

## LENTILLE CORRIGÉE DE L'ASTIGMATISME ET SON UTILISATION POUR L'OBTENTION DE SONDES DE GRANDE BRILLANCE

R. CASTAING

Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques (O. N. E. R. A.)

Au cours de recherches sur l'analyse locale des alliages métalliques au moyen de sondes électroniques, nous nous sommes trouvé devant la nécessité d'obtenir une sonde de diamètre voisin de 1 micron et transportant un courant d'intensité maximum.

L'appareil utilisé pour la production de la sonde comporte un canon à électrons à filament de tungstène suivi de 2 lentilles réductrices.

La valeur théorique maximum de l'intensité du courant transporté par une sonde de diamètre donné peut être calculée par application de la loi de LAGRANGE-HELMHOLTZ, compte tenu de la tension accélératrice des électrons, de la température du filament et de son pouvoir émissif, et enfin du coefficient d'aberration sphérique de la seconde lentille réductrice.

La lentille que nous avons utilisée présente un coefficient d'aberration sphérique  $C_s = 20$  cm pour une distance focale de 14 mm. En admettant comme pouvoir émissif du filament de tungstène  $i = 2$  A/cm<sup>2</sup>, on trouve pour une tension accélératrice de 30 kV une intensité maximum :

$$I(1 \mu) = 2,0 \cdot 10^{-7} \text{ A pour une sonde de } 1 \mu \text{ de diamètre,}$$

$$I(2 \mu) = 1,25 \cdot 10^{-6} \text{ A pour une sonde de } 2 \mu \text{ de diamètre.}$$

Ces chiffres doivent être corrigés pour tenir compte du rendement du canon à électrons. Celui que nous utilisons est le canon normal du microscope C.S.F. Des mesures de rendement nous ont conduit à une valeur d'environ 8 %, en accord avec les résultats publiés antérieurement par BRUCK. Les intensités que l'on pouvait attendre étaient donc

$$I(1 \mu) = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ A pour une sonde de } 1 \mu \text{ de diamètre,}$$

$$I(2 \mu) = 1,0 \cdot 10^{-7} \text{ A pour une sonde de } 2 \mu \text{ de diamètre.}$$

La valeur de l'intensité obtenue sur une sonde de diamètre donné peut être vérifiée expérimentalement de la façon suivante : on mesure d'une part le courant du faisceau au moyen d'un cylindre de FARADAY, d'autre part le diamètre total de la sonde en cherchant à l'occulter par des fils métalliques de diamètre décroissant. Les fils que nous avons utilisés étaient constitués par l'extrémité d'aiguilles ordinaires amincies par polissage électrolytique. On peut ainsi obtenir à l'extrémité de l'aiguille une partie sensiblement cy-

lindrique dont le diamètre peut être inférieur à 1 micron, comme on peut s'en assurer par une mesure au microscope électronique. L'aiguille est placée dans le faisceau immédiatement au-dessous de la sonde puis la sonde est approchée progressivement de l'aiguille. Le montage est donc le même que celui d'un microscope à ombre et l'on peut observer sur l'écran fluorescent placé au bas de l'appareil une image de l'aiguille dont le grandissement va d'abord en croissant, puis décroît lorsque la sonde a traversé le plan de l'aiguille. Tant que le diamètre de l'aiguille est supérieur à celui de la sonde, il existe une position de mise au point pour laquelle l'image de l'aiguille couvre tout le champ. L'utilisation d'aiguilles de diamètres décroissants permet donc de déterminer le diamètre de la sonde pour un courant de faisceau donné.

