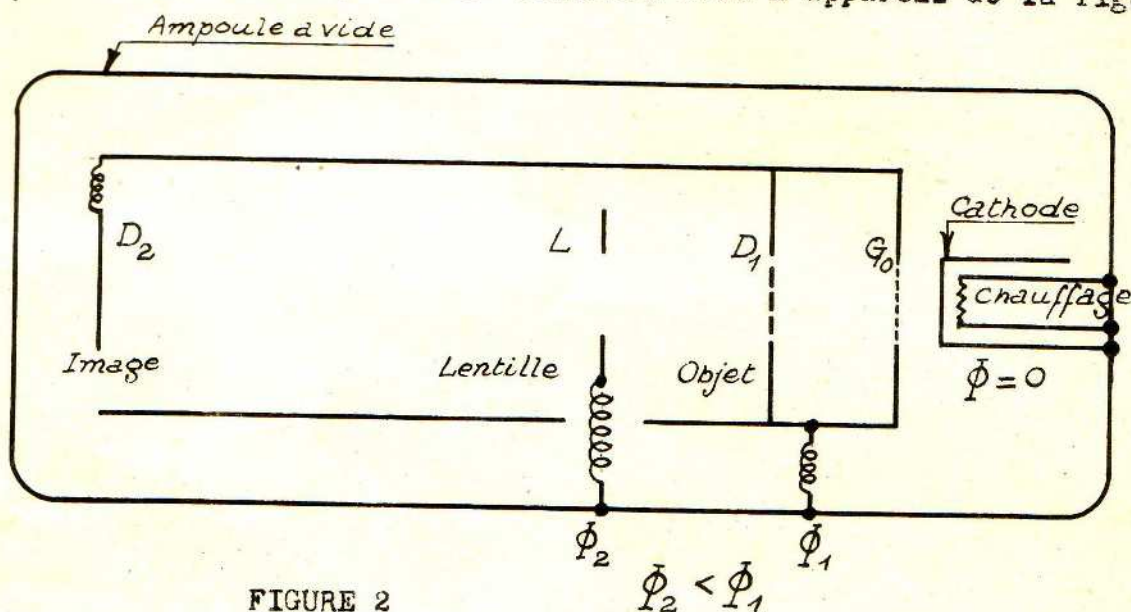


FIGURE 2

Dans une ampoule vidée, se trouve un canon à électrons formé par une cathode à oxyde et par une grille d'accélération G_0 portée au potentiel Φ_1 . La cathode est chauffée indirectement par un filament incandescent, sa température est de 1100° environ, et les électrons expulsés par leur mouvement d'agitation thermique en sortant avec une faible vitesse, correspondant pour la majorité d'entre eux à moins de 0,5 volt. Lorsqu'ils franchissent la grille, leur vitesse est donnée par l'équation de la force vive :

$$\frac{1}{2} m v^2 = e \Phi_1 \dots\dots\dots (1)$$

car la vitesse initiale est négligeable devant celle due à Φ_1 , qui usuellement est de l'ordre de un ou plusieurs milliers de volts. Le faisceau "éclairé" en sortant de l'objet, quadrillage découpé dans le diaphragme D_1 , passe dans la lentille L et vient enfin former l'image sur la plaque D_2 , enduite d'une substance fluorescente. Le diaphragme L est négatif par rapport à D_2 et D_1 , qui sont au même potentiel. Le champ est approximativement uniforme partout, sauf dans le voisinage du trou, à une profondeur à peu près égale à son diamètre. C'est cette région qui constitue la lentille. Nous supposons les rayons suffisamment rapides et peu inclinés sur l'axe du système pour qu'ils cheminent sensiblement en ligne droite dans les régions de champ uniforme; ils ne sont déviés que dans la région située entre deu

limites assimilables à des plans $H H'$ où s'exerce l'action de la lentille. S'il y a une image, elle se forme en A' . Pour cela, chaque rayon doit subir une déviation angulaire D qui le rabat vers l'axe; la lentille devra donc produire un champ radial dirigé vers la périphérie puisque la force agissant sur l'électron est $F = -eE$. La déviation nécessaire est d'autant plus grande que le rayon est plus incliné sur l'axe, et s'il frappe la lentille à une distance r de son centre, D aura la valeur⁽¹⁾

$$D = r \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} \right)$$

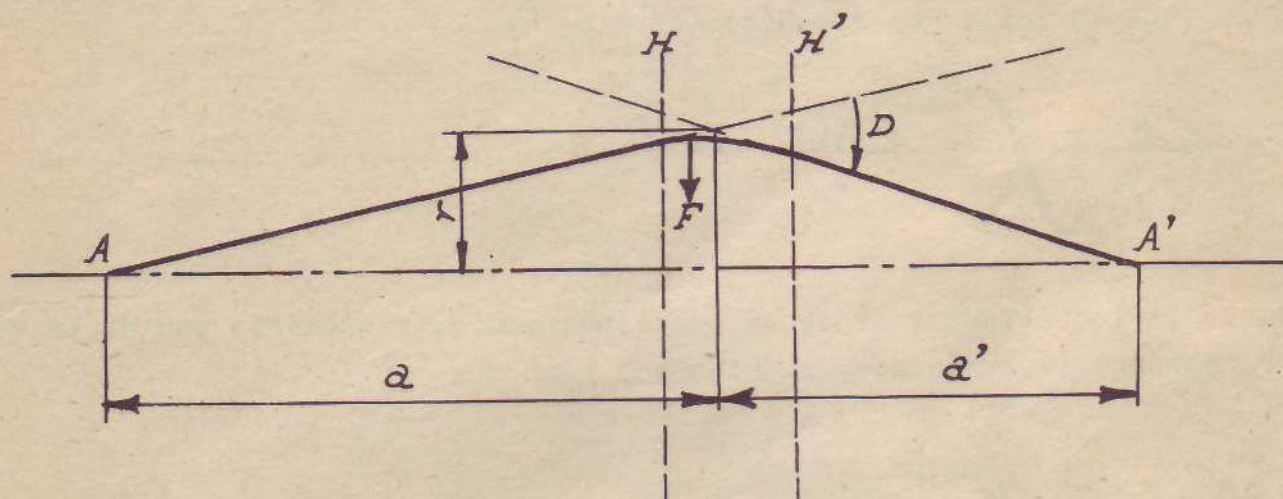


FIGURE 3

La déviation étant proportionnelle à la force, il faut que l'intensité du champ radial croisse comme r lorsqu'on s'éloigne de l'axe.

La déviation D sera d'autant plus grande que le champ radial est plus fort et que les électrons sont plus lents. Précisons sa valeur au premier ordre pour les rayons peu inclinés sur l'axe; le champ radial est alors normal à la trajectoire et l'accélération correspondante est :

$$\vec{\gamma} = - \frac{e}{m} \cdot E_r$$

La vitesse augmente à chaque instant de γdt ; à la sortie de la lentille sa valeur est :

$$\vec{v}_2 = \vec{v}_0 + \int_H^{H'} \vec{\gamma} dt$$

(1) Nous désignerons dans toute cette étude par a et a' les distances de l'objet et de l'image par p et p' leurs valeurs algébriques sur l'axe orienté du système ici par exemple $p = -a$ $p' = a'$, si le sens positif sur l'axe est celui de la lumière.

et D étant petit on a (fig.4) :

$$D = \frac{|\vec{V}_2 - \vec{V}_0|}{|\vec{V}_0|} = \frac{1}{V_0} \int_H^{H'} \gamma dt = - \frac{e}{m V_0} \int_H^{H'} E_r dt$$

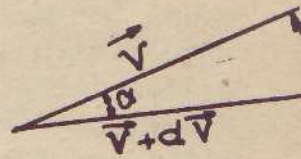


Figure 4

L'élément d'arc ds est assimilable à dz d'où $dt = dz/v$ et comme le champ requis suivant la loi : $E_r = r.K(z)$, on a :

$$D = - \frac{e}{m V_0} \int_H^{H'} \frac{r K(z)}{v} dz$$

Lorsque la lentille est mince et peu convergente, r s'écarte peu de la valeur moyenne r_m pendant la traversée, si bien que l'on a :

$$\frac{D}{r_m} = - \frac{e.r_m}{m V_0} \int_H^{H'} \frac{K(z)}{v} dz$$

et l'on peut poser pour tous les rayons :

$$\frac{D}{r_m} = - \frac{1}{f} = - \frac{e}{m V_0} \int_L \frac{K(z)}{v(z)} dz$$

(L désignant une intégration qui porte sur l'épaisseur de la lentille) ce qui montre que notre lentille mince électronique obéit à la loi habituelle en optique :

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}$$

b) LES COMPOSANTES RADIALES & LONGITUDINALES SONT INSEPARABLES

(a) p.82 (C) p.

La loi de variation en r exclut l'emploi du champ radial le plus simple qui est compris entre un fil et un cylindre concentrique, qui décroît au contraire en $1/r^2$ quand on s'éloigne du fil. Son emploi concentrerait bien les rayons aux environs de A', mais sur une tache trop large pour qu'on puisse parler d'image.

Les électrodes employées en pratique, telles celles de l'exemple de la

figure 2, donnent bien la répartition d'intensité désirée, mais elles ne produisent pas un champ simple : en chaque point, la composante radiale est combinée à une composante longitudinale parallèle à l'axe.

