

**Cours Jean-Marie Guinot
1970-1972**

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE

RESUMES DES COURS D'OPTIQUE GEOMETRIQUE
ET INSTRUMENTALE

CHAPITRE I

Lumière : C'est un agent physique qui en impressionnant notre rétine nous renseigne sur la forme et la couleur des objets.

La lumière est constituée par des photons auxquels sont associées des ondes. L'énergie transportée par chaque photon a pour valeur $h.N$, h étant la constante de Planck ($6,547 \times 10^{-27}$ erg/sec.) et N étant la fréquence, en périodes par sec. de l'onde associée aux photons. L'aspect ondulatoire domine pour les études de propagation et d'utilisation de la lumière.

On peut donc, pour les applications, considérer la lumière comme un phénomène vibratoire se propageant à partir d'une source en transportant de l'énergie.

C'est au niveau de l'atome que des phénomènes ont lieu, donnant naissance au rayonnement lumineux. On les attribue aux transitions des électrons périphériques entre les différents niveaux d'énergie d'un atome préalablement excité.

Milieu : Toute partie de l'espace qui possède ou à laquelle on attribue des propriétés déterminées.

Un milieu autre que le vide s'en distingue par deux propriétés:

- la vitesse de la lumière dans ce milieu est inférieure à sa vitesse dans le vide
- il y a absorption de l'énergie lumineuse par le milieu.

Ces deux propriétés sont sélectives, c'est-à-dire qu'elles varient avec la longueur d'onde.

Corps optiquement isotrope : C'est un corps à partir duquel, à un point quelconque, la vitesse de propagation de la lumière est la même dans toutes les directions.

Corps anisotrope : la vitesse de propagation varie suivant la direction.

Corps homogène : deux quelconques de ses points jouissent de propriétés identiques.

Sources primaires : Le soleil, les lampes, les flammes etc...

Sources secondaires : Les corps éclairés, la lune, un écran réflecteur, les substances fluorescentes ...

Rayon lumineux : c'est une portion de droite parcourue par la lumière.

Un faisceau lumineux : est l'ensemble des rayons issus d'une même source ponctuelle.

Un faisceau est conique (homocentrique ou isogène) si les supports de tous les rayons passent par un même point appelé sommet du faisceau.

Le faisceau est convergent ou divergent selon la position du sommet du faisceau par rapport au sens de la lumière. Si le sommet du faisceau s'éloigne à l'infini, le faisceau devient parallèle ou cylindrique.

Un pinceau est un faisceau très étroit.

Un faisceau est caractérisé par son ouverture 2α , α étant l'angle générateur du cône.

L'angle Ω exprimé en stéradians (angle solide) est la mesure de la surface de la calotte découpée par le faisceau sur la sphère de rayon unité centrée au sommet.

Lumière simple et lumière complexe :

Si le mouvement qui part de la source lumineuse a une période unique T , la lumière est simple. Sa fréquence (nombre de périodes ou oscillations par seconde) est $N = \frac{1}{T}$ sa longueur d'onde dans le vide est $\lambda = c.T$

Une lumière simple produit sur l'oeil une sensation colorée différente suivant λ , on l'appelle lumière monochromatique (ou radiation monochromatique).

Si un rayonnement est composé de diverses radiations simples, on dit qu'il est complexe. La lumière émise comprend plusieurs mouvements vibratoires simples différents. La lumière solaire est complexe.

On évalue N en hertz

λ en microns ou en angströms Å et même en milli-angströms dites unités X.

$c = 2,98 \cdot 10^8$ m/s.

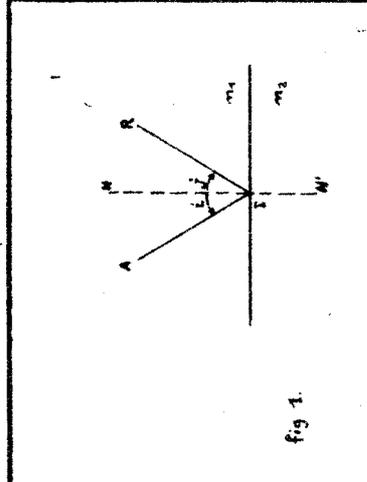


fig. 1.

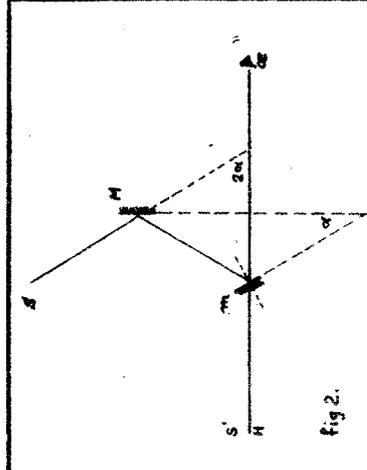


fig. 2.

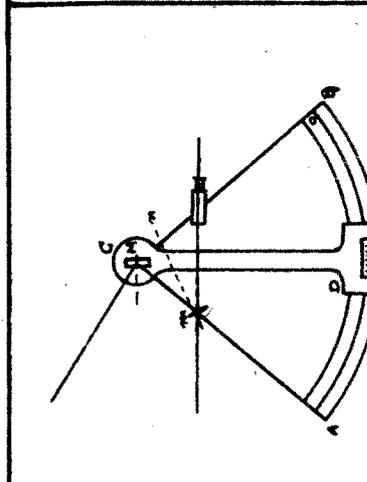


fig. 3.

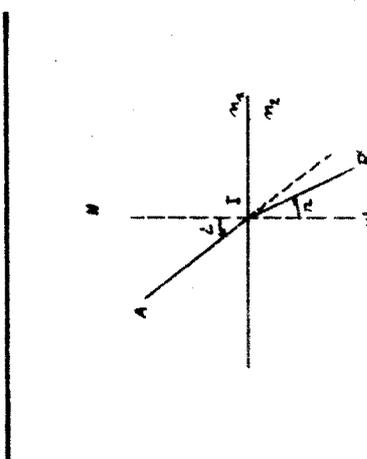


fig. 6.

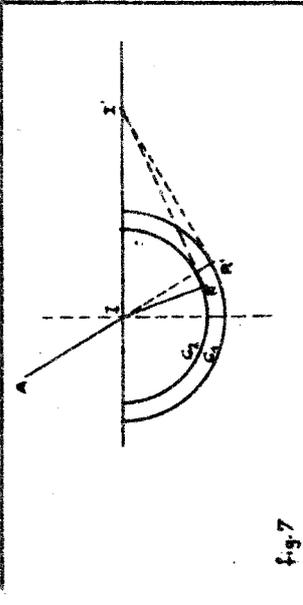


fig. 7.

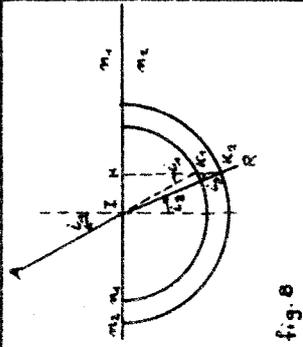


fig. 8.

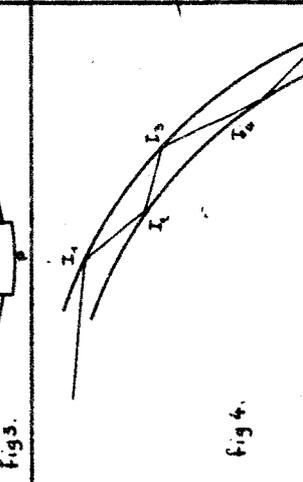


fig. 4.

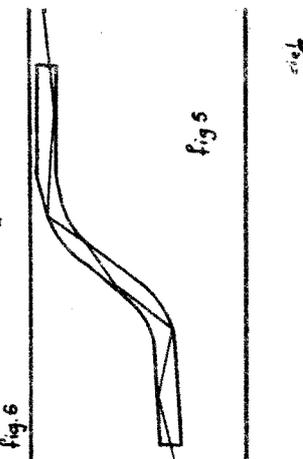


fig. 5.

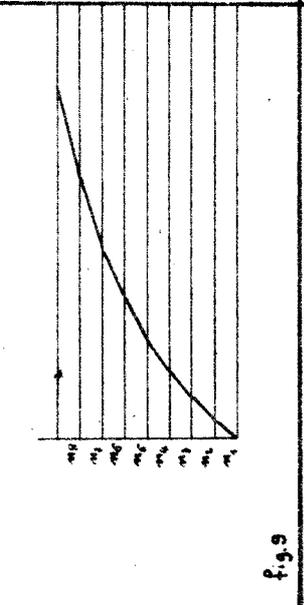


fig. 9.

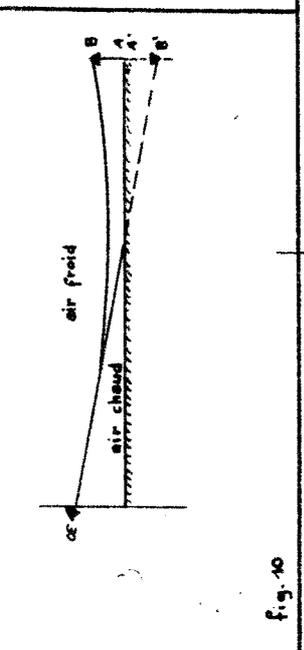


fig. 10.

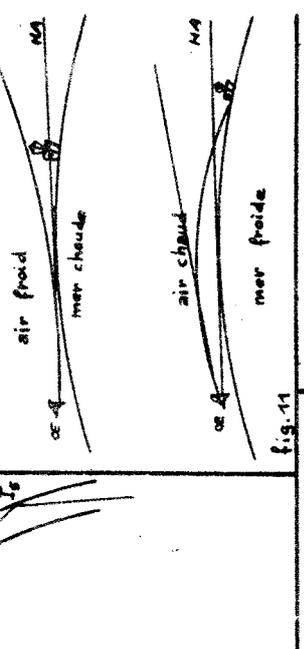


fig. 11.

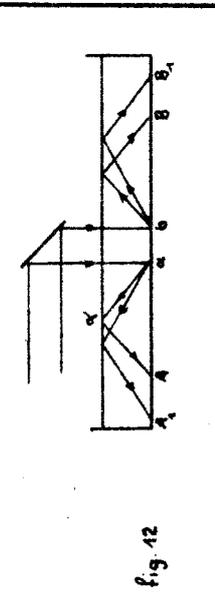


fig. 12.

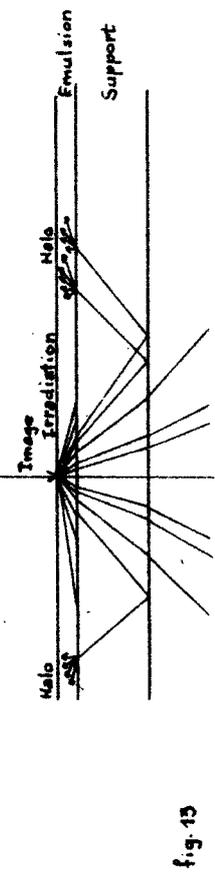


fig. 13.

L.T.P.C.
Optique Geometrique
J.M. GUINOT
1^{ere} CINE

CHAPITRE II

--

Réflexion - Réfraction :

Lorsqu'un rayon lumineux arrive à la surface de séparation de deux milieux, une partie de la lumière est renvoyée dans le premier milieu : c'est la réflexion régulière.

Le plan contenant le rayon incident AI et la normale IN à la surface de séparation est le plan d'incidence (fig.I).

Lois : 1) Le rayon réfléchi reste dans le plan d'incidence
2) L'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence.

Loi du retour inverse : à un incident RI correspond un réfléchi IA.

Si un miroir tourne d'un angle α autour d'un axe perpendiculaire au plan d'incidence, le rayon réfléchi tourne de l'angle 2α

Application : le sextant (fig.2-3).

Facteur de réflexion : c'est le rapport de l'intensité réfléchie à l'intensité incidente. Cette quantité dépend de l'angle d'incidence.

Pour du verre, le pouvoir réflecteur, calculé sous incidence normale, est voisin de 5 %.

Le facteur de réflexion des métaux est utilisé pour la confection de miroirs.

Les miroirs peuvent être en métal poli ou en verre métallisé sur sa surface externe. Métallisés au dos, ils ne sont pas utilisables en optique ou pour des prises de vues rapprochées (images doubles).

Le facteur de réflexion d'une surface varie avec l'état de poli et la propreté de la surface.

Pour l'argent bien poli, on a $\rho = 0,90$ (pour $\lambda = 550 \text{ m}$)
Habituellement ρ augmente quand λ augmente.

On réalise par projection cathodique sous vide (10^{-6} mm de Hg) des miroirs transparents. Ces miroirs, qui peuvent être transparents avec un coefficient différent allant de 10 à 90 % sont souvent utilisés pour diviser un faisceau en deux, l'un réfléchi et l'autre transmis.

La réfraction peut se produire à la limite de séparation de deux milieux transparents. S'il n'est pas normal à la surface de séparation, il subit une déviation appelée réfraction.

Lois de Snell - Descartes : 1) le rayon réfracté reste dans le plan d'incidence.

2) Pour deux milieux donnés il existe un rapport constant entre les sinus des angles d'incidence et de réfraction :

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n$$

n est l'indice du second milieu par rapport au premier pour la lumière monochromatique considérée (fig.6).

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

Si i_1 et i_2 sont assez petits, on utilise la formule de Kepler:

$$n_1 i_1 = n_2 i_2$$

Dans tous les milieux autres que le vide, une partie de l'énergie lumineuse qui se propage est absorbée et transformée en chaleur.

absorption du milieu ou opacité : = $\frac{\text{intensité à l'entrée}}{\text{intensité à la sortie}}$

Un milieu parfaitement transparent a comme opacité non pas 0 mais 1. Transmission du verre sous diverses épaisseurs :

en cm	1	2	4	6	8	10
transmission en %	99,5	99	98	97	96	95

Dans un milieu trouble il y a perte de lumière non seulement par transformation en chaleur, mais encore par diffusion. L'énergie qui frappe un grain de substance étrangère est renvoyée dans toutes les directions ; cette énergie n'est pas absorbée, mais elle est perdue pour le faisceau. Cette lumière diffusée est très souvent nuisible, surtout sous de grandes épaisseurs (diffusion moléculaire).

Les gaz purs, même privés de poussières diffusent la lumière sous de grandes épaisseurs, et surtout les courtes longueurs d'onde (bleu du ciel). Cette diffusion est augmentée lorsque l'air contient des corps étrangers (brouillards, poussières).

Facteur d'absorption α : rapport du flux absorbé par le milieu au flux incident.

Facteur de transmission τ : rapport du flux transmis au flux incident.

$$\rho = \frac{F_r}{F_i} \quad \alpha = \frac{F_a}{F_i} \quad \tau = \frac{F_t}{F_i}$$

$$\rho + \alpha + \tau = 1$$

Construction d'un rayon réfracté :

Construction de Huyghens : utilisant les surfaces d'onde (fig.7).

Du point d'incidence comme centre, on trace deux circonférences de rayons C_1 et C_2 proportionnels aux célérités de la lumière dans les milieux 1 et 2. On prolonge AI jusqu'à son intersection avec la circonférence C_1 en R'. La tangente à C_1 menée en R' coupe le dioptre en I' ; de ce point on mène la tangente à C_2 en R. Le point R est un point du rayon réfracté.

Construction de Reusch : (fig.8)

Du point d'incidence on trace deux circonférences de rayons proportionnels aux indices des milieux 1 et 2. Le prolongement de l'incident coupe la circonférence n_1 en K_1 . De ce point on abaisse une perpendiculaire sur le plan du dioptre. Cette perpendiculaire coupe la circonférence de rayon n_2 en un point K_2 qui est le réfracté IR.

(si le dioptre est courbe, il suffit de considérer le plan tangent à ce dioptre au point d'incidence).

Les triangles IHK_1 et IHK_2 permettent de retrouver la formule $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$.

A tout rayon incident correspond un rayon réfracté. Ces rayons sont de part et d'autre de la normale au point d'incidence ; le réfracté se rapproche de la normale si $i_1 = \frac{\pi}{2}$ l'angle i_2 prend la valeur l appelée angle de réfraction limite donnée par :

$$n_1 \sin \frac{\pi}{2} = n_2 \sin l \quad \text{d'où :} \quad \sin l = \frac{n_1}{n_2}$$

La courbe représentative de $i_2 = f(i_1)$ est croissante en différentiant la formule de Descartes et devient :

$$n_1 \cos i_1 di_1 = n_2 \cos i_2 di_2$$

d'où : $\frac{di_2}{di_1} = \frac{n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_2}$ dérivés toujours positive.

Si i_1 et i_2 sont très petits, $\cos i_1$ et $\cos i_2$ sont ≈ 1 .
Si l'incident passe de l'air à l'eau, l vaut $48^\circ 30'$. Pour les verres, l est inférieur à 42° et peut descendre à 24° pour les diamants.

Tout rayon qui se propage dans l'air pénètre dans l'eau. Il n'en est pas de même pour un rayon se propageant dans l'eau: il n'en sortira que si l'angle qu'il fait avec la normale est inférieur à 49 degrés.

Réflexion totale :

Dans le cas où la lumière passe après réfraction dans un milieu moins réfringent, le rayon réfracté s'écarte de la normale. Un rayon qui se propage dans l'eau ne passe dans l'air que s'il fait avec la normale un angle inférieur à 49° .

Si l'angle croît de 0 à 90° , l'angle i_2 croît plus rapidement puisque $i_2 > i_1$ donc i_2 atteindra 90° avant que i_1 ne dépasse une valeur qu'on appellera angle limite $l = \frac{n_2}{n_1}$.

Il y a réflexion totale sur la surface de séparation qui se comporte alors comme un miroir parfait.

Pour les verres les angles limites sont inférieurs à 42° . On les utilise dans de nombreux montages de préférence aux miroirs inclinés à 45° .

Quelques applications :

Guides de lumière utilisés dans les endoscopes (fig.5).

Transmission d'images, prismes à réflexion totale.

Principe des fontaines lumineuses.

Mirages inférieurs et supérieurs.

Le halo photographique est aussi la conséquence du phénomène de réflexion totale de la lumière dans la couche de l'émulsion.