Ces mesures nous ont conduit à deux constatations : tout d'abord, l'intensité maximum que l'on pouvait atteindre sur une sonde de 1 micron était

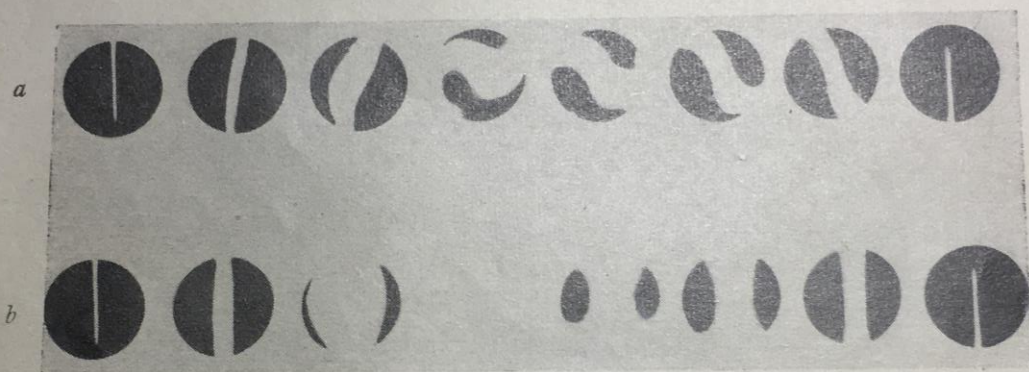


FIG. 1.

de l'ordre de  $4 \cdot 10^{-2}$  A, soit le quart de l'intensité maximum prévisible. De plus, la succession des images de l'aiguille ne présentait pas l'aspect que l'on aurait pu attendre (fig. 1 *b*), et qui résulte de la succession d'une distorsion en barillet et d'une distorsion en coussinet, la transition d'un type de distorsion à l'autre étant assurée par l'apparition de deux taches lumineuses qui, lorsque le diamètre de l'aiguille est égal à celui de la sonde, se présentent au moment où l'image de l'aiguille couvre tout le champ.

L'aspect obtenu en réalité est représenté par la figure 1 *a*.

Lorsque la sonde traverse le plan de l'aiguille, on observe une rotation de la partie centrale de l'image; celle-ci prend l'aspect d'un S qui tourne de  $180^\circ$ . Le renversement de l'image lors du passage de la sonde sur l'aiguille s'effectue donc par une rotation progressive et non de façon instantanée.

On peut aisément se rendre compte que ce phénomène est dû à l'astigmatisme de la seconde lentille réductrice; ce défaut est responsable à la fois de l'agrandissement du diamètre de la sonde et de la dissymétrie de la succession d'images obtenues. Cette succession d'images peut être prévue par

le calcul dans le cas simple d'une aiguille infiniment fine, si on assimile la surface d'onde au voisinage de l'axe et dans le milieu image à un ellipsoïde aplati dont les deux axes  $a$  et  $b$  perpendiculaires au rayon moyen sont légèrement différents et dont le sommet  $c$  est situé dans le plan principal image (fig. 2). Les constantes d'aberration sphérique  $C = \frac{C_s}{f}$  et d'astigmatisme  $C_e$  de la lentille peuvent être liées aux trois demi-axes  $a, b, c$ , par les relations :

$$C = \frac{a^2 + b^2 - 2c^2}{4c^2}, \quad C_e = \frac{a^2 - b^2}{2c},$$

les distances focales étant

$$f_1 = \frac{a^2}{c}, \quad f_2 = \frac{b^2}{c}.$$

On cherche parmi les normales à l'ellipsoïde celles qui s'appuient sur une droite  $D$  coupant perpendiculairement l'axe  $c$ , ces normales représentant les

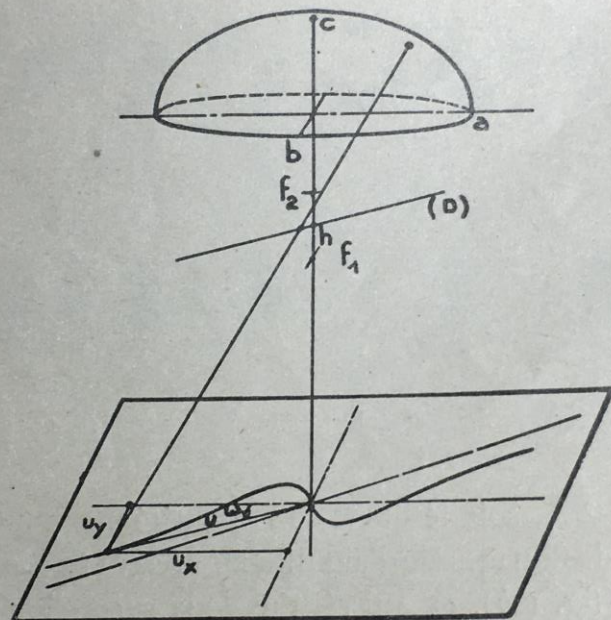


FIG. 2.