En examinant la figure 5, nous voyons que la composante radiale ne sera importante que dans les régions où les lignes de force se courbent beaucoup, et où corrélativement, la composante longitudinale varie considérablement sur de petites distances.

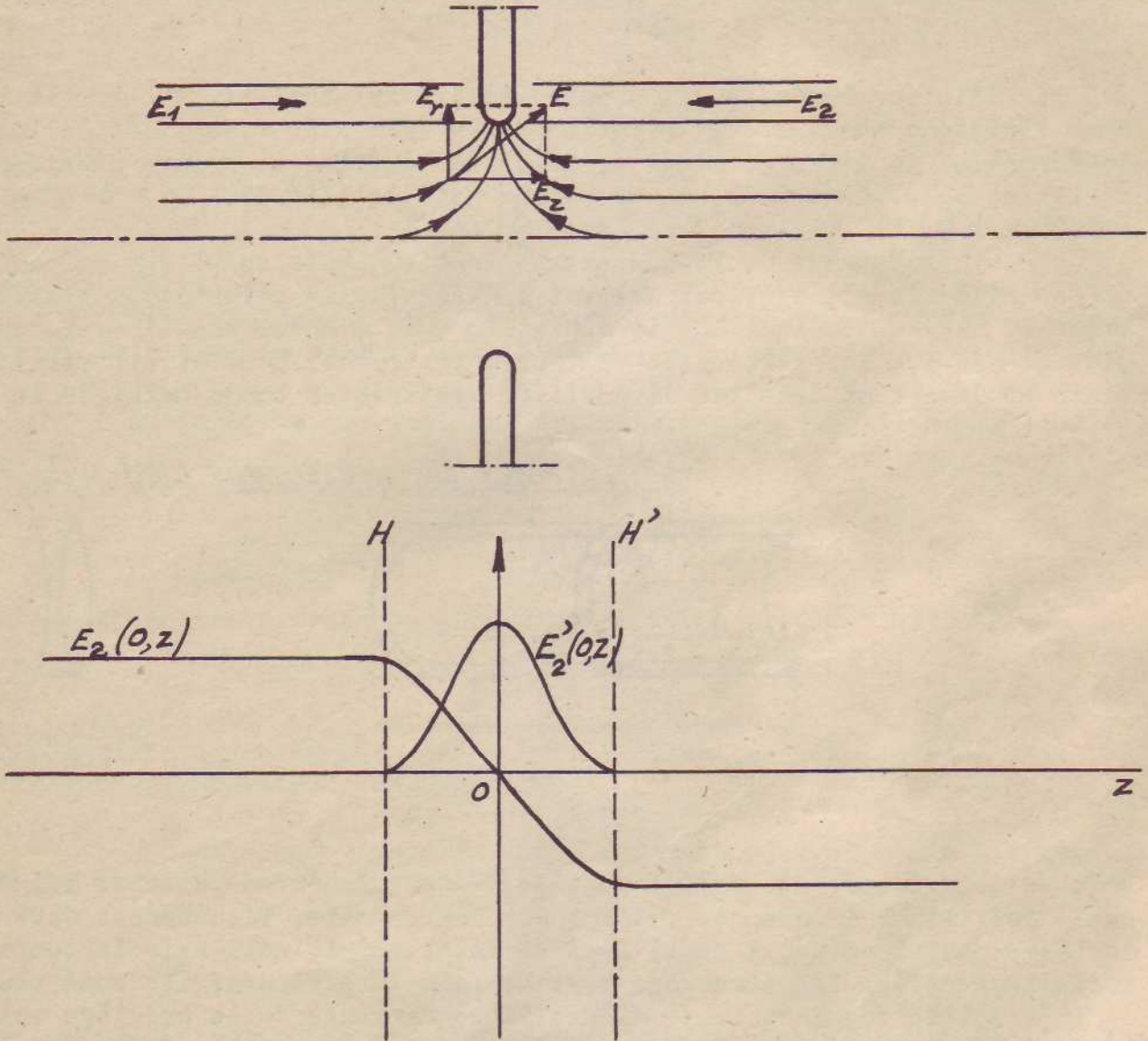


FIGURE 5

Les lois du champ électrique fixent cette importante relation d'une manière simple pour les points voisins de l'axe. Exprimons en effet que le flux du vecteur E sortant d'un petit cylindre centré sur l'axe est nul (fig.6)

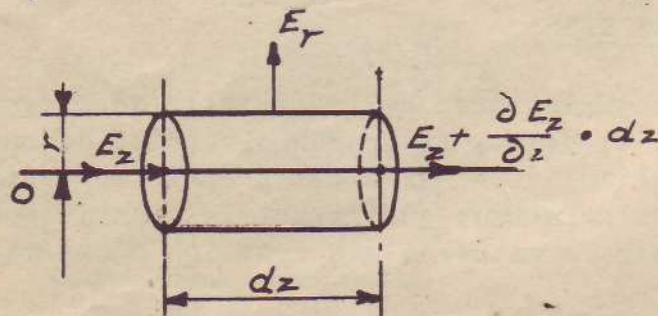


FIGURE 6

B - LENTILLES MAGNETIQUES

a) FORCE MAGNETIQUE

La force exercée par un champ magnétique H sur un électron animé de vitesse v est :

$$\vec{F} = -e \vec{v} \wedge \vec{H}$$

La disposition des vecteurs est donnée figure 21 (on applique la règle du bonhomme d'Ampère au courant $-ev$).

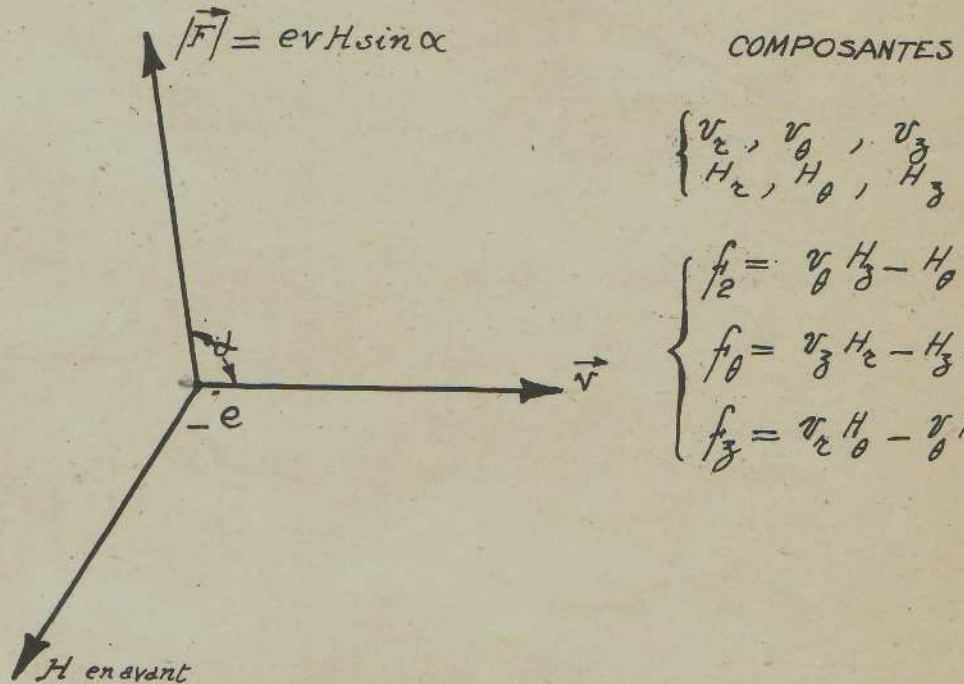


FIGURE 21
Force magnétique sur un électron en mouvement

Dans toutes les lentilles, le champ H présente la symétrie de révolution autour de l'axe Oz , et il a deux composantes seulement, l'une radiale $H_r(r, z)$, l'autre $H_\theta(r, z)$, dans un système de coordonnées cylindriques, r, θ, z , d'axe Oz . Les composantes de la vitesse sont :

$$v_r = \frac{dr}{dt} \quad ; \quad v_\theta = r \frac{d\theta}{dt} \quad ; \quad v_z = \frac{dz}{dt}$$

et l'équation (21) donne pour les composantes de la force :

$$\begin{aligned} f_r &= -e r \frac{d\theta}{dt} H_z \quad ; \quad f_\theta = +e \left(H_z \frac{dr}{dt} - H_r \frac{dz}{dt} \right) \quad ; \\ f_z &= e r \frac{d\theta}{dt} H_r \end{aligned}$$

La force étant perpendiculaire à la vitesse ne peut communiquer à la particule qu'une accélération normale, il n'y a pas d'accélération tangentielle, et pendant la traversée d'une lentille magnétique, la vitesse de l'électron et son énergie restent constantes. Cependant, il est difficile d'arriver à une représentation simple du mouvement parce que toutes les trajectoires sont gauches, f_θ faisant sortir le mobile du plan méridien initial.