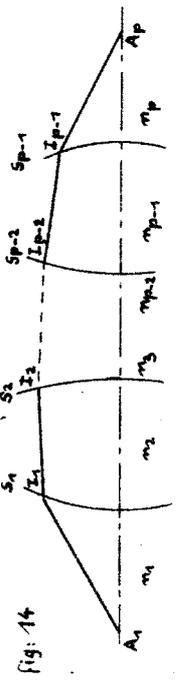


fig: 14

$$m_1 A_1 I_1 + m_2 A_2 I_2 + \dots + m_p I_{p-1} A_p = C \text{te}$$

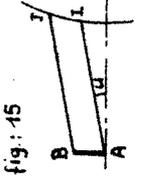


fig: 15

$$m AB \sin u = m' A' B' \sin u'$$

fig: 16

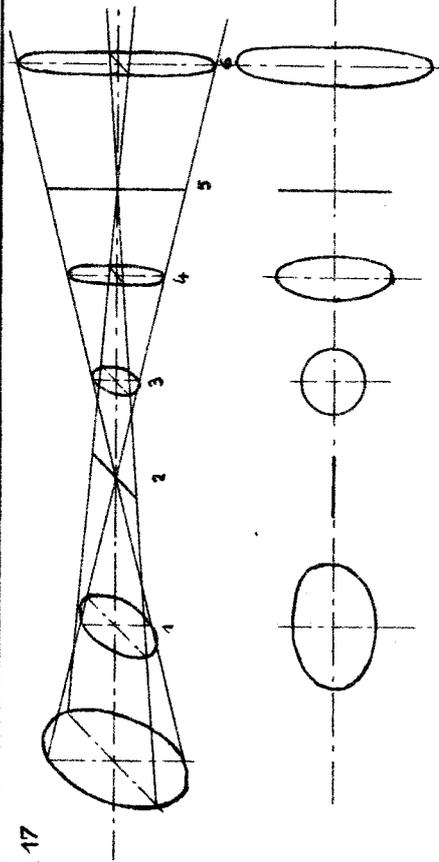


fig: 17

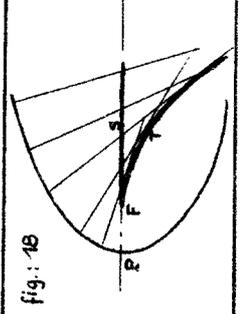


fig: 18

$$\bar{AI} + \bar{IA}' = C \text{te}$$

fig: 19

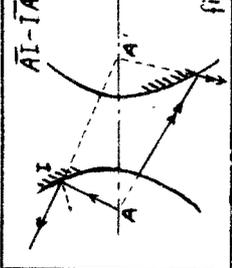


fig: 20

$$\bar{AI} - \bar{IA}' = C \text{te}$$

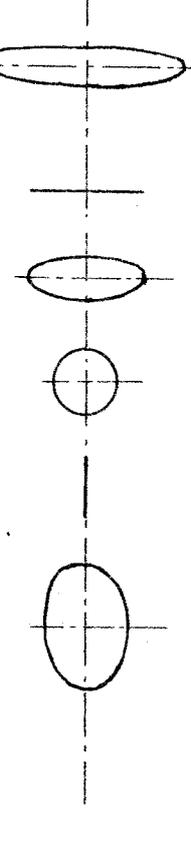


fig: 21

$$\bar{AI} + \bar{IA}' = C \text{te}$$

fig: 22

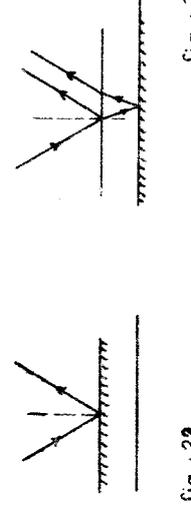


fig: 23

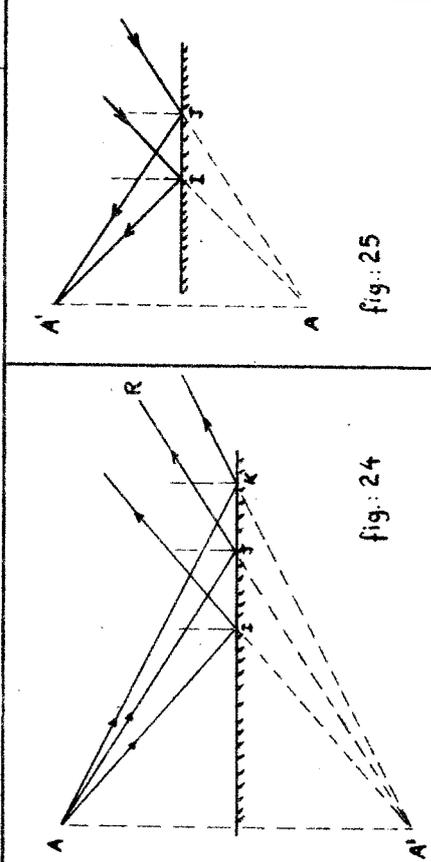


fig: 24

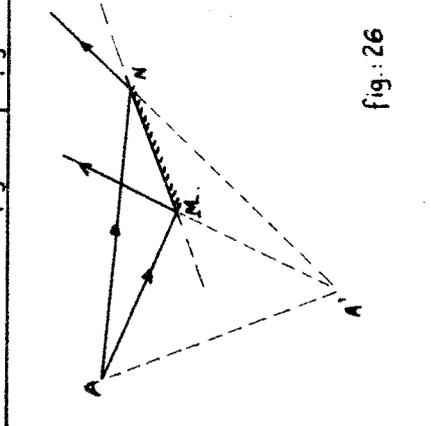


fig: 25

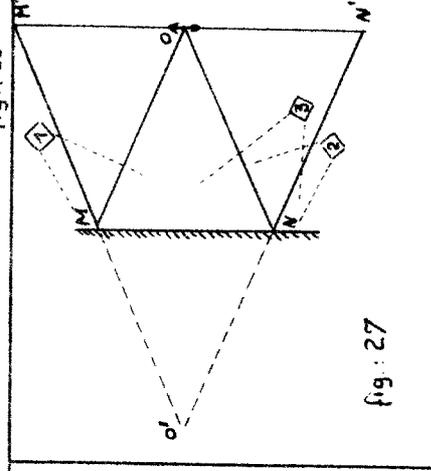


fig: 26

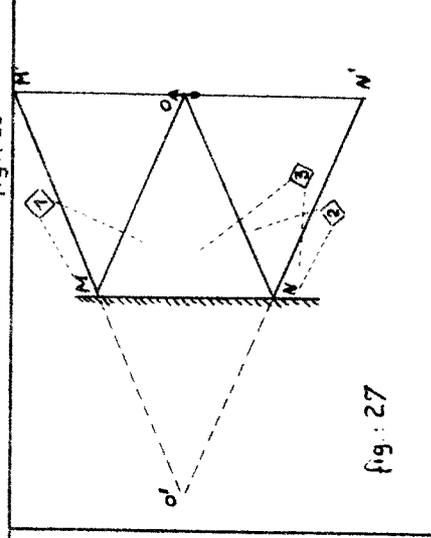


fig: 27

CHAPITRE III

--:-

Dans un milieu matériel, la vitesse de la lumière dépend de la nature du milieu, de la température, donc de la pression et de la fréquence de la radiation qui se propage.

Le chemin optique équivalent à une longueur A B parcourue dans un milieu matériel où la lumière se propage à la vitesse c_1 est :

$$(A B) = \overline{AB} \cdot \frac{c}{c_1} \quad \text{il est toujours plus grand que A B}$$

et toujours positif.

c étant la vitesse de la lumière dans le vide

$\frac{c}{c_1} = n_1$ l'indice absolu du milieu matériel, toujours plus grand que 1.

On admet que l'indice absolu d'un milieu est égal à son indice par rapport à l'air.

Le chemin optique est donc le produit de l'indice par le chemin géométrique. C'est le segment que parcourrait la lumière, dans le vide, en un temps égal.

Ainsi, à un trajet géométrique de 8 cm dans un verre (crown) d'indice $3/2$ correspond un chemin optique de 12 cm.

Principe de Fermat :

La durée et le chemin optiques qui séparent deux points entre lesquels s'échange de l'énergie lumineuse sont stationnaires. Cela signifie que le chemin optique suivi par la lu-

mière est minimum ou maximum par comparaison avec un chemin voisin quelconque (une quantité est stationnaire si la différentielle première est nulle).

Surface d'onde :

(Lieu géométrique des points atteints au même instant par les vibrations issues d'une source S).

On appelle surface d'onde une surface dont tous les points sont à une même distance optique du point S.

Théorème de Malus :

Après un nombre quelconque de réfractions ou de réflexions, les rayons lumineux issus d'un faisceau isogène restent normaux aux surfaces d'onde.

Images données par un instrument d'optique :

Quand un système optique transforme un cône de rayons incidents de sommet A en un cône de rayons émergents de sommet A' on dit que le point A' est l'image du point A.

Dans un instrument, il faut considérer deux domaines illimités :

- l'espace objet (u)
- l'espace image (u')

Si l'instrument est parfaitement constitué, ces espaces se correspondent point par point.

La position de l'instrument dans chacun d'eux conduit à les diviser en deux régions : l'une dite réelle et l'autre virtuelle.

Pour l'espace objet la région qui précède l'instrument est la région réelle ; celle qui le suit est dite virtuelle.

Un système est dit stigmatique pour le point A si tous

les rayons issus du point A donnent une image ponctuelle en A'.
L'équation qui définit un système stigmatique est :

$$(A_1 A_p) = \text{cte. (fig.14)}$$

Le temps mis par le mouvement lumineux pour aller de A_1 en A_p
en suivant n'importe quel rayon lumineux est invariable.

Tous ces chemins sont tautochrones.

Maxwell a défini trois conditions pour un instrument
parfait :

- le stigmatisme
- la planéité du champ
- l'orthoscopie

Seul un miroir plan parfait donnerait d'un objet quelconque une
image parfaite.

Les miroirs sphériques sont stigmatiques pour leur cen-
tre de courbure et pour tout point lumineux situé sur leur sur-
face réfléchissante.

Si un instrument ne réalise pas le stigmatisme rigoureux
et que les rayons formant l'image de A se concentrent dans un
élément de volume suffisamment petit pour que l'image A'
puisse être considérée comme un point, on dit qu'il y a stig-
matisme approché.

Le stigmatisme étant réalisé pour deux points A et A'
de l'axe d'un système, pour qu'il soit encore réalisé pour un
couple très voisin B B', B étant situé dans un plan de front de
A de telle façon que B' soit dans un plan de front de A' il
faut qu'il satisfasse à la condition dite des sinus ou encore
condition d'Abbe :

$$n' y' \sin u' = n y \sin u = 0 \quad (\text{fig.15})$$

q.q.soient u et u' on doit donc avoir :

$$\frac{\sin u'}{\sin u} = \text{cte.}$$

Les instruments stigmatiques qui satisfont de plus à cette condition sont dits aplanétiques.

Si nous considérons le point B voisin de A non plus dans le plan de front, mais se déplaçant sur l'axe, il faut satisfaire à la condition de Herschel :

$$\frac{\sin \frac{u'}{2}}{\sin \frac{u}{2}} = \text{cte.}$$

En général la condition de Herschel est incompatible avec la condition des sinus (et également avec la constance des rapports des tangentes qui exprime l'équation de Lagrange :

$$\frac{n' \operatorname{tg} u'}{n \operatorname{tg} u} = \frac{1}{g_y}$$

Ce n'est que dans le cas particulier où $|u'| = |u|$ que ces trois conditions sont compatibles.

Il sera donc pratiquement impossible de réaliser l'instrument parfait, c'est-à-dire stigmatique pour un élément de volume entourant le point A.

On dit que l'on est dans un domaine paraxial correspondant aux approximations de Gauss quand :

1) les faisceaux lumineux sont de faible ouverture (c'est-à-dire que le rayon le plus incliné fait encore un petit angle avec l'axe)

2) Ils tombent sur les surfaces optiques sous une incidence presque normale.

$$n' y' \sin u' = n y \sin u = 0 \quad (\text{fig.15})$$

q.q.soient u et u' on doit donc avoir :

$$\frac{\sin u'}{\sin u} = \text{cte.}$$

Les instruments stigmatiques qui satisfont de plus à cette condition sont dits aplanétiques.

Si nous considérons le point B voisin de A non plus dans le plan de front, mais se déplaçant sur l'axe, il faut satisfaire à la condition de Herschel :

$$\frac{\sin \frac{u'}{2}}{\sin \frac{u}{2}} = \text{cte.}$$

En général la condition de Herschel est incompatible avec la condition des sinus (et également avec la constance des rapports des tangentes qui exprime l'équation de Lagrange :

$$\frac{n' \operatorname{tg} u'}{n \operatorname{tg} u} = \frac{1}{g_y}$$

Ce n'est que dans le cas particulier où $|u'| = |u|$ que ces trois conditions sont compatibles.

Il sera donc pratiquement impossible de réaliser l'instrument parfait, c'est-à-dire stigmatique pour un élément de volume entourant le point A.

On dit que l'on est dans un domaine paraxial correspondant aux approximations de Gauss quand :

1) les faisceaux lumineux sont de faible ouverture (c'est-à-dire que le rayon le plus incliné fait encore un petit angle avec l'axe)

2) Ils tombent sur les surfaces optiques sous une incidence presque normale.

L'Astigmatisme (fig.17)

Quand un système optique n'est pas stigmatique pour un point P du milieu antérieur, les rayons émergents qui proviennent du point P ne coupent pas l'axe en un même point.

Le théorème de Malus nous dit que ces rayons restent normaux aux surfaces d'onde, après quelques réfractions ou réflexions.

Expérience : Eclairons la face plane d'une lentille plan-convexe par une source ponctuelle monochromatique A assez éloignée et située dans le plan horizontal de l'axe optique (plan de la figure).

La lentille étant fortement diaphragmée en D dans le plan conjugué du plan P contenant A; nous constatons que la trace du pinceau formant l'image A' a une forme variable. Pour deux positions particulières de A' on a des aires d'amincissement que l'on peut assimiler à des droites ; ces droites sur lesquelles s'appuient le pinceau émergent sont les focales de Sturm. Elles sont normales au rayon moyen (axe) et ont des directions rectangulaires, l'une est la focale tangentielle et l'autre est la focale radiale ou sagittale.

On mesure l'astigmatisme par la distance des deux focales.

Pour une position de l'écran entre les droites focales, la section du faisceau est un petit cercle qui représente le mieux le point A dans le milieu image : on l'appelle cercle de moindre diffusion.

En réduisant l'ouverture du diaphragme, on ne modifie pas la position des focales ; leur longueur seule diminue ainsi que l'aire du cercle A'.

Surfaces stigmatiques par réflexion :

L'ellipsoïde de révolution $\overline{AI} + \overline{IA'}$ = cte (fig.19)

L'hyperboloïde de révolution $\overline{AI} - \overline{IA'}$ = cte (fig.20)

La parabolôïde de révolution $\overline{AI} + \overline{IH}$ = cte (fig.21)

Un miroir elliptique transforme un faisceau divergent en faisceau convergent (et réciproquement).

Un miroir hyperbolique transforme un faisceau convergent en un autre faisceau convergent (et un faisceau divergent en un diver.).

Un miroir parabolique transforme un faisceau convergent ou divergent en un faisceau de rayons parallèles entre eux.

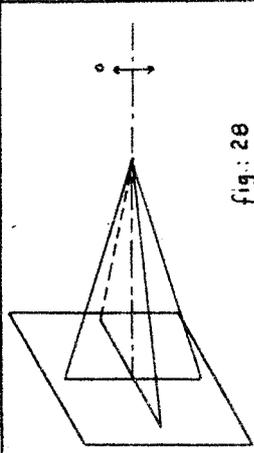


fig.: 28

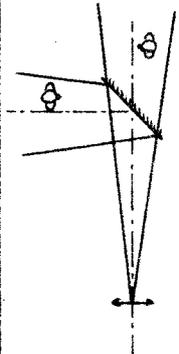


fig.: 29

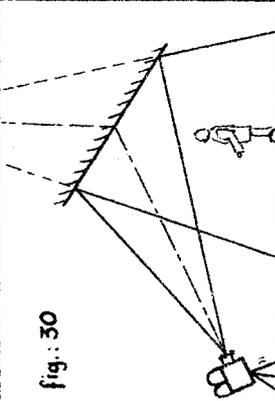


fig.: 30

fig.: 31

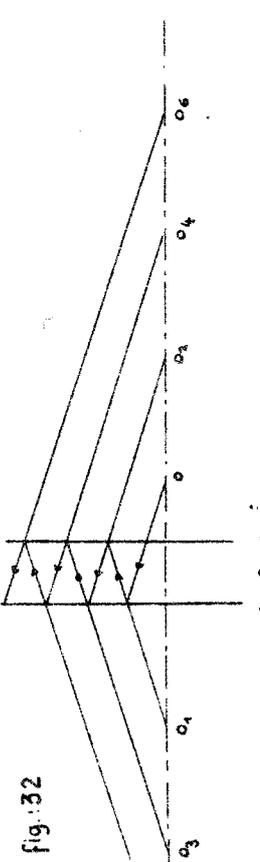
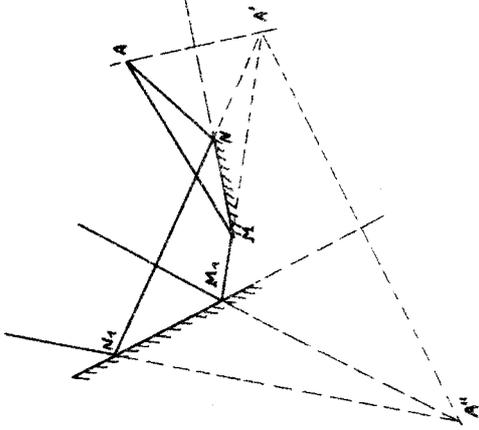


fig.: 32

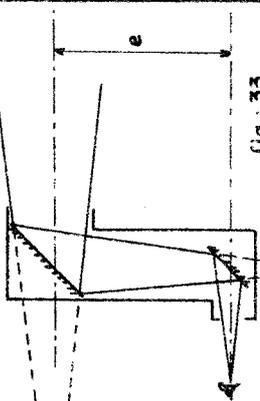


fig.: 33

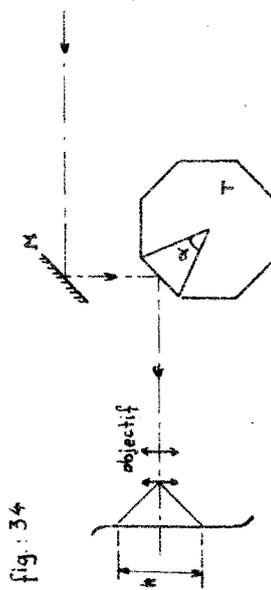


fig.: 34

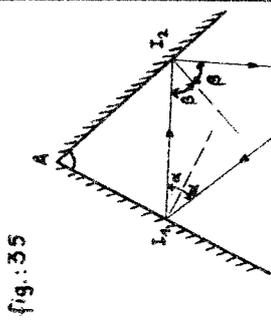


fig.: 35

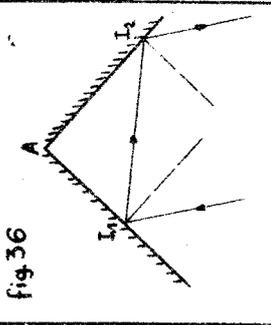


fig.: 36

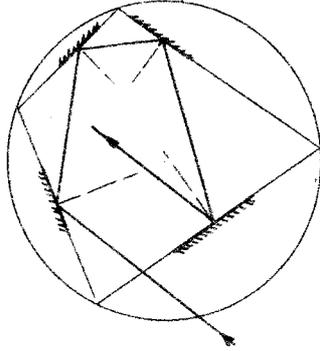


fig.: 37

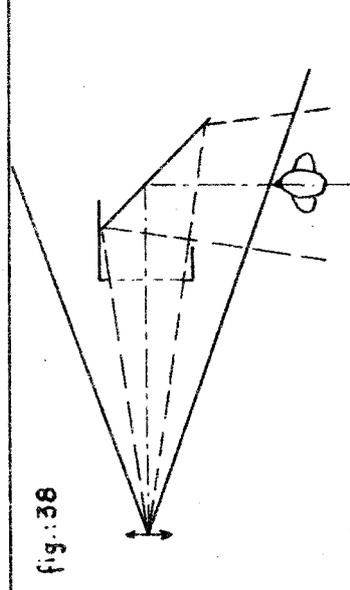


fig.: 38

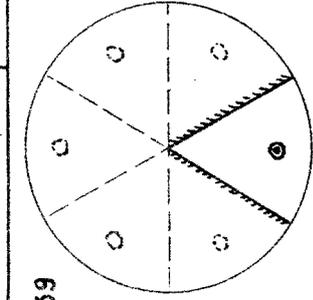


fig.: 39

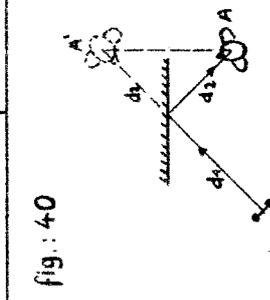


fig.: 40

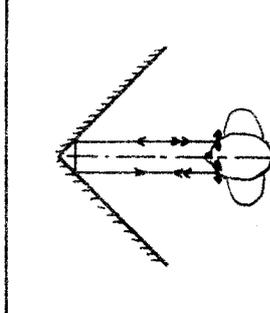


fig.: 41

CHAPITRE IV

-:-

Les Miroirs plans -

Dans les montages optiques, les miroirs sont toujours traités en surface afin d'éviter la double réflexion. On dépose sur la surface une mince pellicule métallique par pulvérisation sous vide. Ces couches peuvent être de chrome d'aluminium ou de fluor.