rayons occultés par l'aiguille supposée infiniment fine. La courbe à l'infini de la surface engendrée par ces normales représente l'ombre de l'aiguille sur l'écran fluorescent.

Soient  $\alpha$  l'angle de l'aiguille avec la focale  $a$ , et  $h$  la distance de l'aiguille au sommet de l'ellipsoïde.

Si la demi-ouverture correspondant à un point de l'image est  $u$  et ses composantes suivant les directions  $a$  et  $b$ ,  $u_x$  et  $u_y$ , l'équation générale des courbes images est

$$\sqrt{a^2 u_x^2 + b^2 u_y^2 + c^2} = \frac{(b^2 - c^2) u_y - m(a^2 - c^2) u_x}{(h - c)(u_y - m u_x)},$$

avec  $m = \tan \alpha$ .

Pour les points de la courbe qui ne sont pas trop éloignés sur la branche asymptotique, cette équation se ramène très sensiblement à

$$u^2 = \frac{b-f}{C_s} + \frac{C_e}{C_s} \frac{m + \operatorname{tg} \omega}{m - \operatorname{tg} \omega},$$

avec

$$f = \frac{f_1 + f_2}{2} \quad \text{et} \quad \omega = (\vec{a}, \vec{u}).$$

Le premier terme représente l'effet dû à l'aberration sphérique, le second l'effet dû à l'astigmatisme.

La succession des images obtenues par déplacement vertical de l'aiguille est représentée par la figure 3a. Les focales sont orientées suivant les deux axes  $x$  et  $y$  et on suppose que l'aiguille est inclinée à  $45^\circ$  des focales ( $m = 1$ ). La première courbe correspond à une aiguille située au-dessous des deux focales. La deuxième correspond au passage sur l'aiguille de la première focale. La partie centrale de l'image a tourné de  $\pi/4$ . A mi-distance entre les deux focales, la rotation est de  $\pi/2$  et, au passage sur la seconde focale, elle est de  $3\pi/4$ . Les courbes suivantes représentent la succession des images lorsque l'aiguille s'élève progressivement au-dessus des focales.

Les courbes de la figure 3 b représentent la succession des images obtenues soit pour une lentille dépourvue d'astigmatisme, soit pour une lentille astigmatique dont l'une des focales est parallèle à l'aiguille. Dans le premier cas, la courbe (C) est un cercle, dans le second, c'est une ellipse de très faible excentricité.

Revenons maintenant aux courbes (3 a) correspondant à une aiguille inclinée à  $45^\circ$  sur les focales et, en particulier, à celle dont la partie centrale a tourné de  $\pi/2$ . Si l'on calcule l'ouverture  $u$  correspondant au point où la courbe coupe l'axe des  $x$ , on obtient la valeur très simple

$$u = \sqrt{\frac{C_e}{C_s}}.$$

La constante d'astigmatisme peut donc être calculée de deux manières différentes par observation de la succession des images de l'aiguille sur l'écran fluorescent.

Tout d'abord, on peut mesurer la variation de tension qu'il faut appliquer à la lentille pour passer d'une image dont la partie centrale a tourné de  $\pi/4$  à une image dont la partie centrale a tourné de  $3\pi/4$ . On peut en déduire le déplacement correspondant de la sonde, qui est égal à  $2C_e$ .