Le champ magnétique, en dehors des corps aimantés, obéit à la relation $\text{div } H = 0$. On en tire comme pour le champ électrique :

$$H_z(r, z) = - \frac{1}{2} \cdot r \cdot \frac{\partial H_z(0, z)}{\partial z} \quad (23)$$

et les propriétés optiques, dans l'approximation de GAUSS, ne dépendent que de la fonction $H(z) = H_z(0, z)$. Les composantes cylindriques de l'accélération, égalées à celles de la force donnent les équations du mouvement :

$$\begin{aligned} m \cdot \left(\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right) &= - e \cdot r \cdot \frac{d\theta}{dt} \cdot H_z \\ m \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dt} \cdot \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) &= - e \cdot \left(H_r \frac{dz}{dt} - H_z \frac{dr}{dt} \right) \\ m \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} &= e \cdot r \cdot H_r \frac{d\theta}{dt} \end{aligned}$$

soit, en exprimant H_r par l'équation (23) :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 &= - \frac{e}{m} \cdot r \cdot \frac{d\theta}{dt} \cdot H \quad (1) \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dt} \cdot \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) &= \frac{e}{m} \cdot \left(H \cdot \frac{dr}{dt} + \frac{1}{2} \cdot r \cdot H' \frac{dz}{dt} \right) \quad (2) \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= - \frac{e}{2m} \cdot r^2 \cdot \frac{d\theta}{dt} \cdot H' \quad (3) \end{aligned} \quad (24)$$

Le deuxième membre de 24 (c) multiplié par r , est la dérivée de $1/2 r^2 H$, en intégrant, on a :

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = \frac{e}{2m} \cdot r^2 \cdot H + C \quad (2)$$

est
La constante d'intégration étant nulle lorsque le point de départ sur l'axe la vitesse initiale est méridienne; en se limitant à ce cas (cf appendice I, général) :

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{e}{2m} \cdot H \quad (2)$$

et en reportant cette valeur dans les autres équations, négligeant les termes r^2 :

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = - \left(\frac{e}{2m} \right)^2 \cdot r \cdot H^2 \quad (27)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = 0$$

b) MECANISME DE FORMATION DE L'IMAGE

1) Bobine longue (15)

Nous allons examiner d'abord le cas particulier très simple de formation découvert par BUSCH en 1926 : l'objet est plongé dans un champ magnétique uniforme, parallèle à la direction moyenne des rayons cathodiques. Dans ces conditions les rayons issus d'un point A s'enroulent en hélice de pas constant (fig. 22) des cylindres à section circulaire et viennent converger en une image A' au bout d'un tour complet.

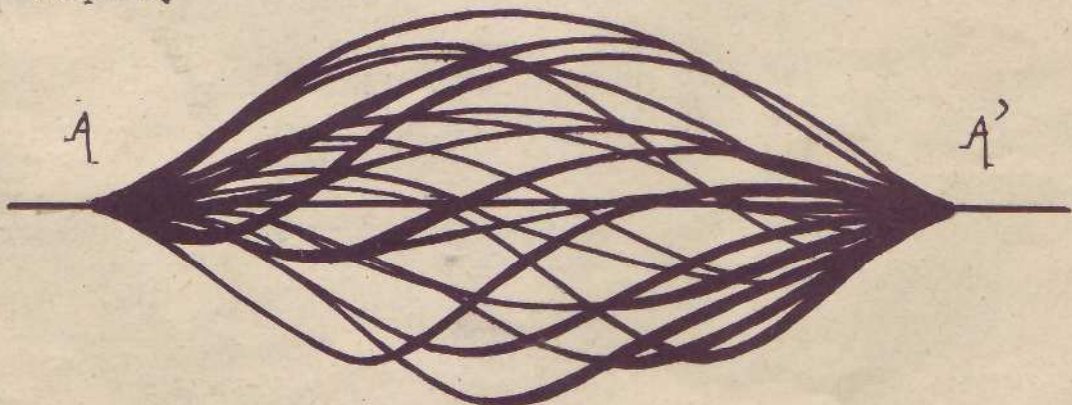


FIGURE 22 9

Hélice électronique dans un champ magnétique uniforme

Ces formules mettent en évidence des propriétés intéressantes de la tille :

1/ Les éléments cardinaux ont la position indiquée par la figure 30

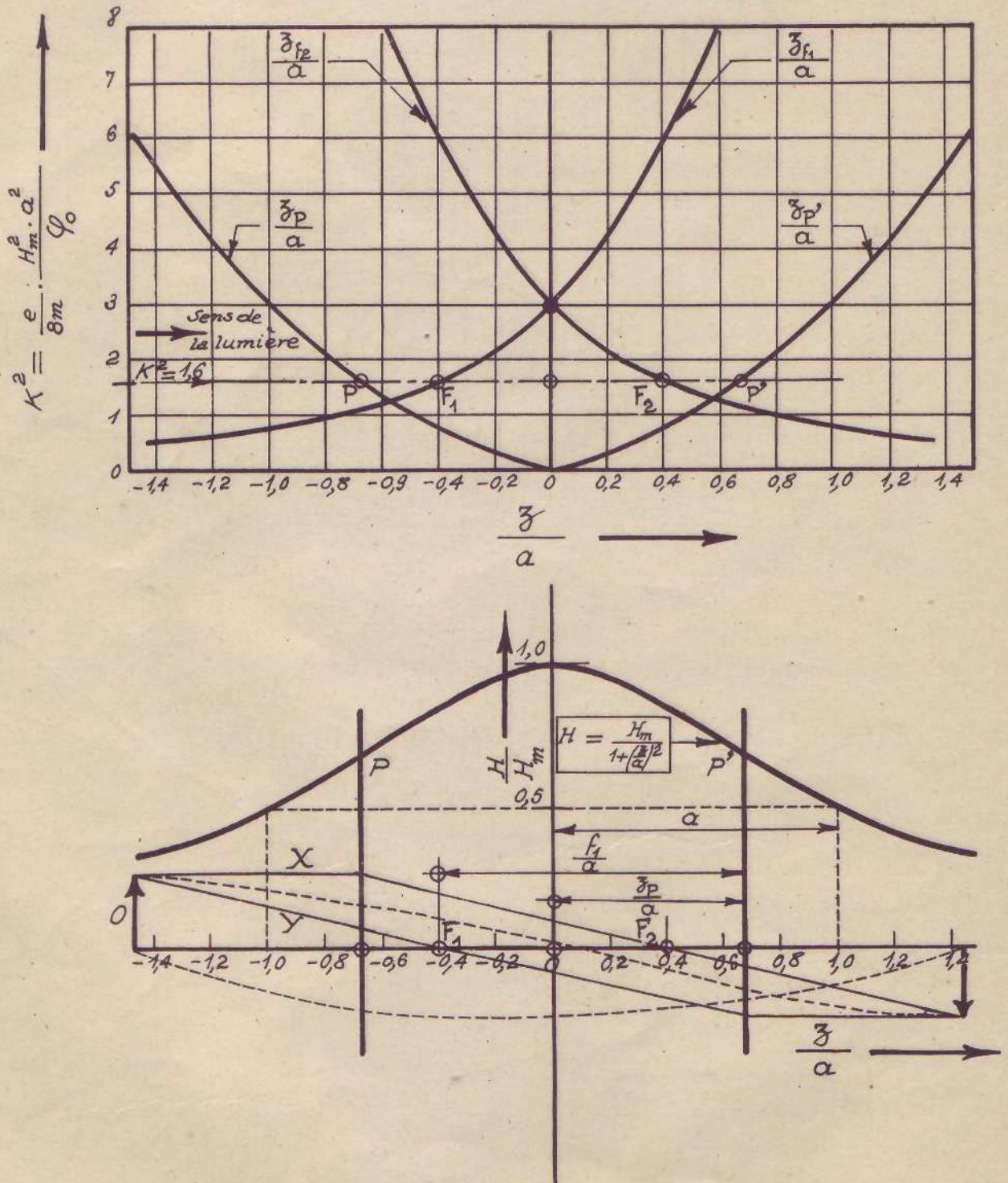
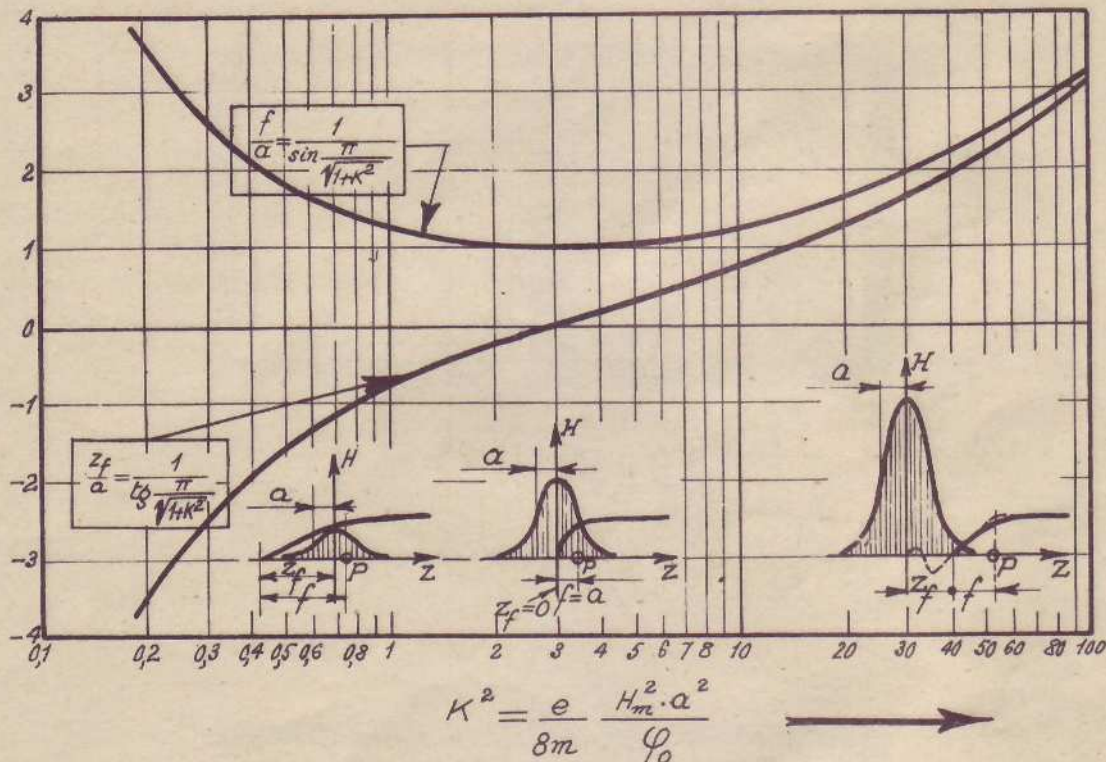


FIGURE 30

Position des éléments cardinaux et construction de 2 rayons d'après GLASER

On remarque que la lentille magnétique est toujours convergente et que les plans principaux sont croisés, quelle que soit la valeur de K , qui en général reste compris entre 0 et 3.