Pour la réalisation des miroirs, on donne la préférence à l'argent qui a un pouvoir réflecteur élevé. (95 % de la lumière incidente). On protège ce traitement par une couche d'environ 1/10 de micron de silice.

Le miroir plan est le seul système réalisant le stigmatisme rigoureux pour tout point de l'espace.

L'image est symétrique de l'objet par rapport au plan du miroir. Elle est égale à l'objet, mais ne lui est pas superposable.

Quand un miroir se déplace parallèlement à lui-même, l'image se déplace dans le même sens que le miroir et d'une longueur double.

Soit un faisceau lumineux issu du point A. (fig.24). Pour tracer le faisceau réfléchi par un miroir plan, il suffit de tracer pour les rayons extrêmes de la coupe du faisceau, les rayons réfléchis correspondants. Si le faisceau incident est divergent, le faisceau réfléchi est divergent et réciproquement.

Tout rayon réfléchi IR est le prolongement d'une droite A'J joignant l'image A (symétrique par rapport au plan du miroir) au point d'incidence J.

Le faisceau réfléchi est le même que si la source était en A', en supprimant le miroir.

Si le faisceau incident est convergent, l'objet est virtuel et l'image est réelle (fig.25).

Le champ d'un miroir est la portion cônica de l'espace vue dans le miroir par réflexion. Il est limité par les rayons du faisceau divergent réfléchis par les extrémités du miroir.

Un simple tracé de rayons montre qu'un observateur placé en O et dont le champ visuel couvre le miroir A B verra une portion du plan passant par O dont les dimensions sont doubles de celles du miroir (fig.27).

Association de deux miroirs plans (fig.31)

Du point A le champ vu dans les deux miroirs est obtenu en traçant le champ vu dans le miroir MN puis le faisceau réfléchi sur le miroir M'N' et ainsi de suite. Il suffit de tracer le symétrique A' de A par rapport au premier miroir puis A'' symétrique de A' par rapport au deuxième miroir, etc...

Si les miroirs sont parallèles : (fig.32)

Les images sont en nombre infini et sur une même droite normale aux miroirs A et B. L'objet peut être réel ou virtuel, se réfléchissant sur B, il donne une image virtuelle qui devient objet pour le miroir A. Si e est l'écart entre les deux miroirs, les images successives sont espacées de 2 e.

Périscope des "poilus" : (fig.33)

Il est composé de deux miroirs plans parallèles inclinés à 45° sur l'axe de visée. L'utilisateur a ainsi un point

de vue déplacé en hauteur, de valeur égale à l'écartement des miroirs.

Le périscope de sous-marin est basé sur le même principe, mais d'un montage beaucoup plus complexe. Il présente l'avantage de redresser l'image quand on balaye l'horizon. En effet, l'image tourne dans un plan vertical d'un angle égal à celui dont on fait tourner le miroir supérieur ou inférieur.

Les miroirs tournants :

Quand le miroir fait n tours par seconde, l'image fait $2n$ tours. Le miroir tournant est précieux pour étudier les phénomènes rapides. Il montre simultanément les aspects successifs d'un phénomène.

Zeitlupe (fig.34) de Erneman : c'est un appareil imaginé pour la cinématographie rapide.

Le faisceau lumineux tombe d'abord sur le miroir M qui le réfléchit sur le tambour, qui à son tour le renvoie dans l'objectif. Le mouvement du film et la rotation du miroir sont combinés de façon que la vitesse du faisceau réfléchi par le miroir soit égale à celle du film.

Déviations d'un faisceau lumineux par des miroirs concourants :

La déviation en I_1 est $\pi - 2\alpha$, en I_2 elle est $\pi - 2\beta$. Si A est l'angle des deux miroirs, la déviation définitive est $2\pi - 2A$.

Si quatre miroirs plans forment un quadrilatère inscriptible, le rayon émergent est parallèle au rayon incident et de même sens.

Le Kaléidoscope : (fig.39)

C'est une application souvent utilisée des réflexions successives obtenues avec deux miroirs à 60° . Il donne cinq ima-

ges d'un objet placé dans le dièdre. Le lieu des images est une circonférence dont le plan est normal à l'intersection des miroirs et dont le centre est sur cette intersection.

Prises de vue dans un miroir (fig.40) :

L'acteur A est photographié dans un miroir. Le point doit être fait sur l'image A' donc à une distance de : $d_1 + d_2$.

Miroir des comédiens (fig.41) :

Un miroir plan nous donne une image symétrique qui n'est donc pas superposable à l'objet. Un comédien qui répète son jeu d'expression devant un miroir désire se voir tel que les spectateurs le verront. Il suffit qu'il se regarde dans l'axe bissecteur de deux miroirs à 90° qui lui donneront cette image.

Cataphote :

Après réflexion sur un trièdre trirectangle, un rayon lumineux sort parallèlement à lui-même et de sens opposé quelle que soit son incidence dans le trièdre.

Glace séparatrice (fig.29) :

En prise de vue il est souvent intéressant de faire une surimpression directe soit d'un paysage ou d'un titre ; on peut à cet effet utiliser une glace partiellement réfléchissante.

Si l'on veut faire une prise de vue montrant une scène du dessus, il est souvent préférable d'utiliser un miroir placé au-dessus de la scène. Ainsi le point de vue sera placé au-dessus des acteurs (fig.30).

Quand on dispose les projecteurs pour éclairer une surface plane il est bon de les placer hors de l'angle de champ qui serait réfléchi si la surface était un miroir (fig.27).

Les projecteurs 1 et 2 sont hors du champ de l'objectif alors

qu'en 3 on risque d'avoir des reflets sur la surface.

Le praxinoscope de Reynaud :

C'est une ingénieuse utilisation de miroirs plans disposés sur un cylindre tournant. Ce dispositif réalise un enchaînement progressif des images qui sont vues au centre de rotation du cylindre (fig.44). On peut observer ces images soit directement, soit les projeter, comme faisait Reynaud dans le Théâtre optique (fig.45) (voir Histoire du Cinéma de Jean Vivié).

Optique Géométrique J.M. Guinot
 Planche : 4

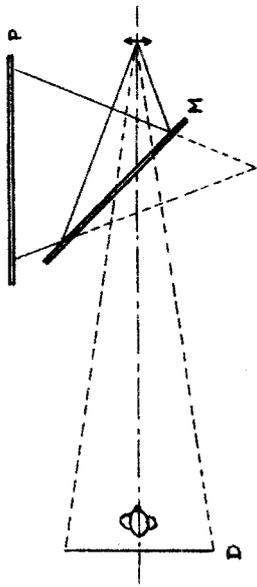


fig. 42

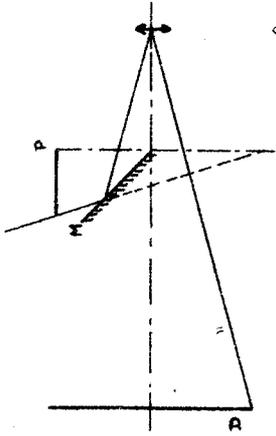


fig. 43

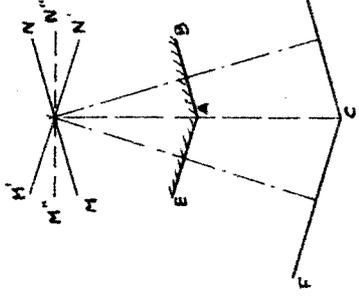


fig. 44

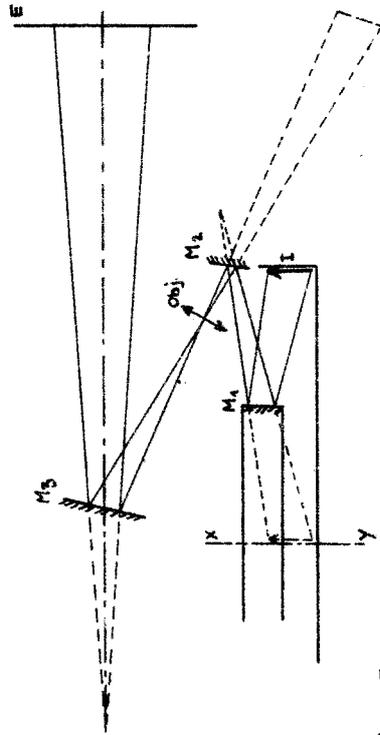


fig. 45

fig. 61

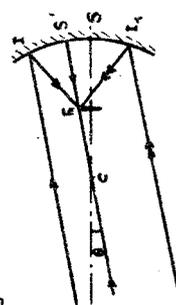


fig. 62

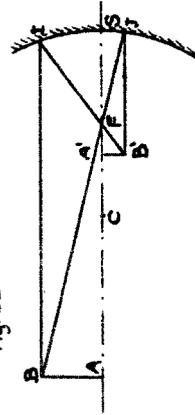


fig. 57

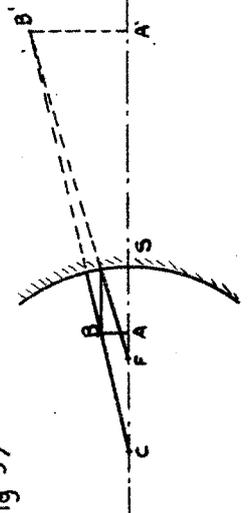


fig. 58

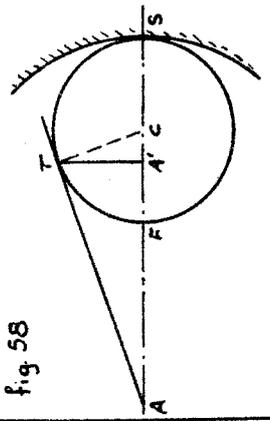


fig. 59

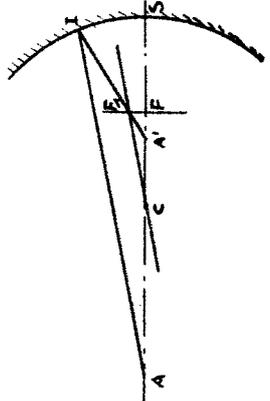


fig. 60

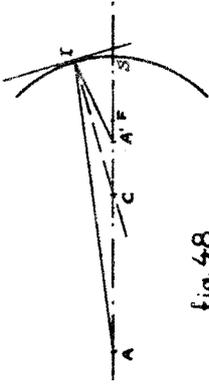


fig. 48

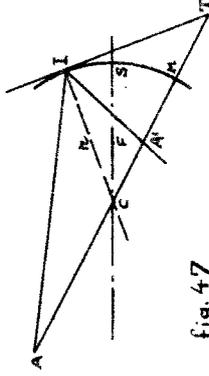


fig. 47

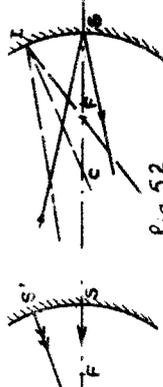


fig. 52

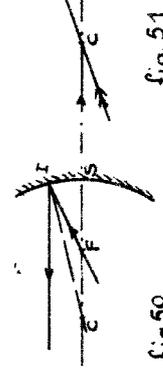


fig. 51

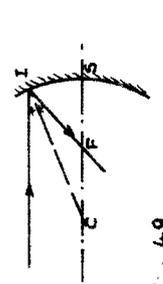


fig. 50

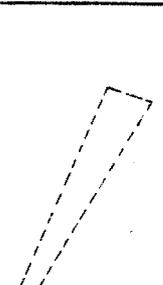


fig. 49

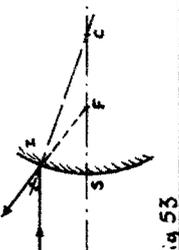


fig. 53

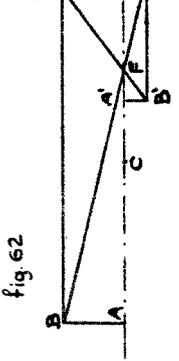


fig. 54

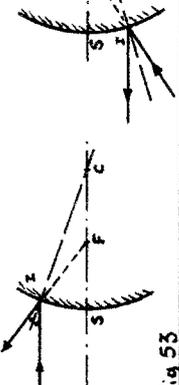


fig. 55

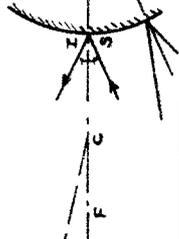


fig. 56

CHAPITRE V

-:-

Les miroirs sphériques -

Ce sont des miroirs dont la surface réfléchissante est une calotte sphérique.

Si le miroir est concave, il est convergent ; s'il est convexe, il est divergent.

L'axe du miroir est une droite passant par le sommet de la calotte et le centre de courbure (axe principal).

L'angle d'ouverture du miroir est celui formé par les rayons passant par les bords du miroir (fig.46).

Tout rayon passant par le centre du miroir se réfléchit suivant le rayon incident en changeant de sens.

Le miroir sphérique est stigmatique pour son centre, et pour tout point de sa surface. Dans les autres cas, il n'y a que stigmatisme approché. Les images ne sont acceptables que pour des rayons assez voisins de l'axe, ce sont des rayons paraxiaux ou centraux. Un miroir sphérique n'est utilisable dans les approximations de Gauss que si son angle d'ouverture est assez faible, environ 3° .

Si un faisceau de rayons parallèles à l'axe tombe sur un miroir sphérique concave de faible ouverture, après réflexion, il converge en un point F appelé foyer. La loi du retour inverse de la lumière montre que tous les rayons issus de F sont réfléchis parallèlement à l'axe.

L'image et l'objet vont toujours en sens inverse et coïncident au centre de courbure C et au sommet S.

Un moyen rapide de situer le centre de courbure d'un miroir concave consiste à déplacer un objet au voisinage de l'axe jusqu'au moment où l'image aura la même grandeur que l'objet : il est alors au centre.

Formule fondamentale du miroir sphérique (fig.47) :

Soit A un point objet situé en avant du miroir. Le rayon AC se réfléchit sur lui-même. Le rayon AI subit la loi de réflexion sur le plan tangent au point d'incidence I et se réfléchit en IA'. Le point A' étant à l'intersection des deux rayons réfléchis est l'image de A.

IC et IT étant bissectrices de l'angle AIA' les points TCA'A forment une division harmonique et on a :

$$\frac{I}{CA} + \frac{I}{CA'} = \frac{-2}{CT} \quad \text{mais} \quad CT = \frac{CI}{\cos \omega}$$

$$\text{d'où} \quad \frac{I}{CA} + \frac{I}{CA'} = 2 \frac{\cos \omega}{CI} \quad \text{ou} \quad \boxed{\frac{I}{x} + \frac{I}{x'} = 2 \frac{\cos \omega}{r}}$$

Pour construire l'image d'un objet nous pouvons utiliser les 4 rayons suivants : (fig.49 à 56) :

- le rayon parallèle à l'axe qui se réfléchit en passant par le foyer
- le rayon qui passe par F et se réfléchit parallèlement à l'axe
- le rayon qui passe par le centre et se réfléchit sur lui-même
- le rayon qui se réfléchit en S est symétrique par rapport à l'axe principal.

Plan focal : L'image d'un objet situé à l'infini et de petit diamètre apparent est un élément du plan de front passant par le foyer image, c'est le plan focal image.

De même un élément de plan dont l'image est à l'infini est le plan focal objet.

Les plans focaux objet et image d'un miroir sont confondus. (fig.61). Le foyer est toujours au milieu de SC.

Formules des miroirs sphériques :

1) Origine au centre : (fig.47 et 48)

$$\frac{1}{CA} + \frac{1}{CA'} = \frac{2}{CS} \quad g_y = - \frac{\overline{CA'}}{CA} = \frac{x'}{x}$$

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{x'} = \frac{2}{r}$$

2) Origine au sommet :

$$\frac{1}{SA} + \frac{1}{SA'} = \frac{2}{SC} = \frac{1}{SF} \quad g_y = - \frac{\overline{SA'}}{SA} = - \frac{p'}{p}$$

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{2}{r} = \frac{1}{f} \quad \text{équation de Descartes d'où :}$$

$$p' = \frac{pf}{p-f}$$

3) Origine au foyer : (fig.62)

F et F' sont confondus $f = f'$

$$\overline{FA} \times \overline{FA'} = \overline{FC}^2 \quad \text{on pose } q = FA \quad q' = FA'$$

$$q \cdot q' = f^2 \quad \text{équation de Newton}$$

$$g_y = \frac{y'}{y} = - \frac{f}{q} = - \frac{q'}{f}$$

Un objet situé à une distance $n f$ du foyer F a son image qui lui est distante de $\frac{f}{n}$ et le grandissement est $\frac{1}{n}$

$q \cdot q'$ est toujours positif et A et A' sont toujours d'un même côté du foyer.