On peut aussi mesurer, sur une photographie de l'image où la partie centrale a tourné de  $\pi/2$ , l'ouverture  $u$  pour laquelle l'image recoupe la direction de la deuxième focale. Connaissant l'aberration sphérique  $C_s$ , on en tire  $C_e$  par la relation

$$C_e = C_s u^2.$$

Nous avons fait ces mesures en employant comme aiguilles des fils de plexiglass obtenus par étirage d'une solution de plexiglass dans l'aniline. On peut obtenir ainsi des fils de diamètre inférieur à  $1\ 000\text{ \AA}$ . Ces fils étaient ensuite métallisés par évaporation sous vide de façon à éviter leur rupture sous l'impact du faisceau. La figure 3 c représente la succession des images obtenues à la demi-ouverture 5/100 environ par variation de la mise au point. Le diamètre du fil utilisé est de  $3\ 000\text{ \AA}$  environ, et la constante d'asti-

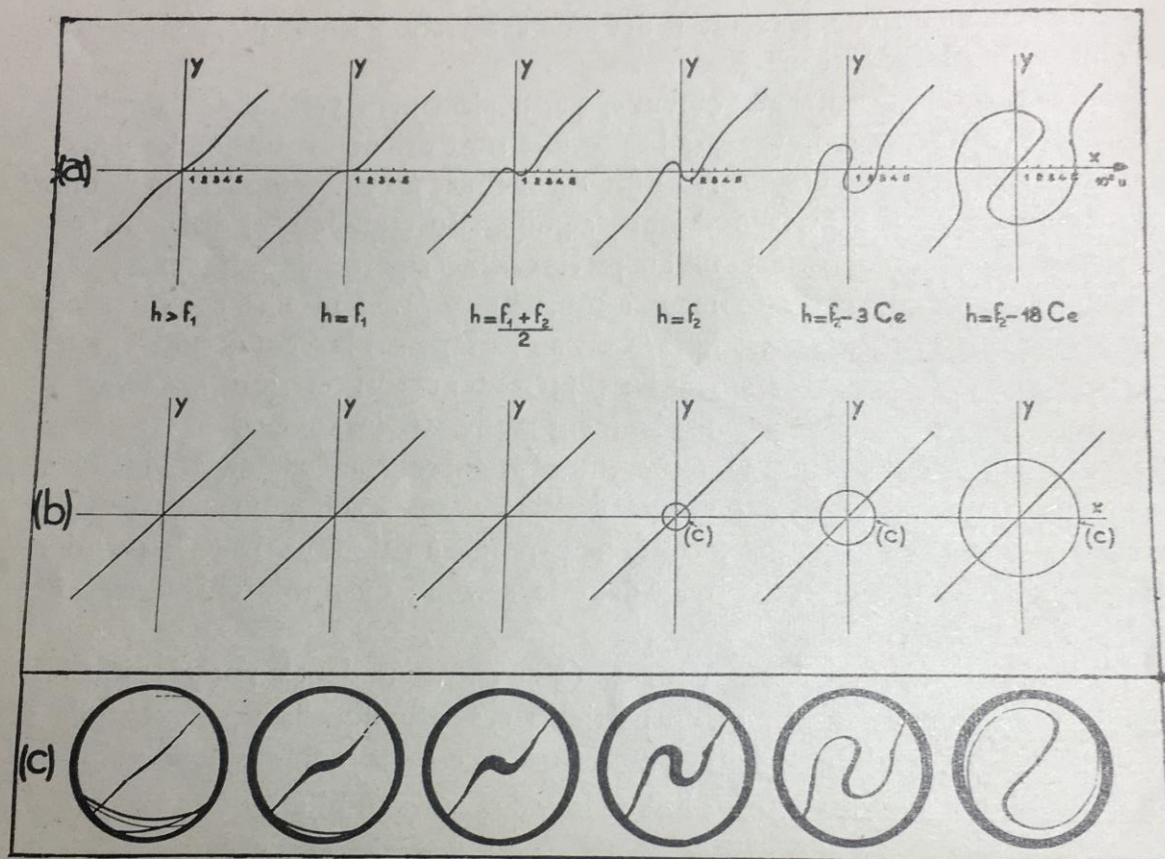


FIG. 3.

gmatisme voisine de  $30\text{ }\mu$ . Il s'agit là d'un astigmatisme artificiellement renforcé, l'astigmatisme naturel de la lentille récemment nettoyée étant d'environ  $10\text{ }\mu$ .