2/ La grandeur de la distance focale dépend essentiellement de la raideur des flancs de la courbe H ; elle est du même ordre de grandeur que la largeur de la cloche à mi-hauteur. La figure 31 montre la variation de f avec K , c'est-à-dire avec l'intensité du champ.



— FIGURE 31 —
Position du foyer et distance focale d'après GLASER (22)

3/ L'équation $\left(\sin \sqrt{K^2 + 1} \right) \cdot \Psi = 0$ peut avoir plusieurs racines $\Psi = n \cdot \frac{\pi}{\sqrt{K^2 + 1}}$ dans l'intervalle $0, \pi$ dont les valeurs correspondent à l'axe $z' z$ tout entier. Il y aurait alors plusieurs foyers. Ce phénomène a été découvert expérimentalement par J. Thibaud, mais il ne se produit que sous la condition :

$$z < \frac{e}{8m} \cdot \frac{H_m^2 \cdot a^2}{\phi_0}$$

qui n'est pas réalisée en général dans les lentilles employées en pratique; la courbe pointillée de la fig. (37) donne un exemple de ce genre.

4/ Le paramètre Ψ est étroitement lié à la rotation de l'image. La formule (31) donne en effet :

ou la brillance de la plaque lumineuse : (fig. 41)

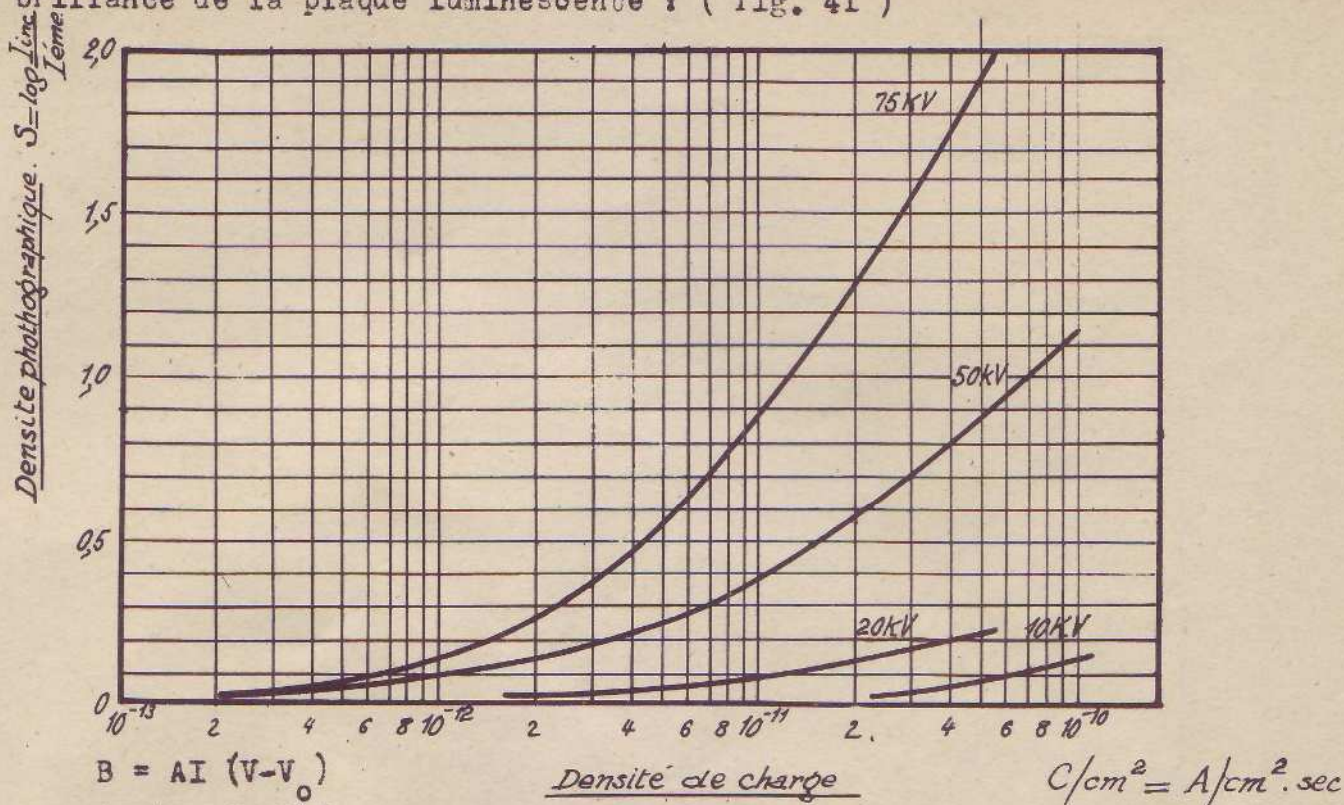


FIGURE 41 - Noircissement de la plaque photographique

Mais, là encore, on est rapidement limité par la résistance des couches lumineuses, des difficultés d'isolement ou des raisons de commodité dans l'emploi de l'appareil.

II.- DEFINITION ET CLASSIFICATION DES ABERRATIONS.- (29) (30) (31) (C) p.24 et 33

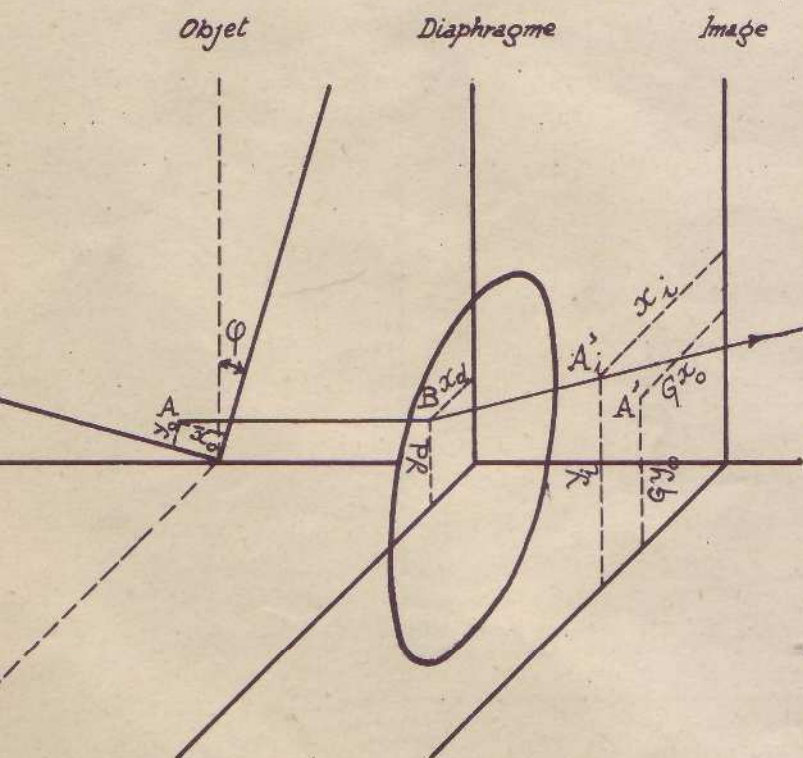


FIGURE 42

Un calcul simple⁽¹⁾ va nous permettre de déterminer et de classer les aberrations. La position du point objet sera repérée dans son plan d'objet par ses coordonnées rectangulaires x_0, y_0 . Les rayons utiles issus de A sont ceux qui passent à travers le diaphragme d'ouverture et leur direction sera donnée par la position du point B (x_d, y_d) où il coupe le plan du diaphragme fig.42. Un rayon ainsi défini par les quatre paramètres x_0, y_0, x_d, y_d arrive dans le plan de l'image au point A'_1 voisin de l'image de Gauss A' et nous calculons les aberrations, petites différences entre les coordonnées de A'_1 et les de A' . Nous simplifierons l'écriture en prenant des systèmes d'axes parallèles dans le plan de l'image et dans le plan du diaphragme; dans le plan de l'objet, le système sera décalé de l'angle de rotation magnétique lorsque la focalisation est de ce genre. Dans ces conditions, les coordonnées de A'_1 , image de Gauss, sont :

$$x_1 = G x_0 \quad y_1 = G y_0$$

si G est le grandissement.