La formule de Descartes est établie pour un objet situé au-delà des centres des miroirs (fig.62) et valable si l'objet est situé entre C et F . (fig.67) ; il suffit de changer A en A' et A' en A . Elle est valable aussi si l'objet est entre le plan focal et le miroir (fig.68) mais elle devient alors :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$$

4) Si l'objet est virtuel, l'image réelle est entre le miroir et le plan focal : la formule se déduit :

$$\frac{-1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$$

$\frac{1}{p}$ et $\frac{1}{p'}$ sont appelés proximités de l'objet et de l'image.

$\frac{1}{f}$ est la convergence du miroir ou puissance.

Les proximités et convergences sont des grandeurs algébriques évaluées en dioptries ($1 D = 1 m^{-1}$).

- Construction du conjugué de A sur l'axe principal (fig.58) :

- de centre F on trace une circonférence de diamètre CS ; de A on mène la tangente à la circonférence, la projection de T sur l'axe détermine le point A' .

-a) miroir concave : (fig.59) traçons un rayon incident AI ; par C une parallèle à AI coupe le plan focal en F_1 qui est un point du rayon réfléchi. Le prolongement de $I F_1$ coupe l'axe en A' .

b) miroir convexe (fig.60) : le rayon incident AI coupe le plan focal en F_1 . De I on mène la parallèle à $F_1 C$, elle coupe l'axe en A'. La direction de I A' est celle du rayon réfléchi.

Position de l'image :

- miroirs concaves (fig.63-69)

1) Les miroirs concaves sont convergents c'est-à-dire que les faisceaux réfléchis sont plus convergents ou moins divergents que les faisceaux incidents.

2) le foyer est réel.

- miroirs convexes :

1) Les miroirs convexes sont divergents, c'est-à-dire que les faisceaux réfléchis sont plus divergents ou moins convergents que les faisceaux incidents.

2) Le foyer est virtuel.

3) Tous les objets réels ont une image droite virtuelle et rapetissée, située entre le miroir et son plan focal.

La formule de Descartes s'écrit :

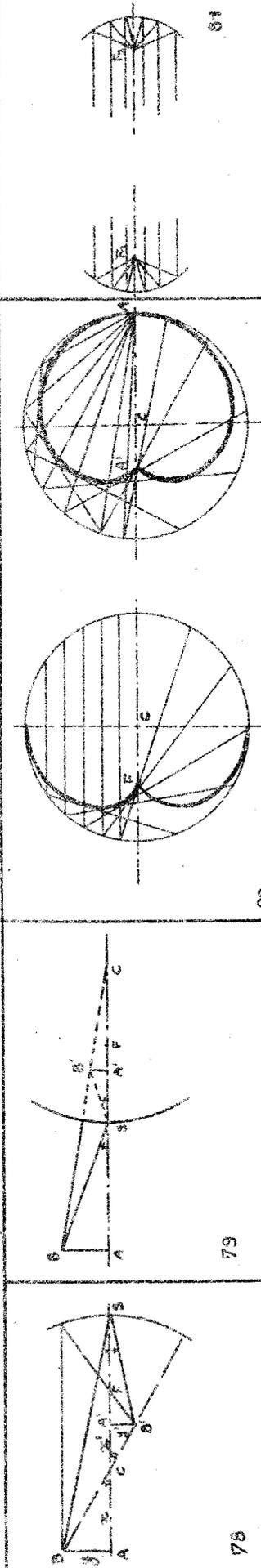
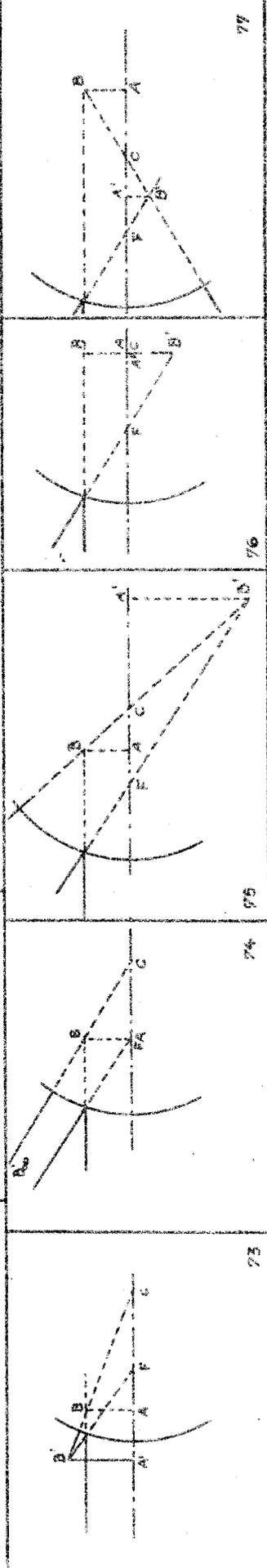
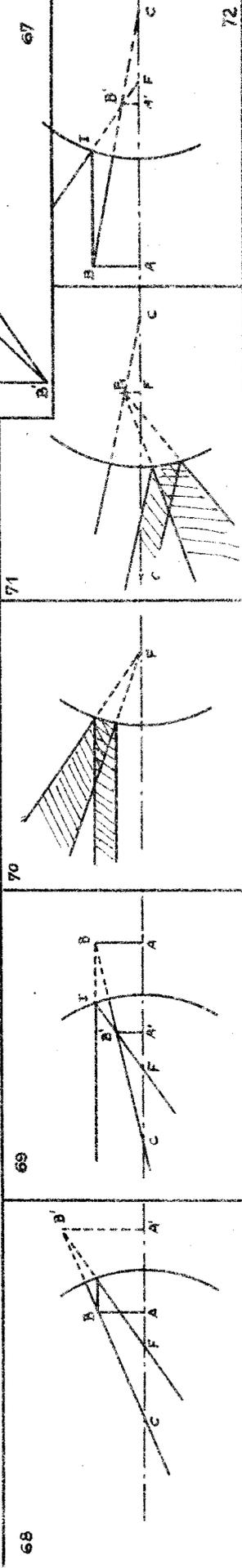
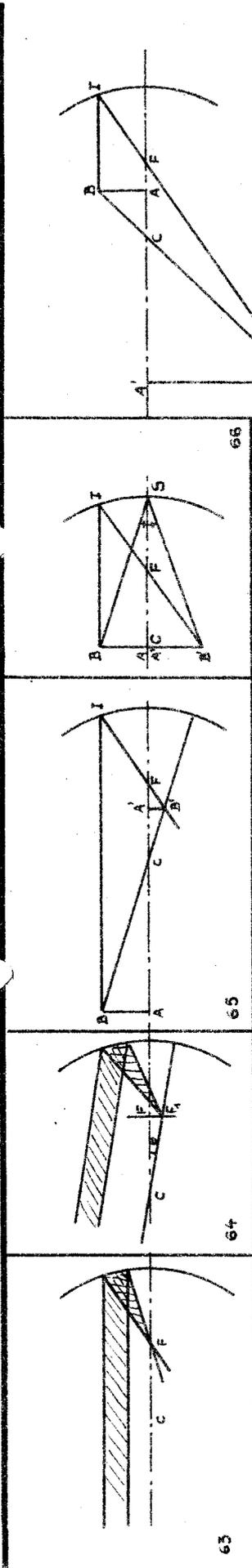
a) objet réel - image virtuelle $\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f}$

b) objet virtuel - image réelle $-\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f}$

c) objet virtuel - image virtuelle $\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f}$

L'image et l'objet sont vus sous le même angle apparent du sommet du miroir ou du centre de courbure (fig.77-78).

Le grandissement transversal est : $g_y = \frac{y'}{y} = \frac{p'}{p} = \frac{x'}{x}$



Optique Géométrique
J.M. Guinot Planche: 5

Surfaces caustiques :

Après réflexion sur le miroir les rayons réfléchis enveloppent une courbe (méridienne de la surface caustique). Cette courbe possède un point de rebroussement A' (image de A) situé sur A C.

Surface caustique d'un miroir sphérique pour un point situé à l'infini voir fig.80-1 ou pour un point situé sur la sphère voir fig.80-2.

Applications :

- Miroirs conjugués : (fig.81)
- Lampe de projecteur (fig.82) le filament est placé dans un plan de front au centre du miroir
- Miroirs concaves dans les appareils de projection (fig.83): ils sont d'apparence sphérique, mais en réalité paraboliques: leur courbure est plus accentuée vers le sommet que sur les bords.
- Bloc laboratoire Xénon (fig.84)
- Télescopes catoptriques (à miroirs) type Newton (fig.85) type Cassegrain (fig.87) ou Gregory (fig.86).
- Télescope de Schmidt, objectif photographique destiné à l'astronomie (fig.88).

On le corrige à l'aide d'une lame compensatrice en glace dont une face est plane et l'autre asphérique (fig.89).

Téléobjectifs à miroirs :

Miropolar (O.P.L.) 500 mm pour 24x36 : du type Cassegrain, évite l'emploi de la lame asphérique de Schmidt (fig.93).

Mirotar (Zeiss) 1000 mm pour 24x36 et 6x6 (fig.91)

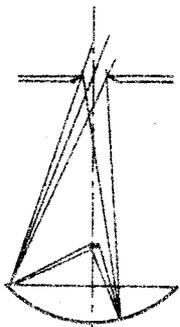
- Objectif catadioptrique Philips pour photographie radioscopique. Reproduit un écran fluorescent plan de 42x42 cm sur film 70 mm par un objectif du type Schmidt de 104 mm f/0,8 (fig.92).
- Objectif de microscope à miroirs (fig.94). Utilisé pour la prise de vue hors du spectre visible, il est exempt de chromatisme, n'ayant que des réflexions.
- Objectif catadioptrique Tropel : lentilles et miroir (fig.90). La lumière traverse la surface des lentilles deux fois et le film est appliqué au milieu de la surface frontale avec une goutte d'huile transparente.

Miroir	Source	Image
sphérique	au centre de courbure	au centre de courbure
	au foyer	à l'infini
	à l'infini	au foyer
elliptique	au 1er foyer	au 2e foyer
parabolique	à l'infini	au foyer
	au foyer	à l'infini

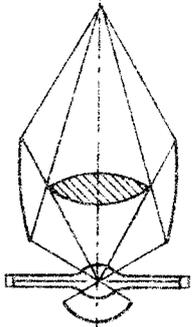
Dimensions caractéristiques et essais optiques des miroirs pour lampes à arcs : normes AFNOR N F S 28 008 S 27 010.



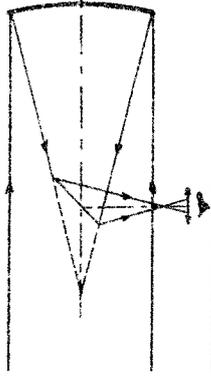
82



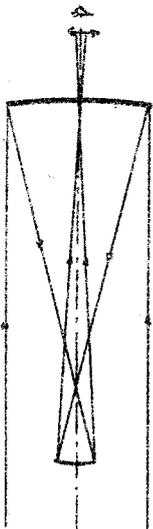
83



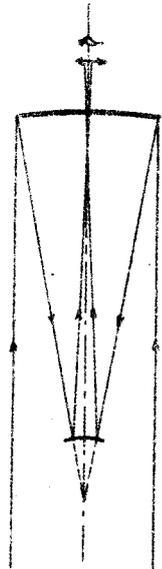
84



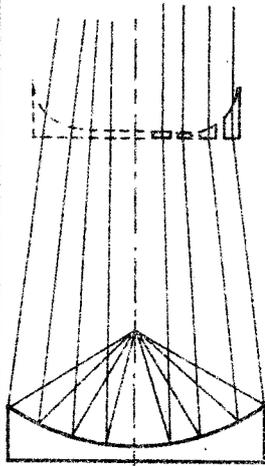
85



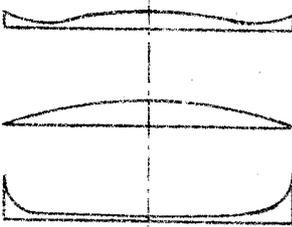
86



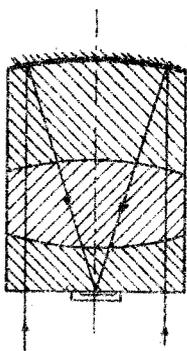
87



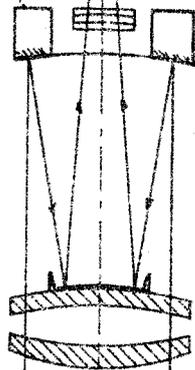
88



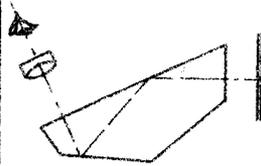
89



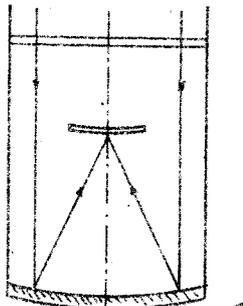
90



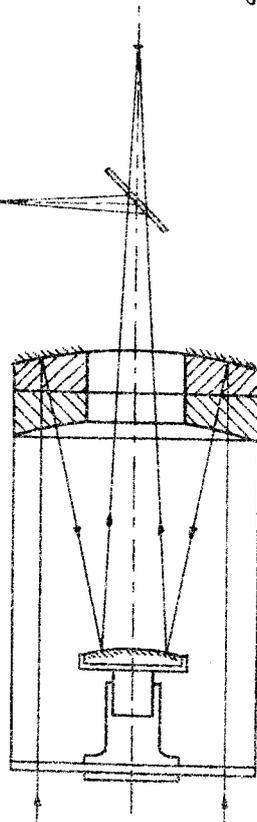
91



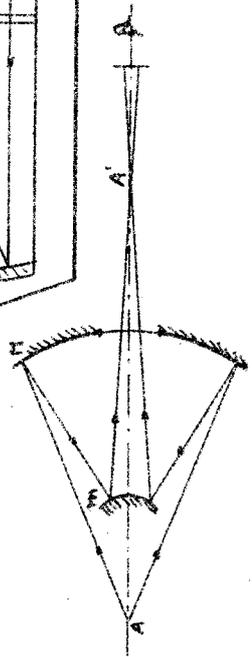
92



93



94



95

Optique Géométrique J. M. Guinot
Planche : 6

CHAPITRE VI

-:-

Le dioptre plan :

Un dioptre est constitué par l'ensemble de deux milieux d'indices de réfraction différents, séparés par une surface plane ou courbe.

Un faisceau cylindrique objet reste cylindrique dans le milieu image.

Le point A_1 (fig.1) situé dans le milieu n_1 à la distance $\overline{SA_1} = p_1$ de la surface du dioptre a pour image dans le milieu n_2 le point A_2 situé sur l'axe A_1S à la distance $\overline{SA_2} = p_2$ donnée par l'équation :

$$\frac{n_1}{p_1} - \frac{n_2}{p_2} = 0$$

L'image est virtuelle quand le point lumineux est réel.

Image d'un point réel quand $n_1 < n_2$ (fig.2)

virtuel $n_1 < n_2$ (fig.3)

réel $n_1 > n_2$ (fig.2)

virtuel $n_1 > n_2$ (fig.3)

L'image A_2 se déduit de A_1 par une translation :

$$\overline{A_1A_2} = p_1 - p_2 = p_1 \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1} \right)$$

Il y a rapprochement apparent de A_1 vers la surface si $n_2 < n_1$ et éloignement si $n_2 > n_1$.

Si l'image de l'objet est plus voisine de l'oeil que l'objet, l'objet semble rapproché.

Si l'image est plus petite que l'objet elle peut nous apparaître sous un angle apparent plus petit bien qu'elle soit plus voisine de l'oeil. L'objet semble éloigné.

(un objet immergé dans l'eau ne conserve sa forme que si l'observateur fait un angle très petit avec la verticale, sous une incidence oblique il apparaît déformé).

Lames à faces parallèles :

Une lame à faces parallèles est constituée par un milieu homogène limité par deux faces planes et parallèles. Supposons la lamé dans l'air (fig.5) :

L'interposition de la lame rapproche les objets de la quantité:

$$\frac{e (n - 1)}{n}$$

Le déplacement de l'objet a lieu dans le sens de la lumière si $n > 1$. Ce déplacement est indépendant de la position de la lame.

Un rayon lumineux qui pénètre dans la lame en ressort suivant la direction parallèle à la direction incidente, $r = r'$ entraîne $i = i'$ quel que soit i (fig.6).

Le déplacement latéral du rayon est :

$$JH = \frac{e \sin (i - r)}{\cos r}$$

quand i et r sont petits

$$JH \approx ei \left(1 - \frac{1}{n}\right)$$

Image d'un objet :

L'image est acceptable si :

- 1°- l'objet est plan et parallèle aux faces de la lame
- 2°- les différents points de l'objet n'envoient sur la lame que des rayons la rencontrant sous faible incidence.

Applications : (fig.8)

Chambre FASTAX (Western Electric) avec une caméra 8 mm elle permet des prises de vues jusqu'à 8 000 images/sec. En projetant à la fréquence de 16 images par seconde on amplifie le temps dans le rapport de 500 à 1. Le film doit défiler à la vitesse de 20 m/s. ce qui implique le déroulement continu, aucun mécanisme intermittent ne pouvant réaliser une telle vitesse.

Photographie de gouttes en chute libre dans une chambre de condensation (fig.9)

Durée de pose = 0,04 sec. pendant laquelle les gouttes se déplacent sous les influences de la pesanteur et de la turbulence de l'air.

L'image d'une goutte à la limite d de l'axe optique est ramenée sur cet axe par un prisme (lame à faces parallèles) d'épaisseur e et d'indice n . L'image d'une goutte en chute libre peut être immobilisée par rotation du prisme sous réserve que l'angle d'incidence n'excède pas $22^{\circ}30'$, condition réalisée pour un prisme à section octogonale.