Nous avons utilisé cette méthode de détection de l'astigmatisme pour suivre sa variation lors de la mise en œuvre d'un dispositif correcteur analogue à celui proposé par BERTEIN en 1947. Ce dispositif est représenté par la figure 4. Il se compose de 6 tiges métalliques dont les extrémités arrondies sont disposées en hexagone régulier sur un cercle de  $2\text{ mm}$  de rayon, immédiatement au-dessous de la lentille. Ces tiges sont portées à des potentiels de la forme

$$V_K = v_1 \cos(\omega_1 - K\pi/3) + v_2 \cos(\omega_2 - 2K\pi/3),$$

$K$  représentant les numéros des tiges de 0 à 5. Le premier terme conduit sur les électrodes opposées à des potentiels opposés, et par suite à un déplacement de la sonde perpendiculairement à l'axe. Le second terme, qui correspond à des potentiels égaux sur électrodes opposées, introduit dans la lentille un astigmatisme supplémentaire dont l'importance est proportionnelle à  $v_2$  et dont l'une des focales fait, avec la tige n° 0 choisie pour origine, un angle  $\omega_2/2$ . La marche à suivre pour la correction de l'astigmatisme est donc la suivante :

On introduit dans le faisceau un anneau supportant un grand nombre de fils de plexiglass présentant toutes les orientations perpendiculairement à l'axe. On cherche alors la direction des fils dont l'image, par variation de la mise au point, ne subit pas de rotation. Cette direction est celle de l'une des focales. Soit  $\alpha$  l'angle qu'elle fait avec la tige n° 0. On règle, sur l'alimentation du système correcteur, le paramètre  $\omega_2$  à la valeur  $2\alpha$ . On choisit alors un second fil orienté à environ  $45^\circ$  du premier et on fait varier  $v_2$

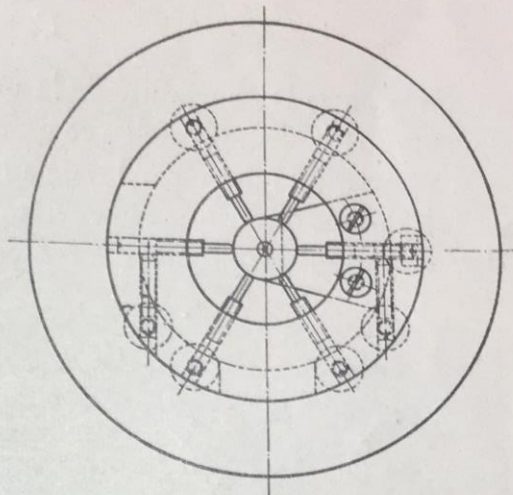


FIG. 4.

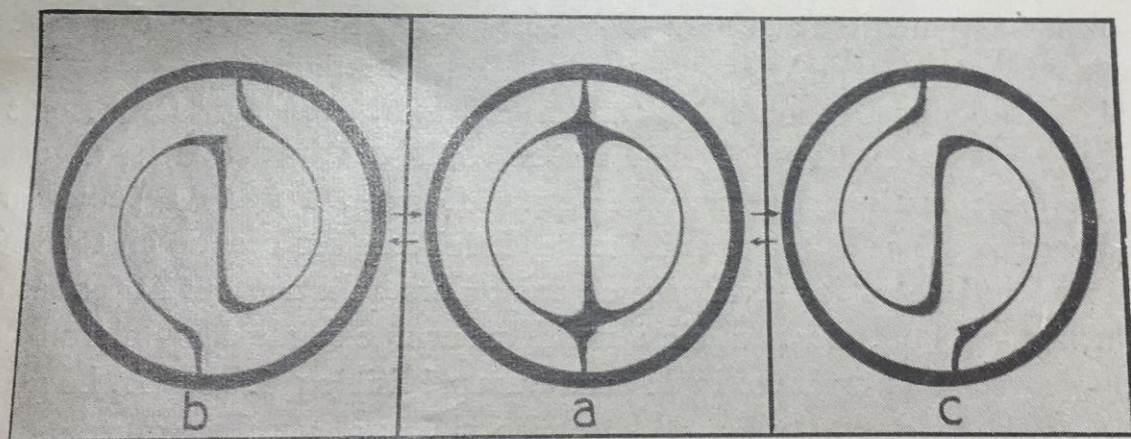


FIG. 5.