Les coordonnées de A'_1 , point d'arrivée d'un rayon quelconque, sont des fonctions de x_0, y_0, x_d, y_d que l'on peut développer en série de puissances croissantes de ces variables. Comme A'_1 et A' sont confondus quand on s'en tient au premier ordre, les premiers termes du développement de x_1 et y_1 sont Gx_0 et Gy_0 . Les termes du second ordre, comme tous ceux d'ordre pair, n'apparaissent pas : leurs coefficients sont nuls car il faut que $x_0, y_0, x_d, y_d, x_1, y_1$ changent tous de signe lorsqu'on fait tourner les axes de 180° . Ce sont donc les termes du troisième ordre qui forment la deuxième étape d'approximation après celle de Gauss, et c'est d'ailleurs la seule utilisable en pratique jusqu'ici, vu la complication des termes du cinquième ordre.

L'expression générale des termes du troisième ordre comporte 20 coefficients pour x_1 et 20 pour y_1 .

$$\begin{aligned} \xi_1 = x_1 - bx_0 = & a_1 x_d^3 + a_2 x_d^2 y_d + a_3 x_d y_d^2 + a_4 y_d^3 + b_1 x_0 x_d^2 + b_2 x_0 x_d y_d + b_3 x_0 y_d^2 + b_4 y_0 x_d^2 \\ & + b_5 y_0 x_d y_d + b_6 y_0 y_d^2 + c_1 x_0^2 x_d + c_2 x_0^2 y_d + c_3 x_0 y_0 x_d + c_4 x_0 y_0 y_d \\ & + c_5 y_0^2 x_d + c_6 y_0^2 y_d + d_1 x_0^3 + d_2 x_0^2 y_0 + d_3 x_0 y_0^2 + d_4 y_0^3 \end{aligned}$$

$$\eta_1 = y_1 - by_0 = - - - - -$$

Mais les conditions imposées par la symétrie de révolution de notre optique ramène ce nombre de 40 à 12 : nous n'aurons dans le cas général que 12 coefficients d'aberration. Pour le prouver, imprimons aux trois systèmes d'axe une rotation commune quelconque x_0, y_0, x_d, y_d sont transformés suivant :

$$\begin{aligned} x_0 &\rightarrow x_0 \cos \varphi - y_0 \sin \varphi & y_0 &\rightarrow x_0 \sin \varphi + y_0 \cos \varphi \\ x_d &\rightarrow x_d \cos \varphi - y_d \sin \varphi & y_d &\rightarrow x_d \sin \varphi + y_d \cos \varphi \end{aligned}$$

et, en substituant ces expressions dans (48), on obtient pour x_1 et y_1 une forme nouvelle qui doit se réduire aussi à :

$$\begin{aligned} x_1 &= x_1 \cos \varphi - y_1 \sin \varphi \\ y_1 &= y_1 \sin \varphi + x_1 \cos \varphi \end{aligned}$$

L'emploi des notations imaginaires permet d'abréger commodément le calcul. Les affixes des points A, B et A'_1 , u, v, w , sont :

$$u = x_0 + iy_0 \quad v = x_d + iy_d \quad w = \xi_1 + i\eta_1$$

La relation entre A'_1 et le couple A, B sort du cadre des fonctions analytiques et, pour l'exprimer, il faut introduire les conjugués $\bar{u}$ et $\bar{v}$ de u et v :

$$\bar{u} = x_0 - iy_0$$

$$\bar{v} = x_d - iy_d$$

On a alors :

$$W = P_3 (u, \bar{u}, v, \bar{v})$$

P_3 étant un polygone homogène du troisième degré. La rotation s'exprime simplement

$$u \longrightarrow u e^{i\varphi}$$

$$v \longrightarrow v e^{i\varphi}$$

$$w \longrightarrow w e^{i\varphi}$$

$$\bar{u} \longrightarrow \bar{u} e^{-i\varphi}$$

$$\bar{v} \longrightarrow \bar{v} e^{-i\varphi}$$

L'identité de forme des expressions de la 1^{ère} ligne impose à P_3 la forme

$$P_3 = (au + bv) I_2 (u, \bar{u}, v, \bar{v})$$

I_2 étant un invariant du second degré dont on devine aisément la nature d'après les relations :

$$I_2 = cu\bar{u} + dv\bar{v} + eu\bar{v} + fv\bar{u}$$

on en déduit, avec six constantes complexes indépendantes,

$$W = acu^2\bar{u} + bdv^2\bar{v} + (af + bc) uv\bar{u} + (ad + eb) uv\bar{v} + asu^2\bar{v} + bfv^2\bar{u}$$

soit en changeant de notations :

$$W = (A + iA') v^2\bar{v} + (B + iB') u^2\bar{v} + (C + iC') u\bar{u}v + (D + iD') \bar{u}v^2 + (E + iE') uv\bar{v} + (F + iF') u^2\bar{u}$$

Lorsque la focalisation est uniquement électrostatique, il n'y a pas de rotation tangentielle, tout plan méridien est plan de symétrie : w doit se changer en $\bar{w}$ on remplace $u, \bar{u}, v, \bar{v}$, respectivement par leurs conjugués $\bar{u}, u, \bar{v}, v$. Il résulte que toutes les constantes sont réelles :

$$A' = B' = C' = D' = E' = F' = 0$$

le nombre des coefficients est réduit à 6.

Dans le cas général, on peut aller plus loin encore dans la simplification en exprimant deux propriétés physiques importantes du système.

1°) Nous avons vu que les rayons issus d'un point de l'axe sortaient du champ de vision sous forme de droites contenues dans un plan méridien. Cette propriété est vraie pour les rayons inclinés comme nous le montrera l'équation (68) établie en suite. Appliquons la au rayon issu de $x_0 = 0, y_0 = 0$ et passant par $x_d = c, y_d = 0$ en supposant que le trajet entre le diaphragme et l'image n'est pas soumis au champ magnétique on trouve :

$$\sum_1^{\infty} = 0$$

$$\text{donc } A' = 0$$

(s'il n'en était pas ainsi, on remplacerait le diaphragme par la pupille de sortie, image du diaphragme dans la partie du système qui le suit, et l'espace entre image et pupille peut toujours être supposé sans champ).

2°) Les rayons rectilignes entre le diaphragme et l'image ne sont pas des droites quelconques, ce sont les normales d'une certaine surface d'onde $S = \text{cte}$. Leurs coefficients directeurs, p, q , seront donc proportionnels à $\frac{\partial S}{\partial x}$ et $\frac{\partial S}{\partial y}$ et l'existence d'une surface d'onde se traduit par la condition $\frac{\partial^2 S}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 S}{\partial y \partial x}$.
En particulier, pour la surface qui passe par le point x_d, y_d du diaphragme, on a :

$$\frac{\partial p}{\partial y_d} = \frac{\partial q}{\partial x_d} \quad (50)$$

et comme :

$$p = (x_i - x_d) / \sqrt{(x_i - x_d)^2 + (y_i - y_d)^2 + (z_i - z_d)^2} \approx (x_i - x_d) / Z$$

$$q = (y_i - y_d) / \sqrt{(x_i - x_d)^2 + (y_i - y_d)^2 + (z_i - z_d)^2} \approx (y_i - y_d) / Z$$

distance des deux écrans étant ^{const} grand, l'équation (50) se réduit à :

$$\frac{\partial x_i}{\partial y_d} = \frac{\partial y_i}{\partial x_d}$$

soit pour le 3ème ordre $\frac{\partial \xi_i}{\partial y_d} = \frac{\partial \eta_i}{\partial x_d}$

cette condition s'exprime en notations imaginaires par $\left(\frac{\partial \omega}{\partial v} \right) = \text{quantité réelle}$

car on a (1) :
$$\frac{\partial \omega}{\partial v} = \frac{\partial \eta_i}{\partial y_d} + \frac{\partial \xi_i}{\partial x_d} - i \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial y_d} - \frac{\partial \eta_i}{\partial x_d} \right)$$

et comme :

$$\frac{\partial \omega}{\partial v} = 2A\bar{v}\bar{v} + (C + iC')u\bar{u} + 2(D + iD')\bar{u}v + (E + iE')u\bar{v}$$

on a :

$$C' = 0 \quad 2D = E \quad 2D' = -E'$$

il nous n'avons plus dans le cas général que 8 coefficients d'aberration

$$= A\bar{v}^2\bar{v} + (B + iB')u^2\bar{v} + Cu\bar{u}v + (D + iD')\bar{u}v^2 + 2(D - iD')u\bar{v}v + (F + iF')u^2\bar{u} \quad (51)$$