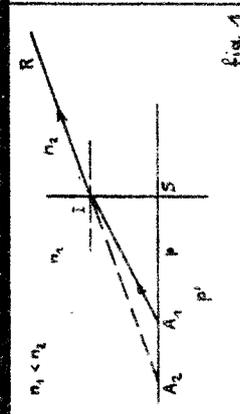


fig. 1

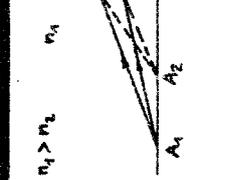
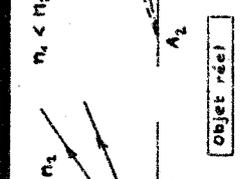
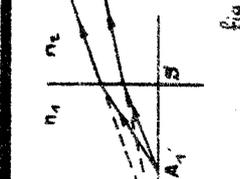


fig. 2



Objet réel



Objet virtuel

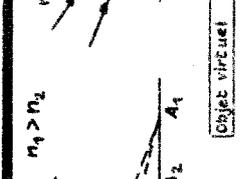


fig. 3

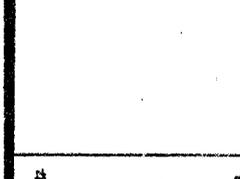


fig. 4

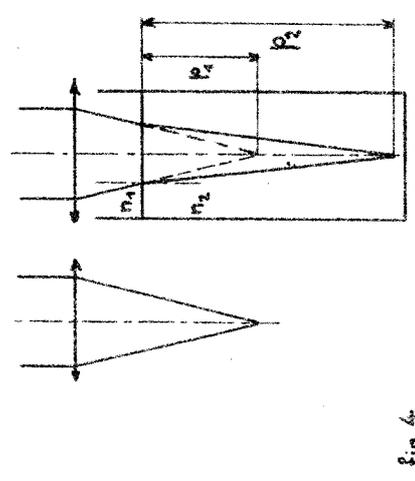


fig. 4

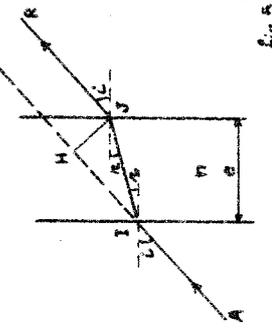


fig. 5

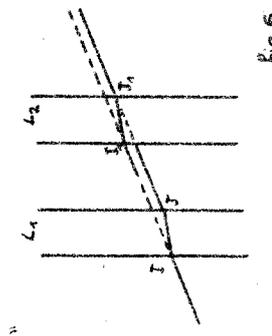


fig. 6

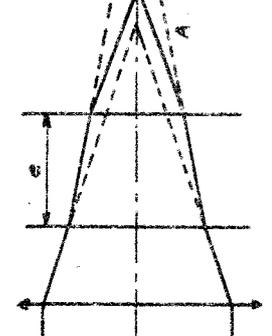


fig. 7

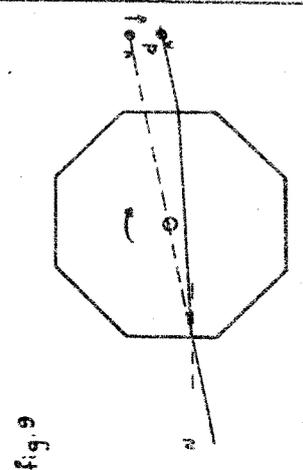


fig. 9

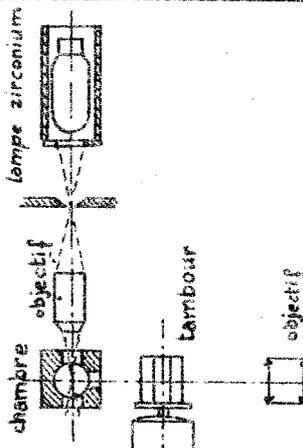


fig. 10

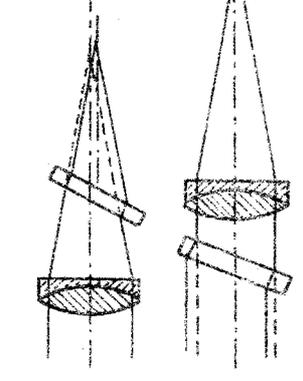


fig. 11

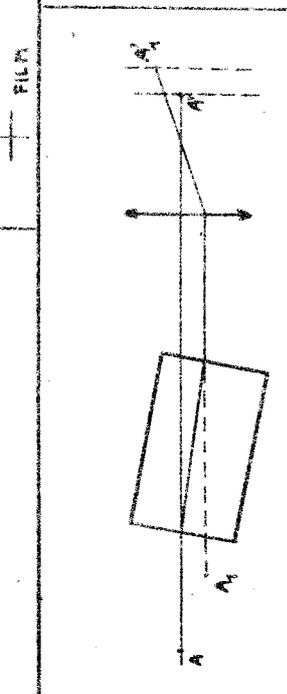


fig. 12

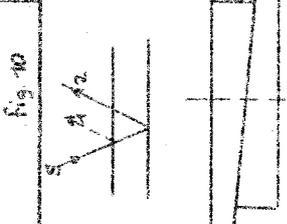


fig. 13

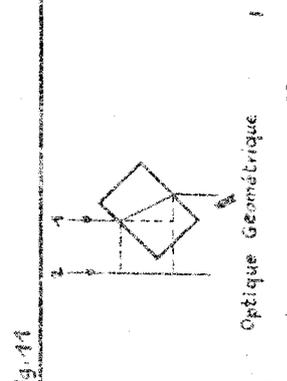


fig. 8

Optique Géométrique
J.M. GUINOT Plancha V

CHAPITRE VII

-:-

Les prismes

Prisme de très petit angle (fig.14)

Quand les deux faces planes d'une lame de verre font entre elles un angle ϕ très petit mais non nul, la lame constituera un prisme de petit angle.

Si l'angle d'incidence est faible, l'angle d'émergence le sera aussi.

En I et en I' nous pouvons employer la formule de Képler :

$$\begin{aligned} i &\approx n r & i' &\approx n r' \\ \text{nous avons } r + r' &= \phi \\ \text{d'où } \delta &= (n - 1) \phi \end{aligned}$$

Prismes d'angle quelconque : (fig.15)

Nous supposons le rayon monochromatique et normal à l'arête. Un prisme est un bloc de verre limité par deux faces planes faisant entre elles un angle ϕ . Les normales aux faces du prisme forment l'angle ϕ en K d'où $\phi = r + r'$

la déviation $\delta = i + i' - \phi$

(cette relation suppose i, i', r, r' , positifs)

Si l'angle i est négatif (l'angle r le sera aussi) la relation devient : $\delta = i' - i - \phi$ (fig.16).

La plus grande valeur possible pour i est 90° . Le rayon incident est dans le plan de la face P I du prisme, l'angle r atteint son maximum $r = 1$ et r' son minimum puisque

$$\phi = r + r' \text{ (fig.17a).}$$

Pour $\phi \geq 2 \ell$ le rayon n'émerge plus : il y a réflexion totale sur la deuxième face du prisme (fig.17 e).

Construction précise et simple du rayon émergent d'un prisme : voir figure 18.

A I rayon incident, A'O parallèle à l'incident coupe la circonférence R_1 en a_1 , la normale abaissée de a_1 sur O I coupe la circonférence R_2 en b_1 , b_1O est parallèle à la direction du rayon réfracté dans le prisme.

Le prolongement de b_1O coupe la circonférence R_2 en b_2 , la normale abaissée de b_2 sur la deuxième face du prisme coupe R_1 en a_2 . La direction $O a_2$ est parallèle au rayon émergent du prisme.

Prisme à réflexion totale : (fig.19)

Le plus simple est le prisme ayant pour section droite un triangle rectangle isocèle.

1) Si le rayon incident pénètre dans le prisme par une face du dièdre droit, nous voyons que le chemin parcouru à l'intérieur du prisme est le même que celui que parcourait le rayon lumineux en traversant une lame à faces parallèles construite sur ce triangle rectangle, donc d'épaisseur égale au côté de l'angle droit.

Si l'objet est réel en A l'image sera virtuelle en A' la translation de A est telle que $AA' = e \left(1 - \frac{1}{n}\right)$.

2) Si le rayon pénètre dans le prisme par la face hypoténuse, le prisme est équivalent d'un système de deux miroirs plans rectangulaires. (fig.20). Utilisé dans le véhicule redresseur de la lunette à prisme, il prend le nom de "prisme en toit".

Système redresseur de Porro : (fig.21)

Ce système est dû à Porro, inventeur des lunettes à prismes. Il se compose de deux prismes rectangulaires isocèles croisés à angle droit. L'ensemble donne une inversion complète en conservant aux rayons émergents leur direction d'incidence (fig.22).

Prismes de Crova :

On y retrouve les 4 surfaces réfléchissantes nécessaires (fig.23) de forme un peu différente.

Prisme de Wollaston (fig.24)

C'est un prisme rectangulaire ordinaire dans lequel on utilise seulement des pinceaux sensiblement parallèles à l'hypoténuse.

Le prisme de Wollaston avec toit dont l'hypoténuse est taillée en toit produit une inversion de droite à gauche en plus de l'inversion de haut en bas du Wollaston ordinaire (fig. viseur du Zoom S.O.M.).

Prisme de Wollaston double : (fig.25)

Le redressement de l'image est réalisé. Le rayon émergent conserve le même support et le même sens que le rayon incident. On préfère utiliser ces systèmes de prismes pour des faisceaux étroits, car autrement ils deviendraient trop volumineux.

L'équivalent obtenu avec des miroirs a toujours un pouvoir réflecteur inférieur. Cependant ces prismes jouent le rôle de lames à faces parallèles et le faisceau émergent est entaché d'aberrations de sphéricité et de chromatisme.

Prisme d'Abbe : (fig.26)

Pour obtenir une image droite mais retournée latéralement par deux miroirs plans formant dièdre rectangle qu'il n'est pas nécessaire d'aluminer ou d'argenter.

Prisme d'Amici (fig.27) :

C'est l'équivalent du précédent. Tous deux produisent un renversement sans déviation de l'axe optique.

Equerre optique (fig.28) :

Si nous voulons une déviation de l'axe optique sans inversion ni redressement, deux réflexions sont nécessaires. L'équerre optique est utilisée dans de nombreux appareils où l'on désire une déviation de 90° .

La propriété fondamentale est la suivante :

Un rayon incident normal ou oblique sur la face d'entrée émerge à 90° de sa direction d'incidence. Le prisme peut tourner autour d'un axe parallèle à l'une de ses arêtes sans déplacer l'image (fig.29) (Visée réflexe des appareils 24x36).

Le prisme de Mac-Larren : (Spencer B 989)

Il est utilisé dans l'appareil imaginé par Mac Larren (fig.30) pour dessiner directement sur film 35 mm.

Equerre optique permettant l'exposition bilatérale des films :

Prise de vues combinées par caché animé. Ce procédé repose sur la séparation du faisceau lumineux dans un bloc op-

tique à prisme et miroir (fig.31). Les angles sur l'axe de symétrie sont de 90° et 60° .

Système prismatique Zoom (fig.35) :

Brewster avait remarqué en 1810 qu'un prisme placé devant l'oeil, dans la position du minimum de déviation, donnait une image non déformée. Si l'on fait tourner le prisme autour d'un axe parallèle à l'arête du prisme, l'image est comprimée lorsqu'on tourne le prisme dans un sens, ou bien s'allonge si on tourne en sens inverse. En utilisant deux prismes successifs, dont les angles sont parallèles et en les faisant tourner d'un angle égal opposé à partir de la position de déformation minimale, la compression ou l'allongement seront doublés.

Montés devant un objectif de caméra ordinaire pour obtenir un Zoom. Ces prismes inclinés provoquent un fort astigmatisme si les rayons lumineux ne sont pas parallèles ; il est nécessaire de mettre d'abord au point à l'infini et de placer devant le système de prismes un collimateur de longueur focale égale à la distance de l'objet. (fig.34). Il est nécessaire d'achromatiser les prismes.

Mise au point des images optiques à l'aide de deux prismes :
(fig.33)

L'image paraît brisée dans la région occupée par les prismes quand la mise au point n'est pas correcte. On peut accroître la sensibilité en augmentant le grossissement du système.