jusqu'à annuler la rotation de son image quand la mise au point varie. On revient alors au premier fil et on cherche à obtenir l'aspect « droite + cercle » représenté par la figure 5 a qui correspond à une lentille dépourvue d'astigmatisme. On obtient en général l'un des aspects représentés de part et d'autre (fig. 5 b et 5 c) que l'on corrige par une légère retouche sur  $\omega_2$ . Lorsque l'image « droite + cercle » est obtenue pour deux directions de fils à  $45^\circ$  l'une de l'autre, l'astigmatisme est parfaitement corrigé. Nous avons observé

qu'une variation de 3,5 V sur  $v_2$  suffisait à faire tendre l'image 5 a vers l'une ou l'autre des images 5 b et 5 c. Cette variation de 3,5 V correspond à une constante d'astigmatisme résiduel

$$C_e = 0,4 \mu,$$

ce qui montre la sensibilité de la méthode de détection. Un autre avantage de cette méthode consiste en ce qu'elle ne fait intervenir que la lentille seule et n'est pas influencée par les défauts extérieurs de l'appareil, en particulier les instabilités électriques et les vibrations mécaniques ou électromagnétiques. Une vibration par exemple fait osciller l'image entre les aspects représentés

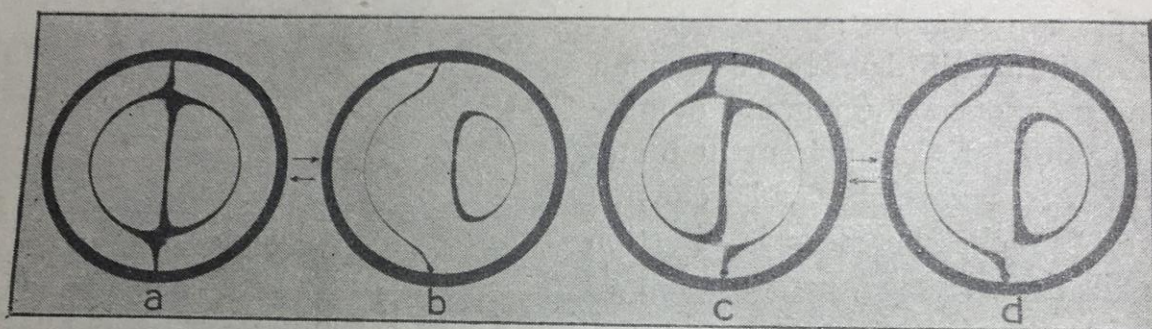


FIG. 6.

figures 6 a et 6 b dans le cas d'une lentille dépourvue d'astigmatisme (image moyenne à symétrie axiale) ou bien entre les aspects 6 c et 6 d (image moyenne dissymétrique) dans le cas d'une lentille astigmatique.

Si, une fois la correction d'astigmatisme effectuée, on reprend les mesures de faisceau à l'aide d'aiguilles de diamètre voisin de  $1 \mu$ , la succession des images présente l'aspect symétrique représenté figure 1 b et on peut voir que, pour un même diamètre de l'aiguille, le faisceau est occulté en totalité pour une certaine valeur de la mise au point alors qu'il ne pouvait pas l'être avant la correction. On peut ainsi atteindre sur une sonde de 1 micron de diamètre un courant très voisin du maximum prévisible  $1,6 \cdot 10^{-8}$  A. Le gain réalisé est d'un facteur 4 et serait encore bien plus important pour des sondes de faible diamètre, l'importance relative de l'astigmatisme augmentant quand l'ouverture diminue.