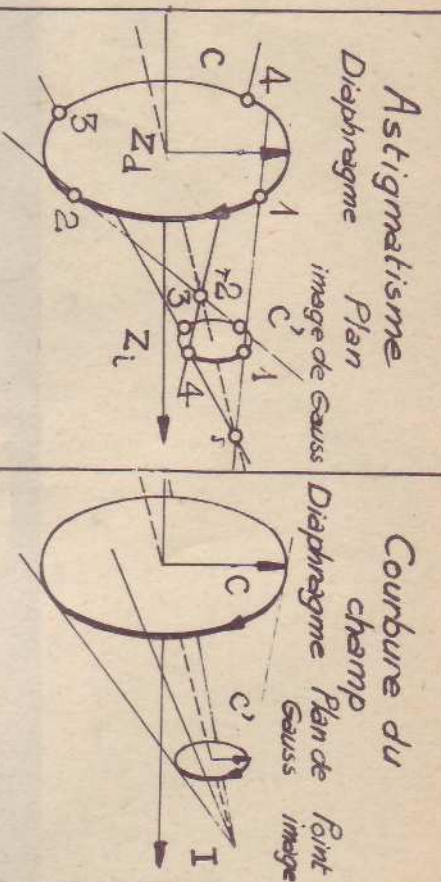
ce qui donne dans nos notations réelles du début :

$$\xi_i = a_1 x_d (x_d^2 + y_d^2) + (b_1/3) \left(x_0 (x_d^2 + y_d^2) + 2x_d (x_0 x_d + y_0 y_d) \right) + (b_4/3) \left(y_0 (x_d^2 + y_d^2) - 2x_d (x_0 y_d - y_0 x_d) \right) + \left((c_1 + c_5)/2 \right) \left(x_d (x_0^2 + y_0^2) \right) \quad (52)$$

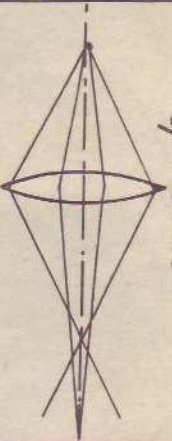
car on a : $\frac{\partial \omega}{\partial v} = \frac{\partial \xi_i}{\partial v} + i \frac{\partial \eta_i}{\partial v}$ et on tire $\frac{\partial \xi_i}{\partial v}$ et $\frac{\partial \eta_i}{\partial v}$ des systèmes

$$\frac{\partial \xi_i}{\partial x_d} = \frac{\partial \xi_i}{\partial v} + \frac{\partial \xi_i}{\partial \bar{v}} \quad ; \quad \frac{\partial \eta_i}{\partial x_d} = \frac{\partial \eta_i}{\partial v} + \frac{\partial \eta_i}{\partial \bar{v}} \quad ; \quad \frac{\partial \xi_i}{\partial y_d} = \frac{\partial \xi_i}{\partial v} - i \frac{\partial \xi_i}{\partial \bar{v}} \quad ; \quad \frac{\partial \eta_i}{\partial y_d} = \frac{\partial \eta_i}{\partial v} + i \frac{\partial \eta_i}{\partial \bar{v}}$$

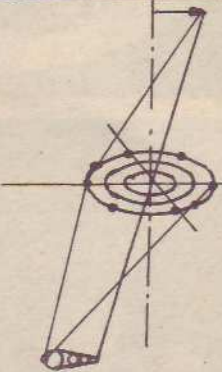
Fig. 45



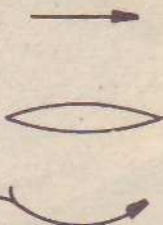
Aberation de sphéricité



coma



Lié de I

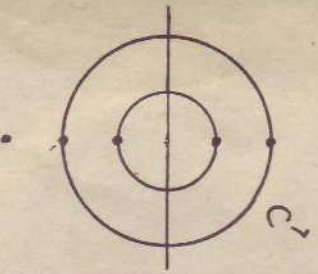


Distortion

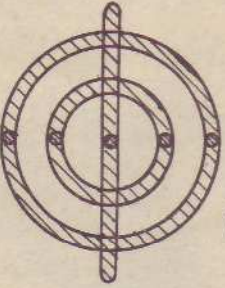
1. Lentilles électrostatiques



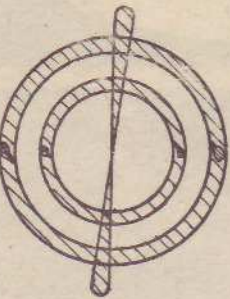
Image parfaitement corrigée



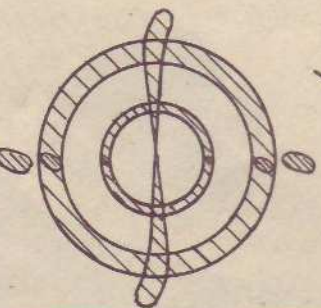
C'



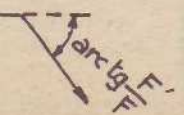
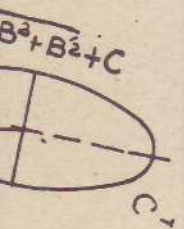
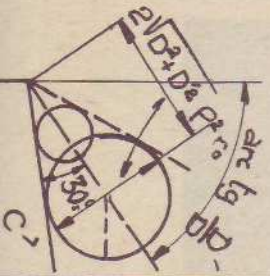
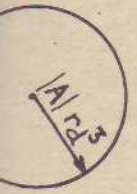
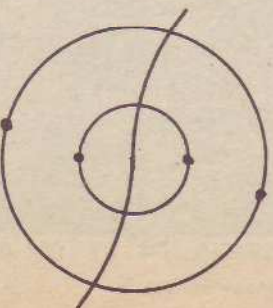
D