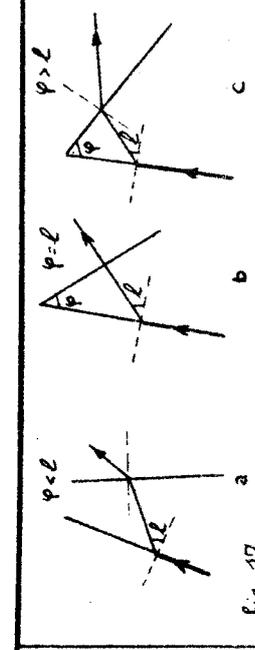


fig. 17

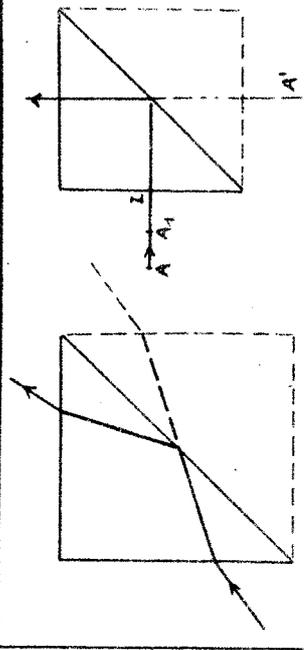


fig 19

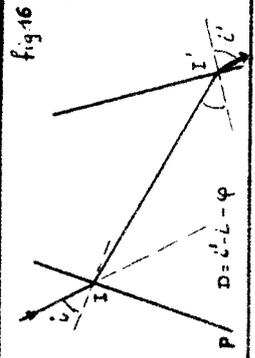


fig.16

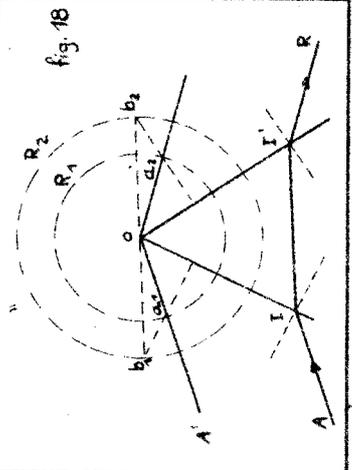


fig.18

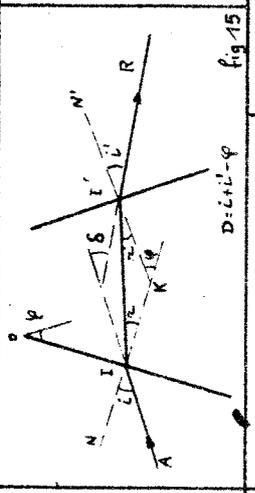


fig.15

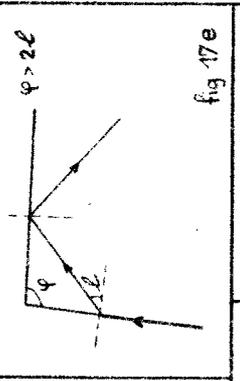


fig 17e

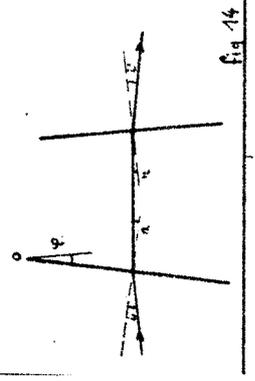


fig.14

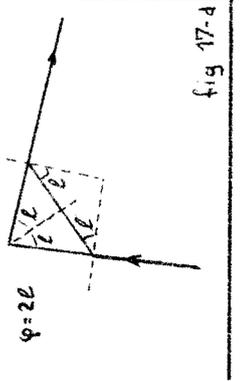


fig 17-d

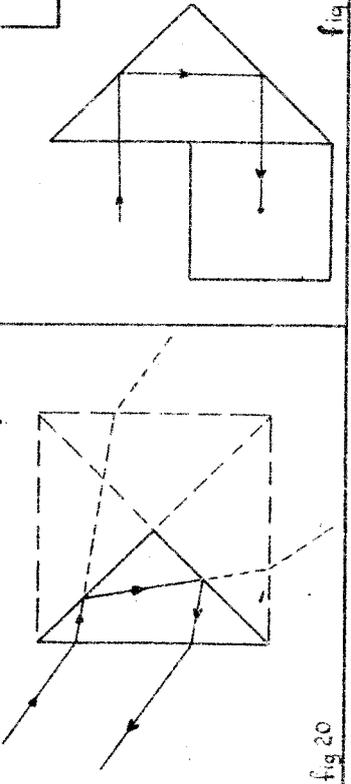


fig.20

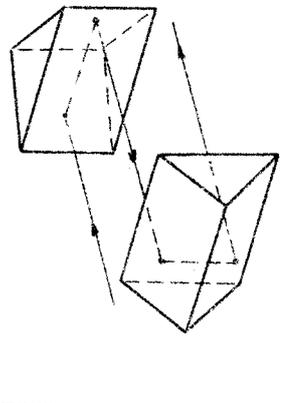


fig.22

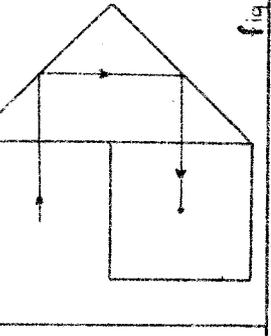


fig.21

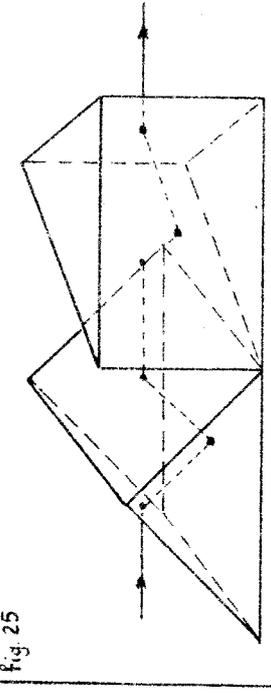


fig.25

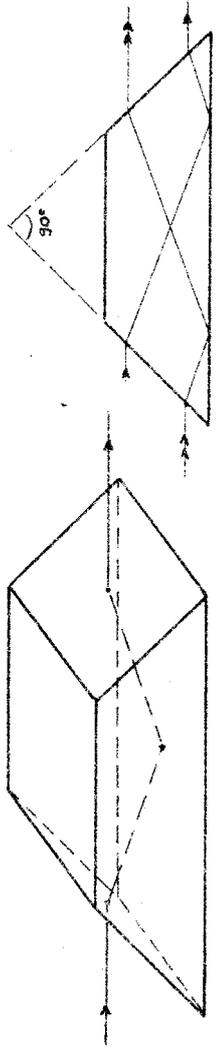


fig 24

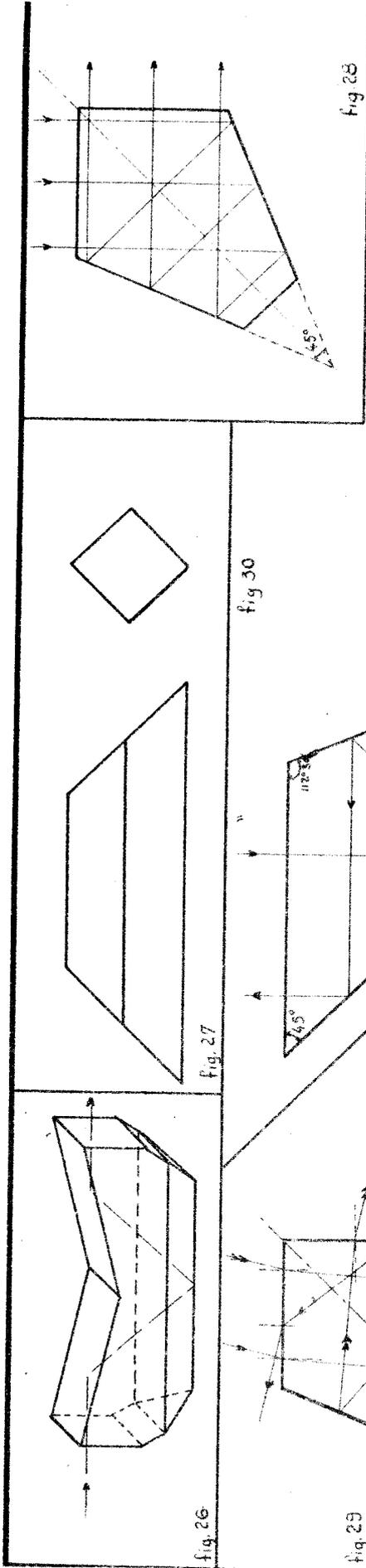


Fig. 26

Fig. 27

Fig. 29

Fig. 28

Fig. 30

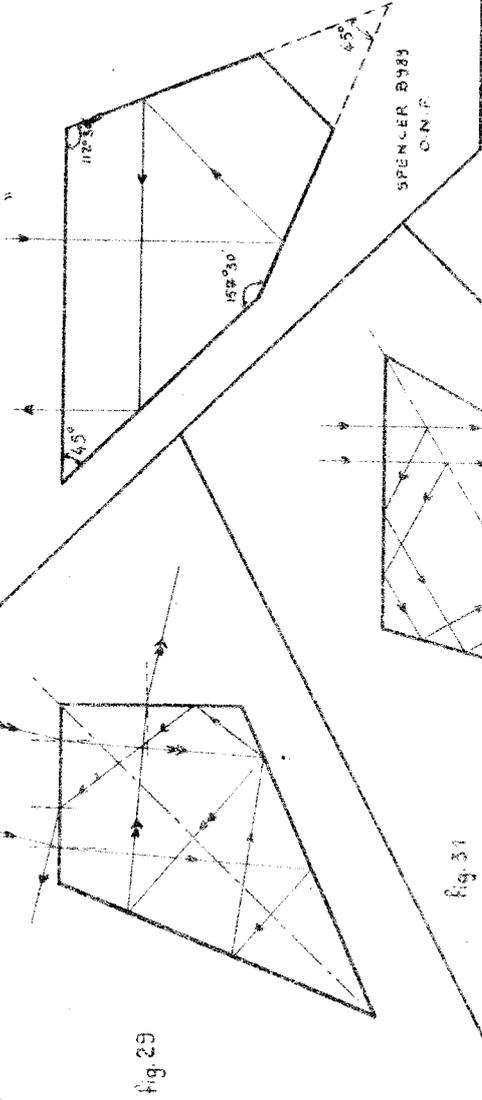
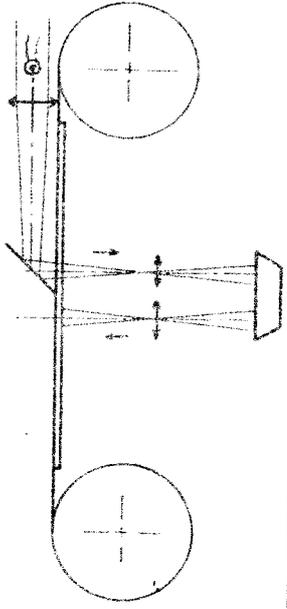


Fig. 31

SPENCER B983
O.N.F.



Télé

Normal

Grand angle

Fig. 32

Fig. 34

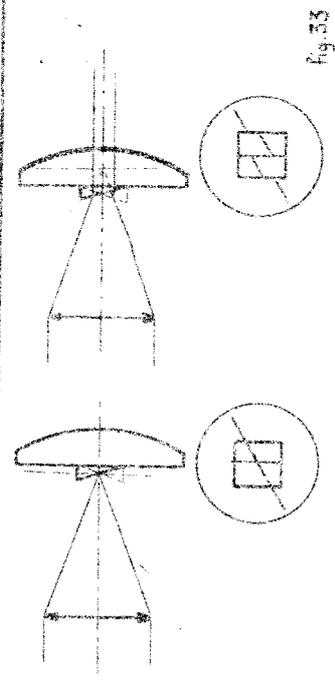
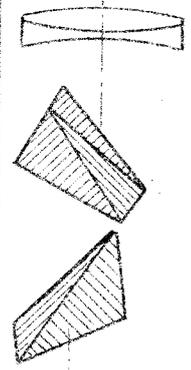


Fig. 33



CHAPITRE VIII

-:-

Le dioptre sphérique :

On appelle dioptre sphérique une surface sphérique qui sépare deux milieux transparents d'indices différents.

Le centre du dioptre est le centre de la sphère à laquelle appartient le dioptre (fig.35).

Le sommet est en principe le sommet de la calotte sphérique, cependant il peut être un point quelconque du dioptre.

L'axe principal est le diamètre passant par le sommet du dioptre. Un diamètre qui ne passe pas par le sommet est un axe secondaire.

Au point lumineux A dans le milieu d'indice n correspond une image A' dans le milieu d'indice n' (image virtuelle ou réelle sur le diamètre AC).

Le rayon AC issu de A, normal au dioptre, n'est pas dévié par la réfraction.

Quatre cas sont possibles (fig.36-37).

Le dioptre plan est un cas particulier du dioptre sphérique, c'est celui où le rayon de courbure est infini.

Par convention, le rayon du dioptre $r = \overline{SC}$ est positif si la surface est convexe du côté de la lumière incidente, négatif dans le cas contraire.

Conditions de l'approximation de Gauss :

Tout rayon incident ou réfracté doit rester au voisinage de l'axe (rayons paraxiaux).

La loi de Descartes peut être remplacée par la loi de Képler. Les rayons d'un faisceau incident utile doivent faire entre eux ou avec l'axe des angles faibles (1/10 rd ou moins).

Posons $\overline{CA} = x$ $\overline{CA'} = x'$

Formule du dioptre sphérique valable dans tous les cas :

$$\frac{n x}{IA} = \frac{n' x'}{IA'}$$

Cas particulier (fig.39) :

Si les triangles CAI et CA'I sont semblables :

$$\overline{CA} = r \frac{n'}{n} \qquad \overline{CA'} = r \frac{n}{n'}$$

Quel que soit I tous les rayons passant par A dans le premier milieu passent par A' dans le second milieu. Ces points sont appelés points d'Young ou points de Weierstrass, ce sont les points de stigmatisme vrai du dioptre sphérique. Ils satisfont à la condition d'aplanétisme. Le dioptre sphérique est stigmatique :

- pour son centre
- pour tout point de sa surface et les points A et A' dits points de Weierstrass.

Ils sont très utilisés pour les objectifs et condenseurs de microscopes (voir fig.40).

Equations de conjugaison :

origine au sommet :

$$\overline{SA} = p \quad \overline{SA'} = p' \quad \overline{SC} = r$$

$$\frac{n}{p} - \frac{n'}{p'} = \frac{n-n'}{r} \quad (\text{formule de Descartes})$$

Si on prend $r = \infty$ on a $\frac{n}{p} - \frac{n'}{p'} = 0$ dioptre plan

Si on prend $n = n'$ on a $\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{2}{r}$ miroir sphérique

Loupe de Stanhope (fig.41) :

C'est un dioptre sphérique limité par une surface plane vers la lumière incidente, sur laquelle on place un objet à examiner A B. L'oeil est placé le plus près possible du sommet du dioptre.

L'objet est au foyer. Si l'on incorpore l'objet au verre au moyen d'un liquide de même indice que le verre, nous avons un exemple de l'immersion.

La distorsion n'est pas corrigée. L'aberration chromatique de grandissement est sensible.

Les foyers :

1) Foyer image :

Si A est à l'infini son conjugué A' est dans le plan focal en F', foyer image.

$\overline{SF'}$ = f' est la distance focale image.

$$f' = - \frac{n'}{n-n'} r$$

2) Foyer objet :

Si A est en F le point A' est à l'infini. F est le foyer objet défini par :

$$f = \frac{n}{n-n'} r$$

SF = f est la distance focale objet.

$$\frac{f}{f'} = - \frac{n}{n'} \quad \text{et} \quad f + f' = r$$

Si F est réel, il est dans le milieu n, F' est dans le milieu n', donc réel (fig.43 a et 44 b).

Si F est virtuel, il est dans le milieu n', ce qui impose à F' d'être dans le milieu n, donc virtuel, (fig.43 b et 44 a).

Les foyers sont donc tous les deux réels, ou tous les deux virtuels. Le foyer n'est jamais entre S et C.

Le centre du dioptré convergent est situé dans le milieu d'indice le plus élevé et celui du dioptré divergent est situé dans le milieu le moins réfringent.

Autres formules :

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

$$q \cdot q' = f \cdot f' \quad \text{équation de Newton}$$

$$n' \alpha' = n \alpha = - \phi h \quad \phi = \frac{1}{f}$$

$$n y \alpha = n' y' \alpha' \quad \text{formule de Lagrange Helmholtz}$$

Constructions :

I) des plans focaux :(fig.45)

Traçons : un axe secondaire quelconque BC. Le conjugué SB' est

obtenu en utilisant la loi de Kepler $n_i = n' i'$. (d'un point K de BS on abaisse la perpendiculaire KJ sur l'axe principal ; sur KJ prenons K' tel que $\frac{KJ}{K'J} = \frac{n'}{n}$).

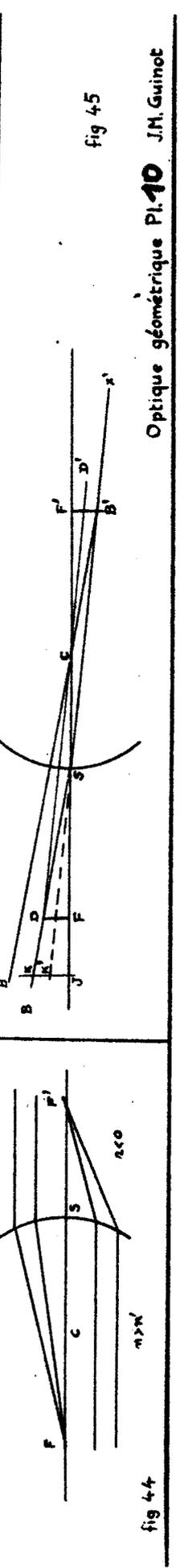
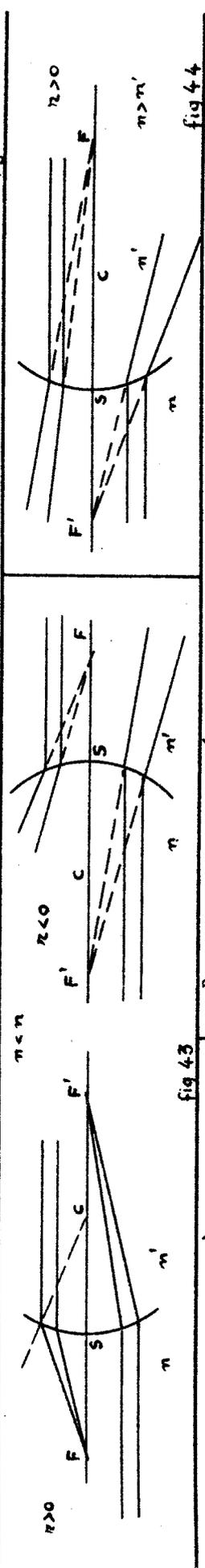
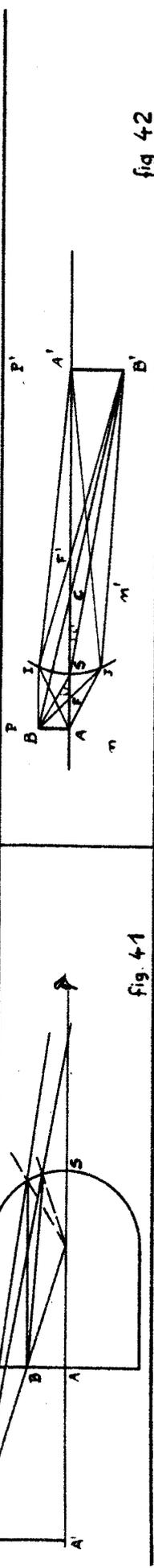
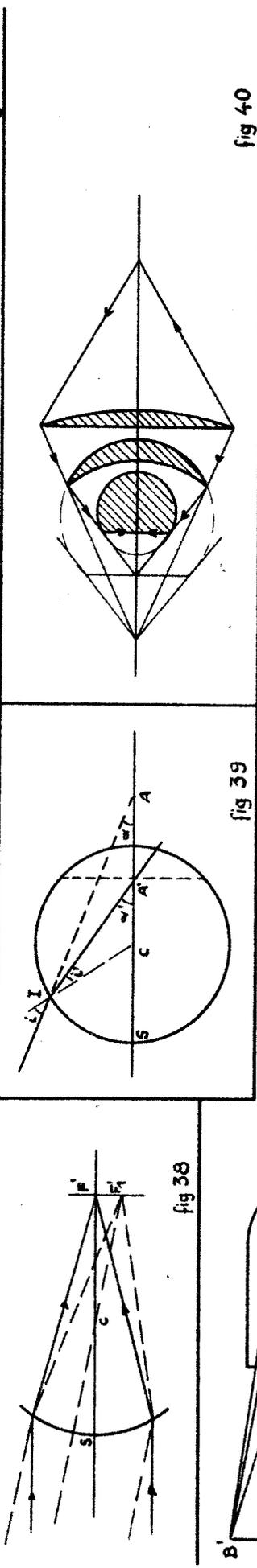
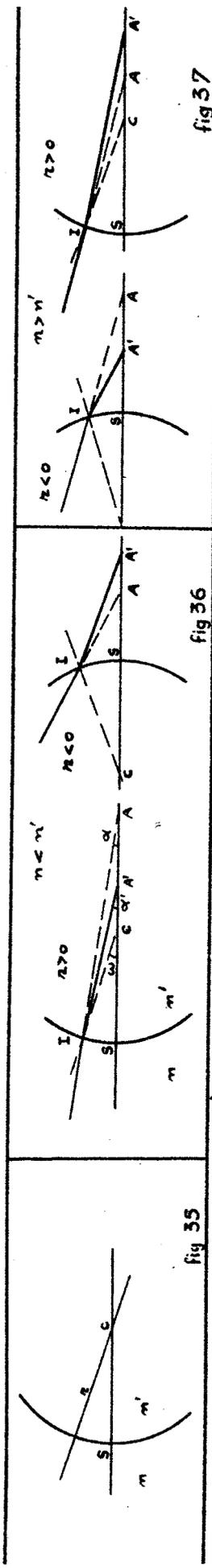
Les rayons BS et BC ont des conjugués qui se coupent en B', image de B. Le point B' est dans le plan focal image.

Menons l'axe D'C parallèle à SB' : il coupe SB en D qui est le conjugué de D' et par conséquent, un foyer secondaire objet qui détermine le plan focal objet.

2) Plan conjugué d'un plan de front donné : (fig.42)

On détermine d'abord les foyers F et F'.

Dans le plan P prenons un point quelconque B et menons BS, BF, BC et BI parallèle à l'axe ; leurs conjugués se coupent en B' image de B. Deux de ces rayons suffisent pour déterminer B' donc le plan P' conjugué de P.



CHAPITRE IX

-:-

Les systèmes centrés :

On appelle système centré un ensemble de dioptries ayant même axe géométrique.

On peut avoir une succession de surfaces planes ou sphériques séparant des milieux transparents.

Les centres des faces sont alignés sur un même axe qui est l'axe principal du système.

Si le système ne comporte que des dioptries il est dit dioptrique, s'il comporte à la fois des miroirs et des dioptries il est dit catadioptrique.

Le cas le plus simple est celui des lentilles minces dont les deux faces sphériques sont assez voisines. Les sommets S et S' des deux dioptries sont confondus en un même point S. Les rayons de courbure des deux faces sont considérés algébriquement à partir de S :

$$r = \overline{SC} \quad r' = \overline{SC'} \quad (\text{fig.46 a})$$

I°- Les lentilles à bords minces :

biconvexe (fig.46 a)

plan convexe (fig. b c)

ménisque (fig. d e)

2^o- Les lentilles à bords épais :

biconcave (fig. 47 a)

plan concave (fig. b c)

méniques (fig. d e)

Une lentille à bords minces rabat les rayons vers l'axe, elle est convergente ; inversement une lentille à bords épais écarte les rayons de l'axe, elle est dite divergente.

Une lentille agit sur un rayon lumineux comme un prisme dont les faces sont les plans tangents à la lentille en I et I' (fig.48 a-b).

Le rayon lumineux qui passe par le centre de la lentille n'est pas dévié, en effet les plans tangents du dioptre aux sommets sont parallèles.

Posons : (fig.49) SI sensiblement = $SI' = h$.

On montre que $\delta = -h(n-1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right)$

δ est donc proportionnel à : $(n-1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right)$ que l'on désigne par Φ : c'est la puissance ou convergence de la lentille. Selon que Φ est positif ou négatif, la lentille est convergente ou divergente.

Foyers - Plans focaux - Distances focales :

Lorsque A est à l'infini sur l'axe, l'image A' est située en F', foyer image de la lentille :

$$\frac{1}{SF'} = -\frac{\delta}{h} = \Phi = (n-1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right)$$

Le foyer est réel pour une lentille convergente et virtuel pour une lentille divergente (fig.50).

L'image d'un objet situé à l'infini est dans le plan focal. On définit de même le foyer objet et le plan focal objet. Tous les rayons qui émergent parallèlement à l'axe proviennent quel que soit h d'un même point F (foyer objet) tel que (fig.51):

$$\frac{1}{\overline{SF}} = - \quad \phi = (n - 1) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right)$$

Les distances focales ($\overline{SF} = f$ et $\overline{SF'} = f'$) objet et image de la lentille sont de signe contraire (milieux extrêmes identiques)

$$- \frac{1}{f} = \frac{1}{f'}$$

F est symétrique de F' par rapport au centre optique.

Formule des proximités :

$$\overline{SA} = p \quad \overline{SA'} = p'$$

L'objet est réel quand p est négatif, l'image est réelle quand p' est positif.

$$\delta = \alpha - \alpha' = - h \left(\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} \right)$$

$$\text{on a } \frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = (n-1) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) = \phi$$

$\frac{1}{p'} = \frac{1}{p} + \frac{1}{f'} = \frac{1}{p} + \phi$	Formule de Descartes
--	----------------------

grandissement angulaire : $g_{\alpha} = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{p}{p'}$

grandissement longitudinal : $g_x = \frac{p'}{p} = \frac{p'^2}{p^2}$

Construction de l'image :

L'image d'une droite perpendiculaire à l'axe est une droite perpendiculaire à l'axe (fig.52).

On peut construire cette image en utilisant deux des trois rayons particuliers suivants :

- BI parallèle à l'axe émerge en passant par le foyer F'
- BF émerge parallèlement à l'axe
- l'incident qui passe par S n'est pas dévié.