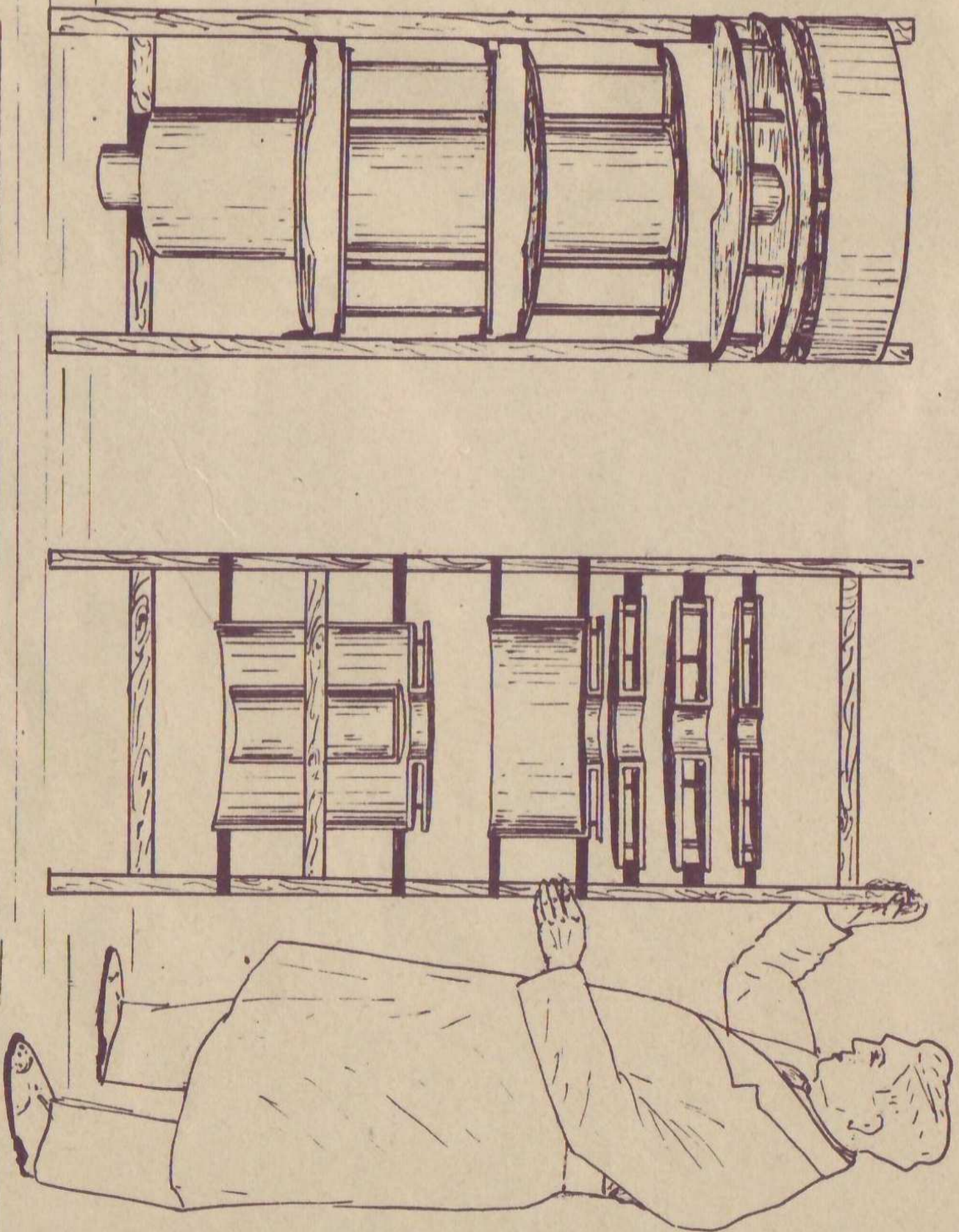


Astigmatisme + courbure du champ



2. Cas général





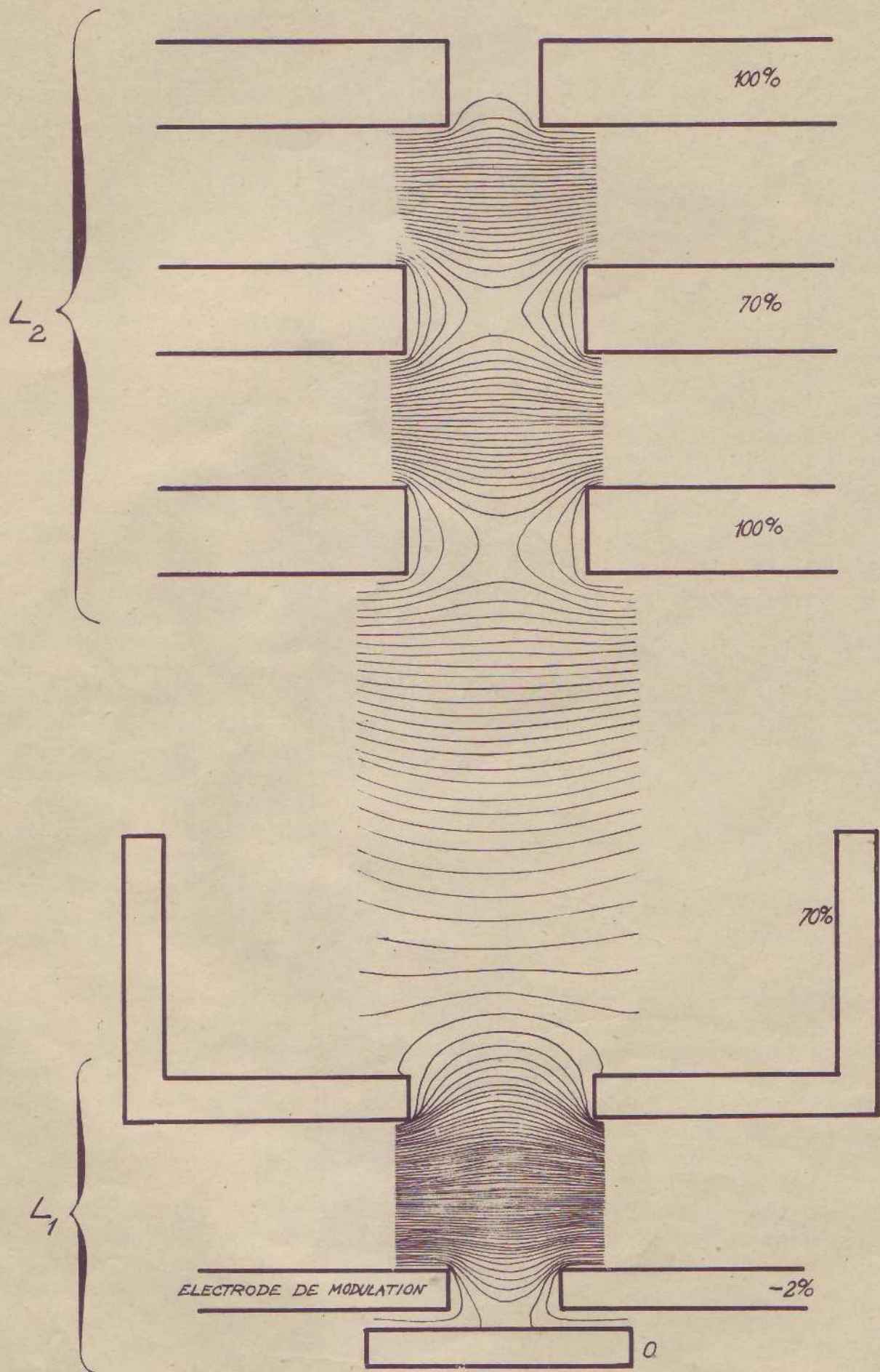
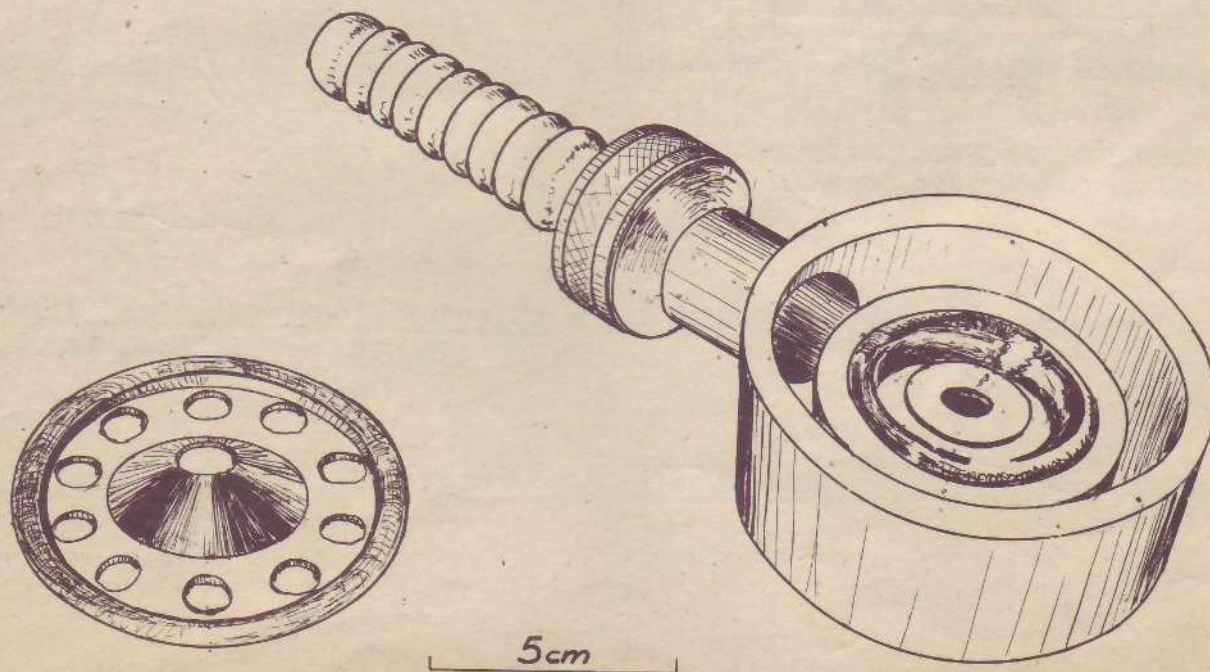
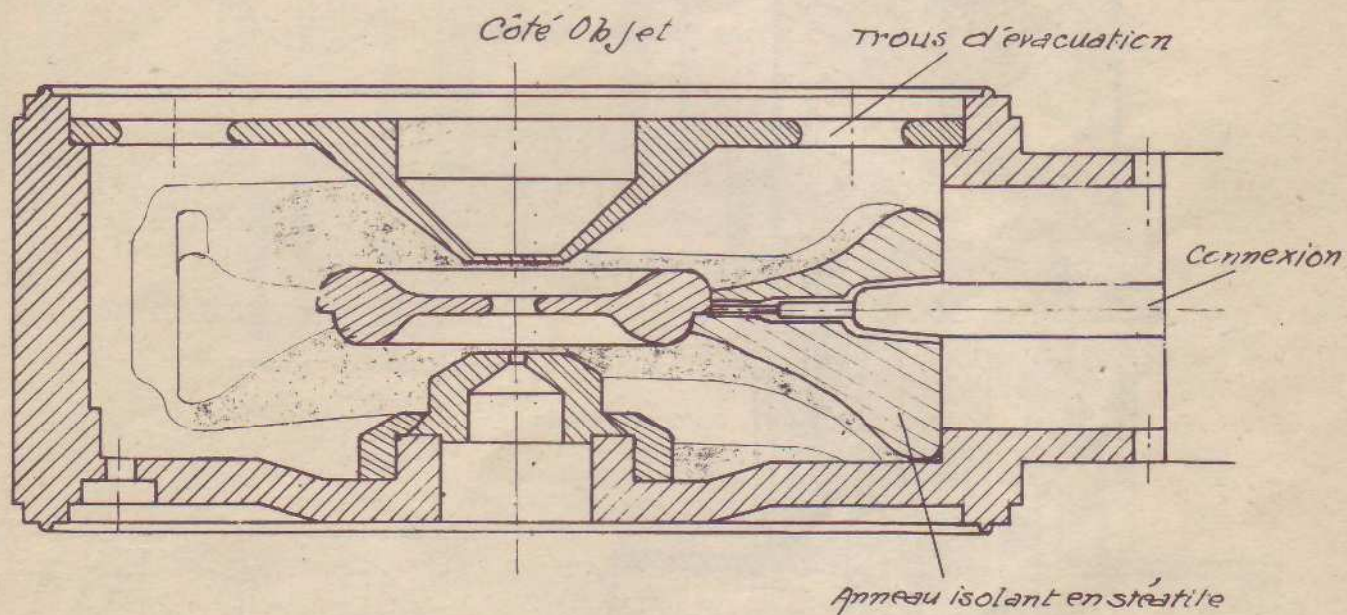