Grandissement transversal : $g_y = \frac{y'}{y} = \frac{p'}{p}$

Formule de Newton : $\overline{FA} = q \quad \overline{FA'} = q'$

$\frac{y'}{y} \pm - \frac{f}{q} = - \frac{q'}{f'}$ d'où : $qq' = ff' = - f'^2$

En projection, nous pouvons confondre q' et p' .

La grandeur de l'image est : $y' = y \frac{f}{q} = \frac{q'}{f'}$

$y' \text{ environ} = y \frac{p'}{f}$

Positions de l'image donnée par une lentille convergente :

(fig.53) Point conjugué A' d'un point A de l'axe :

On est souvent amené à déterminer la position d'une lentille qui donne sur un écran l'image nette d'un objet : (fig.55)

Soit d la distance objet-image $d = p' - p$

les équations $p' = d + p$ et $p' = \frac{p f'}{p+f'}$ donnent deux

solutions négatives (objet réel) à condition que d soit supérieur à $4 f'$.

Position de l'image donnée par une lentille divergente (fig.56)

Equation de Lagrange : $n y \alpha = n' y' \alpha'$

$$g_y \cdot g = \frac{n}{n'}$$

Si le système est placé dans l'air : $\frac{y'}{y} = \frac{\alpha}{\alpha'}$

Si le système est tel que l'image étant g_y fois plus grande que l'objet, l'ouverture du cône d'émergence est g_a fois plus petite que celle du cône d'incidence, correspondant au point de l'objet situé sur l'axe.

Les lentilles minces accolées :

Si les centres optiques peuvent être considérés comme pratiquement confondus, l'ensemble des deux lentilles équivaut à un système unique dont la convergence serait la somme des convergences des deux lentilles :

$$\phi = \phi_1 + \phi_2$$

Ecrans lenticulaires pour la projection par transparence :

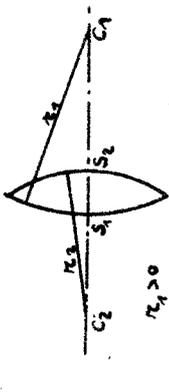
Les écrans de projection par transparence dans lesquels la diffusion de la lumière est régie par le hasard présentent au spectateur une luminance très inégalement répartie et toutes tentatives pour améliorer cette répartition accroissent le pouvoir réflecteur pour la lumière ambiante, abaissant ainsi le contraste de l'image projetée. Des tentatives ont été faites pour l'emploi de surfaces lenticulaires qui ont déjà donné d'excellents résultats dans le cas d'écrans employés par réflexion.

L'écran est constitué par une multitude de lentilles plan-concaves donnant chacune une image virtuelle de la pupil-

le de sortie de l'objectif de projection. L'angle du faisceau divergent issu de chaque image virtuelle est déterminé par l'ouverture relative des lentilles et par l'indice de réfraction de la matière de l'écran. Le meilleur effet est obtenu avec la face lenticulaire vers le projecteur, en utilisant des lentilles asphériques.

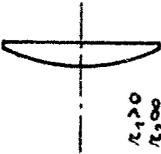
convergentes

divergentes



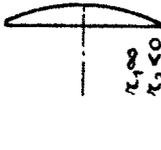
$$r_1 > 0$$

$$r_2 < 0$$



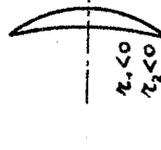
$$r_1 > 0$$

$$r_2 < 0$$



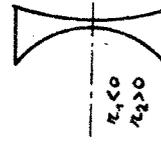
$$r_1 > 0$$

$$r_2 > 0$$



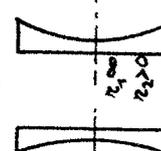
$$r_1 < 0$$

$$r_2 < 0$$



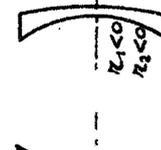
$$r_1 < 0$$

$$r_2 > 0$$



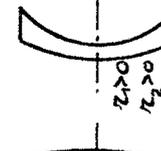
$$r_1 < 0$$

$$r_2 > 0$$



$$r_1 < 0$$

$$r_2 < 0$$



$$r_1 > 0$$

$$r_2 > 0$$

fig 46 a

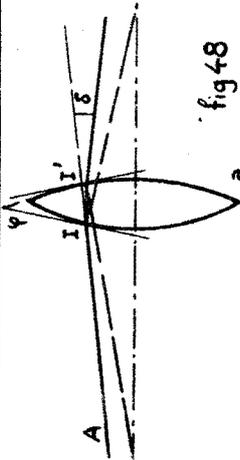


fig 48

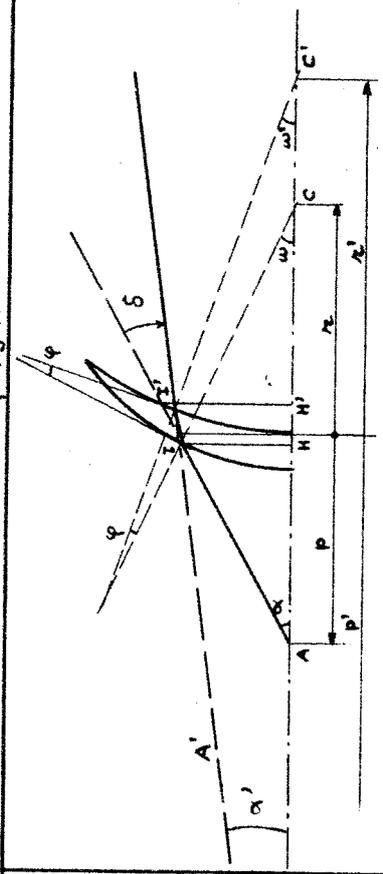
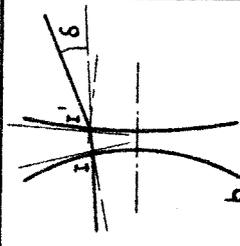


fig 47 a

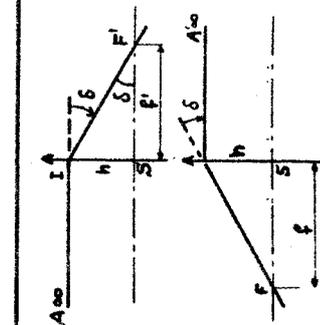


fig 50

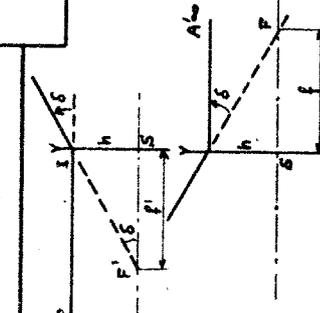


fig 51

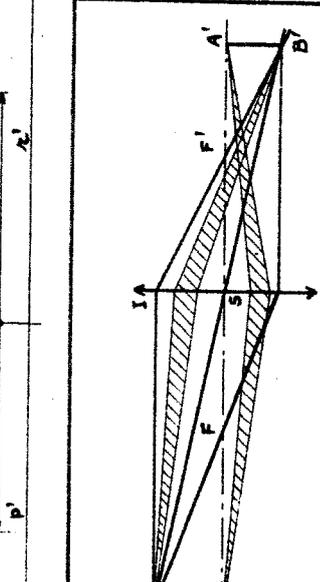


fig 49

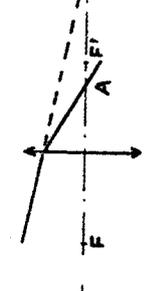
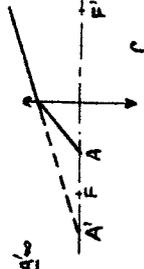
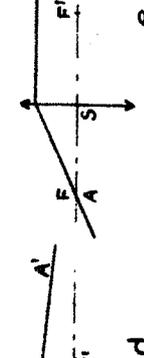
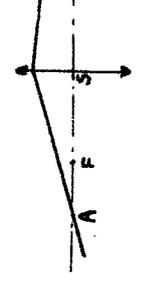
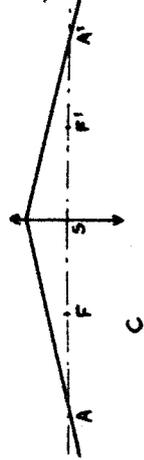


fig 53

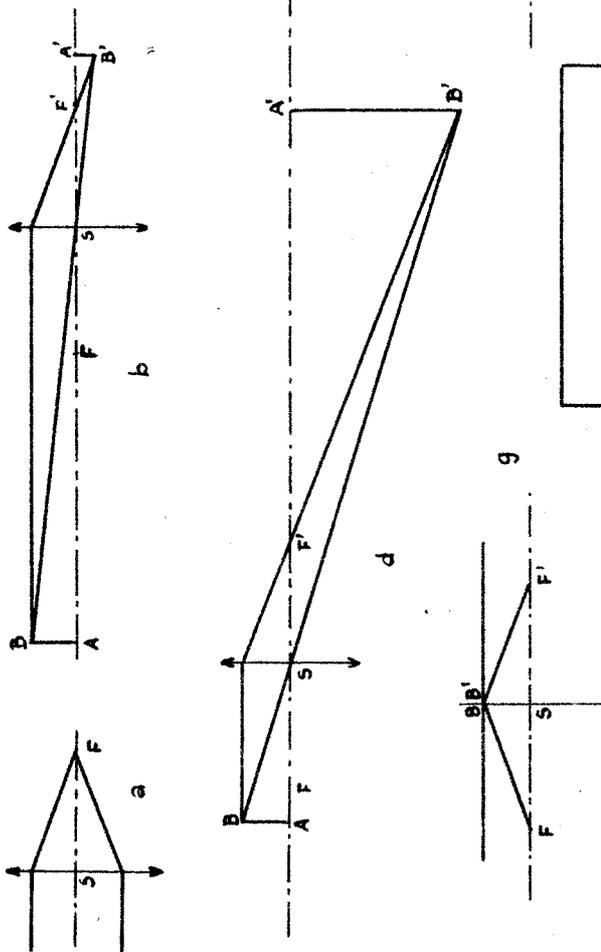


fig 54

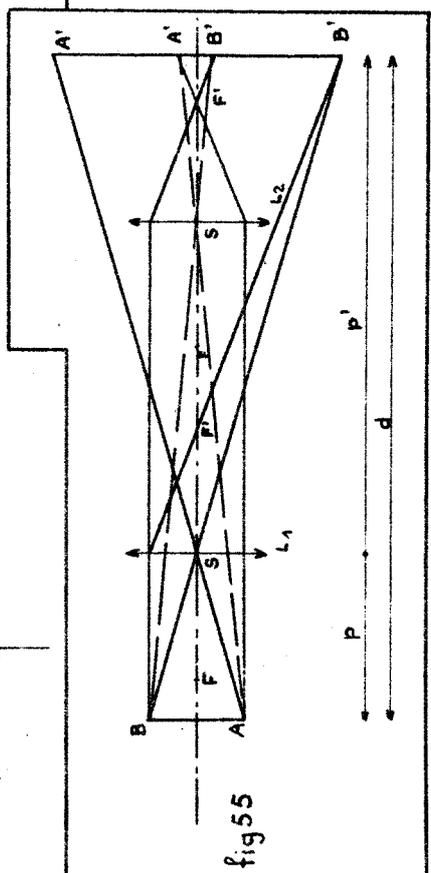


fig 55

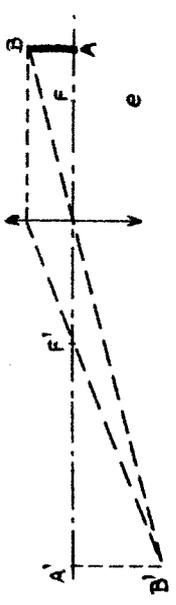
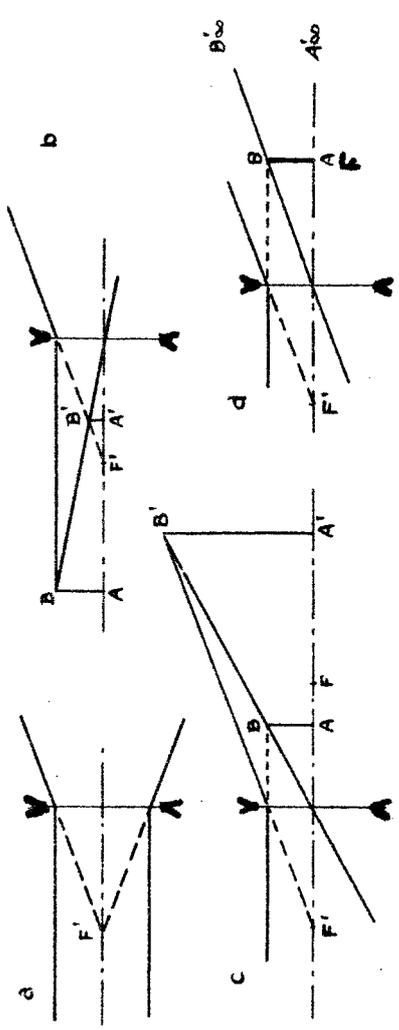
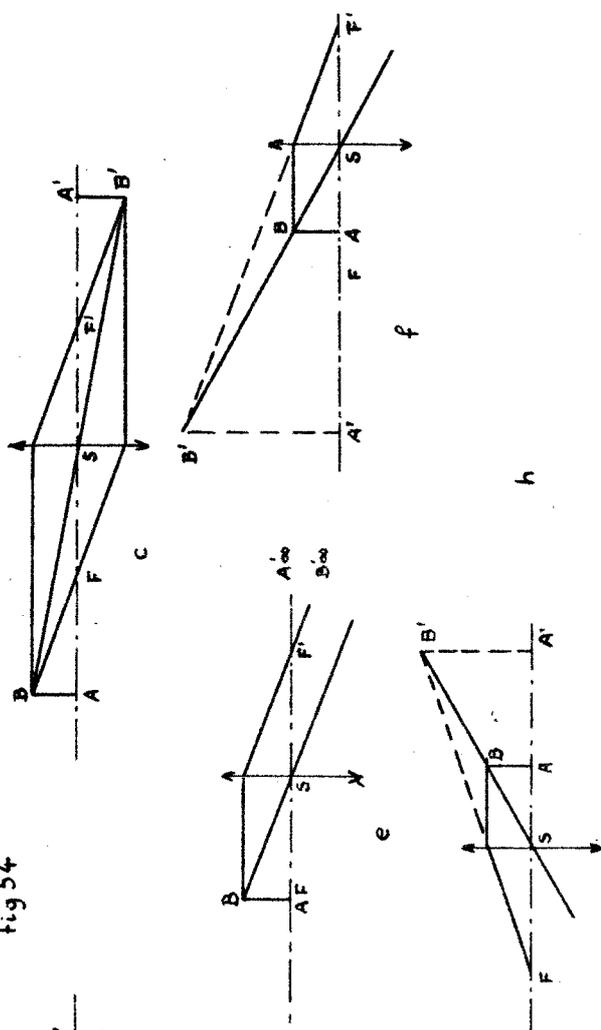


fig 56



CHAPITRE XII

-:-

LES ABERRATIONSAberrations géométriques

images ponctuelles	1) sphéricité
aberrations d'ouverture	2) coma
aberrations d'inclinaison	3) astigmatisme
images étendues	4) courbure de champ
aberrations d'inclinaison	5) distorsion

Aberrations ChromatiquesI) L'aberration sphérique sur l'axe : (fig.86)

L'approximation de Gauss implique que nous utilisons des faisceaux de faible ouverture. Si nous utilisons des faisceaux de grande ouverture nous obtenons des rayons émergents qui forment un faisceau limité par les rayons marginaux et par une courbe le long de laquelle il y a accumulation de la lumière. Cette courbe (appelée caustique) est de révolution autour de l'axe, elle est l'enveloppe des rayons réfractés.

Les bords d'une lentille convergente sont trop convergents, les rayons marginaux convergent plus près de la lentille que les rayons centraux. Les rayons centraux (ou paraxiaux) vont converger au point F_p qui est le foyer de l'approximation de Gauss. Les rayons marginaux convergent en F_m . Le segment $F_m F_p$ porte le nom de caustique axiale ou nappe sagittale, la surface enve-

loppe porte le nom de nappe tangentielle ou caustique tangentielle. En aucun point de $F_m F_p$ la section par un plan ne donnera une image ponctuelle, la tache obtenue aura sa plus petite dimension en X Y : l'image obtenue sera peu nette. (X Y est le plan de meilleure mise au point). Cette aberration porte le nom d'aberration de sphéricité.

$F_m F_p$ mesure l'aberration sphérique longitudinale. Le rayon $F_p K$ mesure l'aberration sphérique transversale.

Une lentille plan convexe qui présente sa face plane vers la lumière incidente provoque le maximum d'aberration sphérique; ce défaut est à peine sensible si la face convexe est vers la lumière incidente (voir figure 87).

On appelle lentille de meilleure forme celle pour laquelle les rayons de courbure et l'indice sont choisis de façon que l'aberration passe par un minimum :

$$\frac{r}{r'} = - \frac{1}{6} \quad (\text{fig.88})$$

Avec un miroir sphérique, l'aberration sphérique est huit fois plus petite qu'avec la lentille de meilleure forme, ce qui explique son emploi dans les objectifs quand l'ouverture n'est pas trop grande.

Représentation de l'aberration sphérique : (fig.90)

Correction : On ne peut supprimer l'aberration d'une lentille unique.

Mais on peut la réduire énormément en combinant plusieurs lentilles convergentes et divergentes. On dit qu'on a corrigé l'aberration sphérique quand la courbure qui représente l'aberration longitudinale est repliée.

En général la correction se fait pour le rayon axial et

un rayon intermédiaire plutôt que pour le rayon marginal extrême.

La correction des aberrations sphériques est d'autant plus difficile que l'objectif est plus lumineux et que sa longueur focale est plus grande. C'est pourquoi les longues focales sont relativement moins lumineuses.

Généralement un objectif de prises de vues est corrigé pour un point objet sur l'axe très éloigné. Il produit de bonnes images pour des points situés de l'infini au décuple de la distance focale. Les objectifs d'agrandissement sont corrigés pour une distance égale à environ quatre fois la distance focale. Pour les objectifs de reproduction, cette distance de correction est portée à deux fois la focale. En microphotographie, la correction porte sur la distance focale même.

Un instrument d'optique de bonne qualité ne présente pas d'aberration sphérique.

Les objectifs corrigés de cette aberration sont les aplanétiques qui donnent des images nettes au centre et sur les bords.

Une lentille aplanétique est composée de trois éléments: une lentille divergente intercalée entre deux lentilles convergentes.

Lentille à échelon de Fresnel : utilisées pour les phares (fig.91)

Elle est destinée à utiliser un faisceau incident de grande ouverture susceptible de donner un faisceau émergent cylindrique.

La puissance va en décroissant du centre vers les bords, les anneaux extérieurs peuvent être considérés comme découpés sur le bord d'une lentille moins convergente.

Les lentilles utilisées sur les projecteurs de studio sont de fabrication beaucoup plus grossière, étant obtenue d'une seule pièce par moulage.