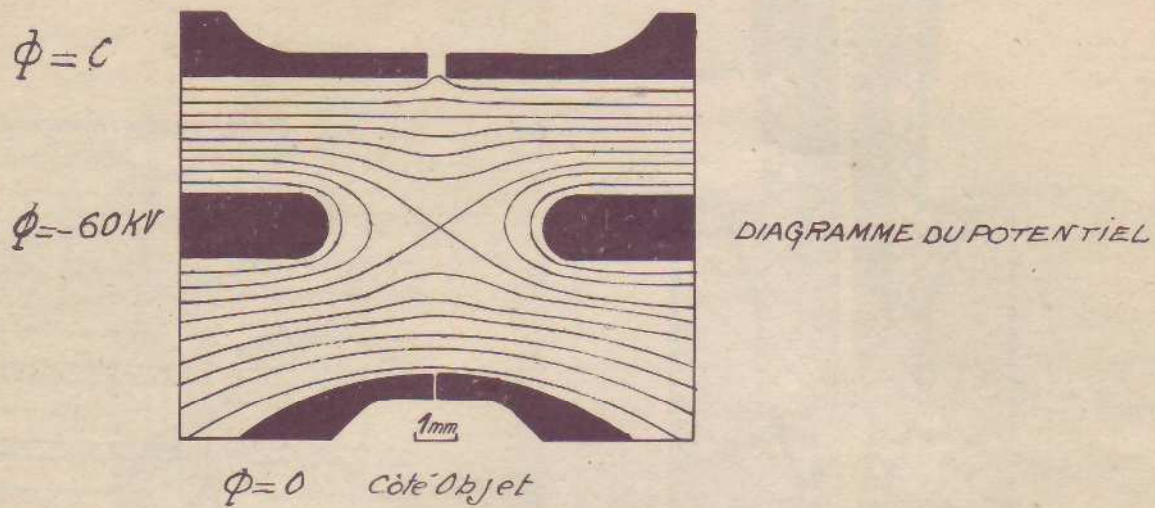
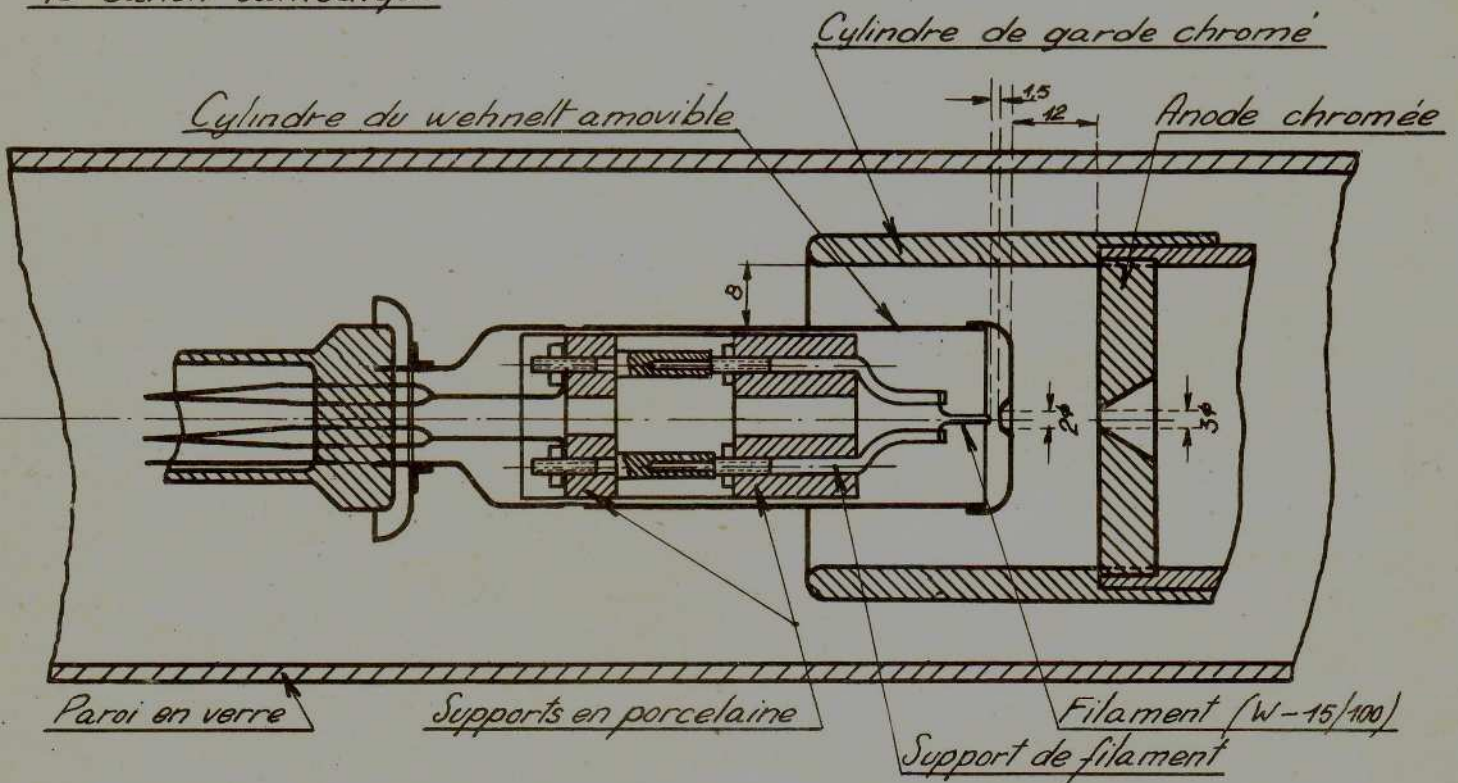
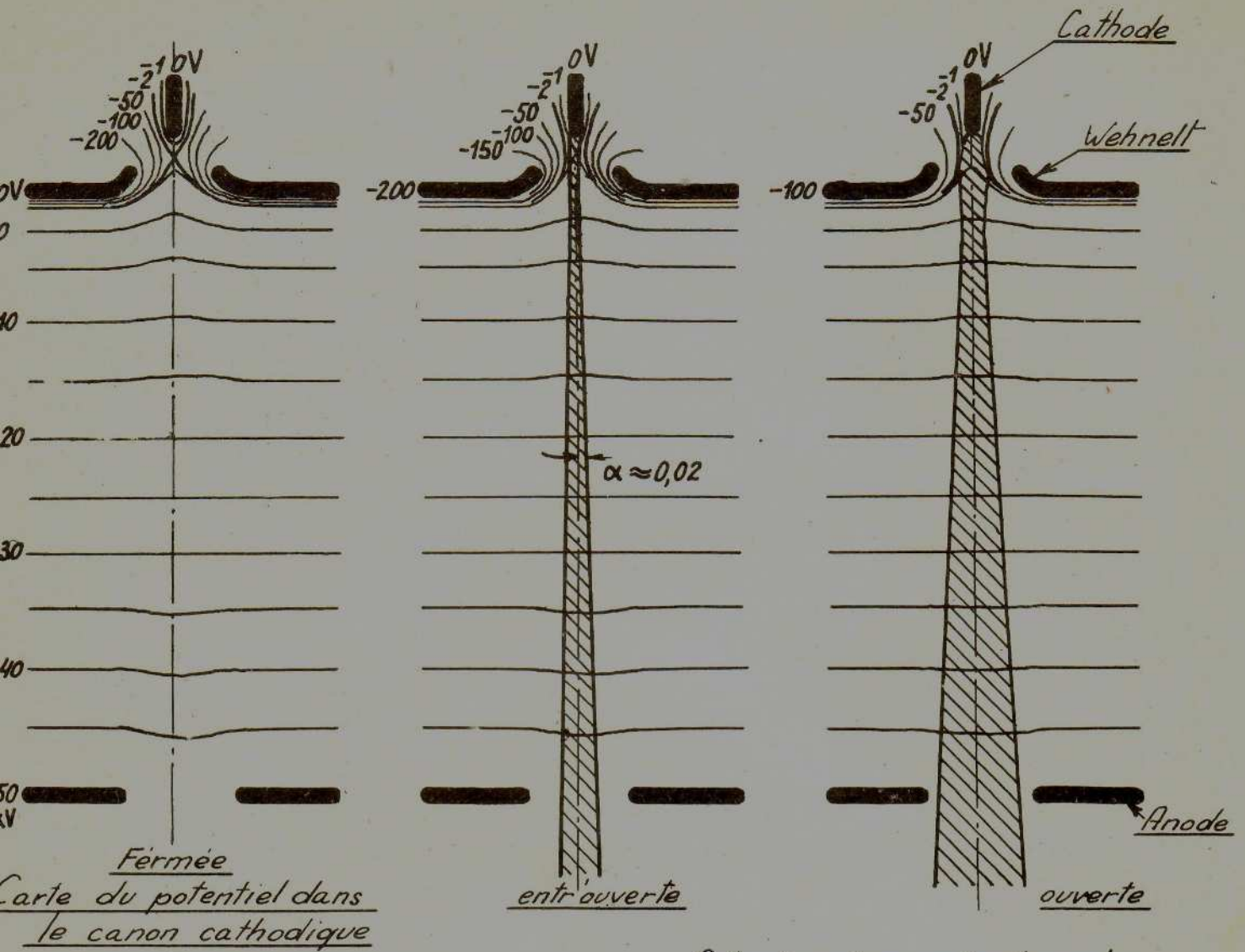


FIGURE 61

FIGURE 103 - Lentille électrostatique de H. Mahl (K) (L)





- Fig. 113 a - **CATHODE EN TUNGSTÈNE**
TENSION MAXIMA 80 KV