La coma ou aberration en dehors de l'axe : (fig.92)

Quand l'aberration sphérique est parfaitement corrigée et que l'on considère un point très voisin de l'axe, on observe une aberration appelée la coma. Elle se présente sous la forme d'une aigrette faisant un angle au sommet de 60°. L'auréole est dissymétrique autour de cette image. Les dimensions de cette tache augmentent avec y , la distance du point objet à l'axe; elles varient très rapidement avec l'ouverture de la pupille de l'instrument.

La coma disparaît si le système satisfait à la condition des sinus :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha'} = C^{te}$$

Les rayons issus de B convergent en B' tel que l'on ait :

$$\frac{\overline{A'B'o}}{AB} = \frac{p'}{p}$$

mais les autres rayons ne convergent pas en B'o, ils enveloppent une courbe gamma.

On corrige cette aberration en diaphragmant et en accolant des lentilles divergentes ayant le même défaut mais en sens inverse.

Un système corrigé à la fois de l'aberration sphérique et de la coma est dit aplanétique.

L'Astigmatisme, aberration d'inclinaison : (fig.17 pl.2- 93)

Le système considéré est fortement diaphragmé et le pinceau incident est très incliné sur l'axe. Dans ce cas la condition de Gauss n'est plus réalisée. Si nous augmentons le diamè-

tre du pinceau la coma s'ajoute à l'astigmatisme.

Le pinceau émergent n'est pas cône, le stigmatisme n'étant pas réalisé, on dit qu'il y a astigmatisme. Ce pinceau passe par deux droites focales (focales de Sturm) orthogonales. La focale verticale s'appelle focale tangentielle, la focale horizontale s'appelle focale sagittale, elle est contenue dans le plan déterminé par le point objet et l'axe de la lentille.

La distance de ces deux focales mesure l'astigmatisme. Entre ces deux droites focales une position de l'écran montre une image moins mauvaise que partout ailleurs : la section du pinceau est suffisamment petite et circulaire, c'est le cercle de moindre diffusion.

Pour réduire cette aberration il faut associer plusieurs lentilles, on rapproche ainsi les deux surfaces focales et on peut les considérer comme confondues dans une région suffisamment grande du champ où il y a stigmatisme approché : c'est le champ de netteté. Son diamètre peut être vu du système sous un angle de 100° d'une façon plus courante sous un angle de 30° à 45° .

La courbure de champ :

Un système étant corrigé de l'astigmatisme les deux surfaces focales sont pratiquement confondues, elles ne sont pas nécessairement planes : on dit qu'il y a courbure de champ. Il est alors impossible d'obtenir simultanément la netteté sur les bords et au centre.

Même si on supprime l'astigmatisme la courbure de champ subsiste. De toutes les aberrations c'est la plus difficile à corriger. On corrige un système convergent au moyen d'un système divergent (fig.94). La lentille L_1 fournit du plan $A A_1$ une image non plane $A' A'_1$; on substitue au plan $A A_1$ une image

virtuelle courbe donnée par la lentille divergente ce qui a pour effet de redresser le plan image de la convergente.

En général les lentilles ne sont pas accolées, ce qui donne plus de variables au calculateur.

La distorsion :

Si tous les défauts précédents sont corrigés l'image étant suffisamment nette et plane, il n'est pas sûr que l'image soit semblable à l'objet. Le grandissement dépend de y ($g_y = y'/y$). On dit qu'il y a distorsion.

Considérons l'image donnée par une lentille seule, elle sera entachée des aberrations précédentes, en outre elle présentera de la distorsion.

1°- Le diaphragme est entre la lentille et l'objet on a distorsion en barillet (fig.95).

2°- Le diaphragme est entre la lentille et l'image, la distorsion est en croissant (fig.96).

3°- Le diaphragme est au voisinage du centre optique de la lentille, le grandissement est indépendant de y , l'image est semblable à l'objet, on dit que la lentille est orthoscopique.

Supposons deux lentilles corrigées symétriques par rapport au diaphragme, la première lentille ayant son diaphragme après la lentille l'image aura une distorsion en croissant, ce même diaphragme étant en avant de la deuxième lentille, l'image aura une distorsion en barillet, le résultat final est une annulation des défauts par compensation (fig.97).

Un objectif photographique destiné à l'architecture ou à la reproduction doit être soigneusement corrigé de la distorsion.

D'ailleurs un objectif de prise de vues surtout en cinématographie devrait être corrigé de toutes les aberrations : on lui demande d'être universel.

Les objectifs doubles symétriques sont corrigés de la distorsion, ils sont dit orthoscopiques ou rectilinéaires.

La distorsion résiduelle produite par un bon objectif doit être d'autant plus faible que son champ angulaire est plus grand.

Un objectif corrigé de la distorsion pour toutes les distances de l'objet, type Orthoprotar est particulièrement apprécié des photograpeurs.

Les aberrations chromatiques : (fig.98)

La convergence d'une lentille simple varie avec la nature des radiations puisqu'elle est donnée par la formule :

$$\phi = (n-1) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right)$$

Elle varie dans le même sens que n , elle est donc plus grande pour le violet que pour le rouge.

A un point de l'axe correspond une infinité d'images réparties entre F'_v et F'_r .

L'image obtenue est toujours une tache qui devient minima pour une position de l'écran voisine du jaune, à l'intersection des rayons extrêmes correspondant au violet et au rouge.

$F'_v F'_r$ mesure l'aberration chromatique longitudinale ou de position le rayon de la tache $M N$ mesure l'aberration chromatique transversale ou de grandeur. On obtient donc une image plus nette en travaillant en lumière monochromatique, à condition de faire une mise au point appropriée.

Ce sont les aberrations chromatiques transversales ou de grandeur qui sont les plus gênantes, elles sont indépendantes de la distance focale, mais sont fonction du diamètre d'ouverture.

Correction :

Elle consiste à replier le spectre sur lui-même. On ne parvient pas à faire coïncider tous les foyers, mais on peut en faire coïncider deux ou trois ; le résidu d'aberration porte le nom de spectre secondaire.

Une lentille achromatisée est obtenue en faisant suivre une lentille convergente en crown dense d'une lentille divergente en flint léger. (fort indice).

Les objectifs anciens étaient achromatisés pour une mise au point visuelle et pour le maximum de sensibilité des émulsions. Les objectifs d'agrandisseurs sont encore corrigés ainsi pour le travail en noir et blanc.

L'apochromatisme consiste en une correction plus complète et amène la coïncidence par groupe de trois radiations. Seuls ces objectifs peuvent être utilisés pour les travaux de sélection polychrome.

Pour des travaux en infra-rouge il est nécessaire de faire une correction spéciale à déterminer en fonction de l'objectif.

L'achromatisme de position peut être obtenu par un système de deux lentilles séparées par un intervalle d'air (fig.99) mais il est alors impossible d'obtenir l'achromatisme en grandeur : l'image bleue est plus grande que l'image rouge. Cet inconvénient peut être supprimé pour un triplet (Taylor et ses dérivés).

Les objectifs doublets construits sur ce principe portent

le nom d'objectifs astronomiques.

Quand les deux lentilles sont collées (même rayon de courbure) ils portent le nom de Clairaut : c'est le bloc avant de l'objectif de Petzval.

Les objectifs non corrigés de ces deux aberrations sont dits anachromatiques.

On ne peut pas en général, avec deux verres collés de nature quelconque, réaliser un objectif aplanétique et achromatique à la fois. Le problème peut être résolu avec trois lentilles collées (fig.100).

Achromatisation des prismes (fig.101-102)

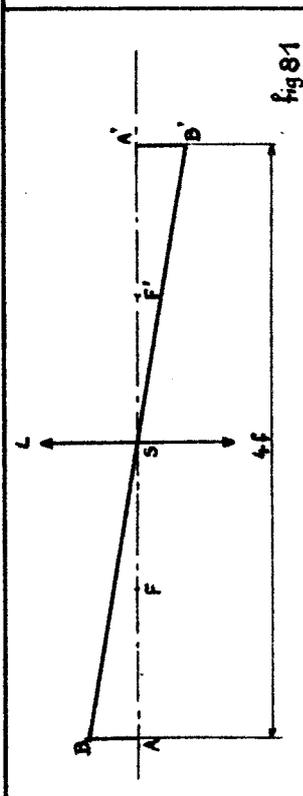


fig 81

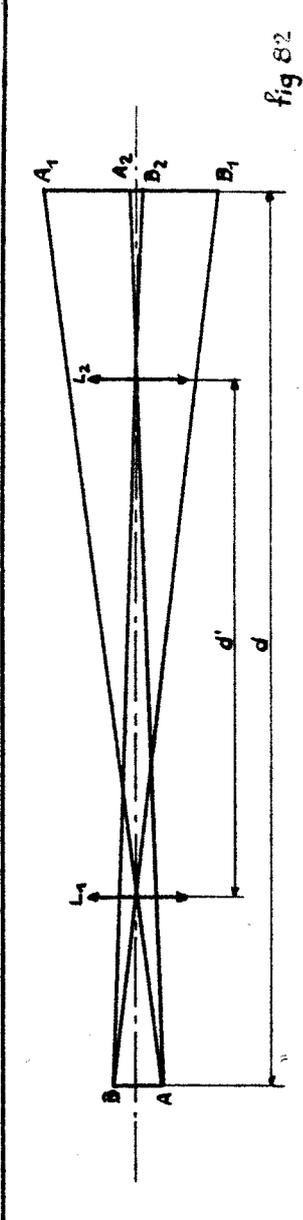


fig 82

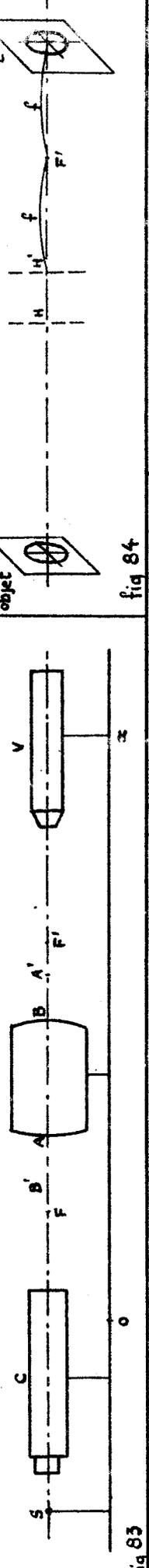


fig 83

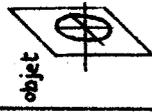


fig 84

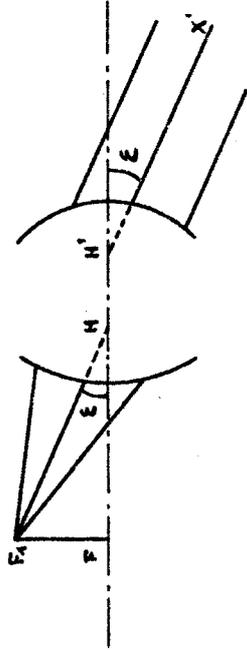


fig 85

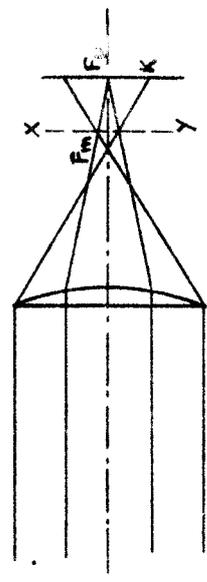


fig 86

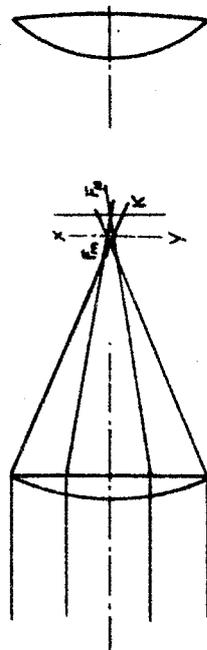


fig 87

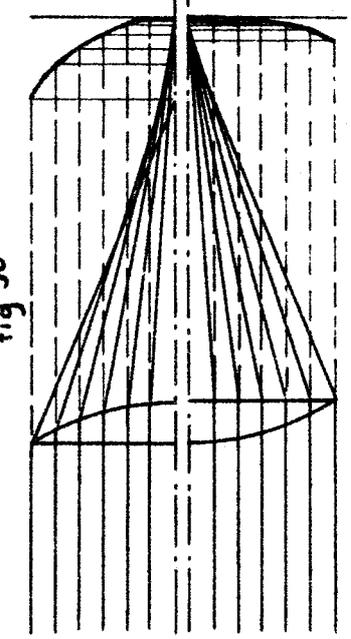


fig 88

fig 89

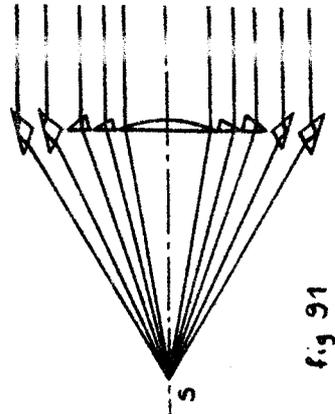


fig 91

Fig 92

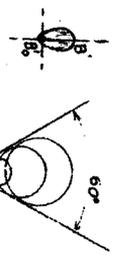
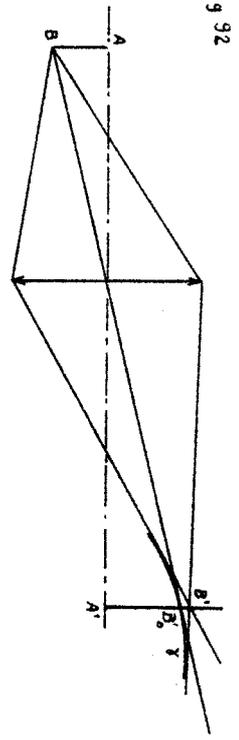


Fig 93

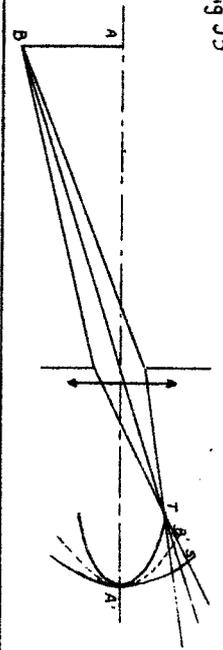


Fig 94

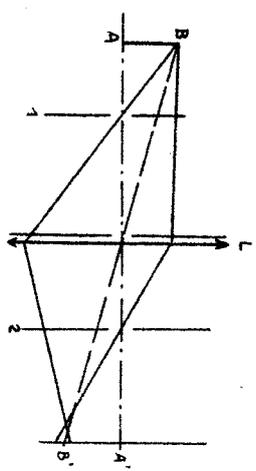
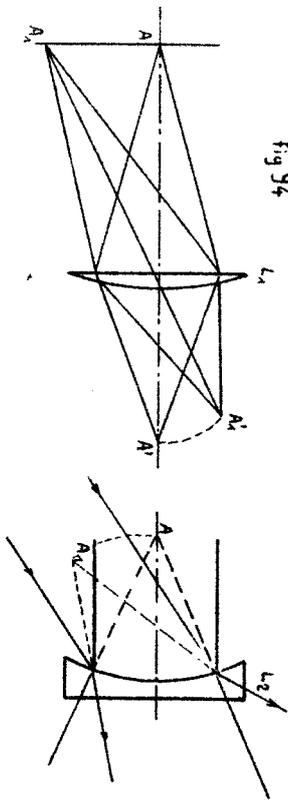


Fig 95

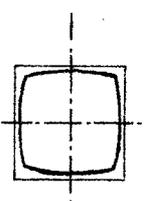


Fig 96

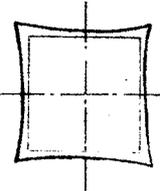


Fig 97

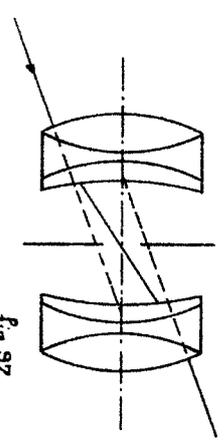


Fig 98

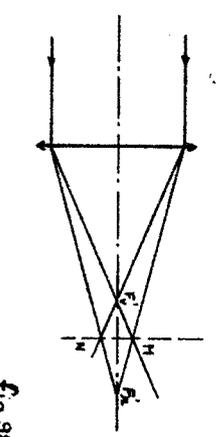


Fig 102

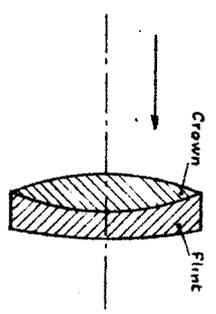


Fig 99

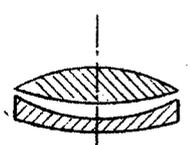


Fig 100

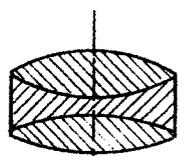
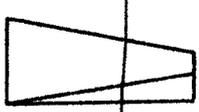


Fig 101



L.T.P.C.
lère année
J.M. GUINOT

RESUME DU COURS D'OPTIQUE GEOMETRIQUE
ET INSTRUMENTALE

Conventions AFNOR
S 10-004

I - Signes

Abscisses : le sens positif est dans tous les cas le sens de la lumière (même après réflexion).

Ordonnées : sens positif de bas en haut.

Angles : positif pour le sens qui amène le sens positif de Ox sur Oy .

Comptés à partir des axes optiques ou des normales.

Longueurs focales (milieux extrêmes identiques) positive pour les systèmes convergeants, systèmes dont le foyer objet est, suivant le sens de la lumière, placé avant le plan principal objet.

Rayons de courbure : positifs pour les surfaces tournant leur convexité vers la lumière incidente.

Epaisseurs : toujours positives.

II - Notations (affectées d'indices selon les besoins)

		Conventions et symboles
Eléments correspondant	{ à l'espace objet :	aucun signe (prime)
	{ à l'espace image :	
Sommets (pôles) d'un dioptre ou miroir		S, S'
Centre de courbure		C, C'
Foyers objet et image		F, F'
Points principaux		H, H'
Points nodaux		N, N'
Intersections d'un rayon avec un dioptre ou miroir		I, I'
Centre optique		O
Indices des milieux objet et image		n, n'
Longueur focale objet et image		f, f'
Constringence = $\frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$		∩
avec $\lambda_D = 5893 \text{ \AA}$		
$\lambda_F = 4861 \text{ \AA}$		
$\lambda_C = 6563 \text{ \AA}$		
Célérité de la lumière		c
Fréquence		f
Longueur d'onde $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$		λ
Rayon de courbure = \overline{SC} compté positivement dans le sens de la lumière incidente		r

	Conventions et symboles	
Epaisseur sur l'axe	e	
Intervalle optique = $\overline{F_1' F_2}$	Δ	
Abscisses {	origines quelconques	x, x'
	origines en H (ou H')	p, p'
	origines en F ou F'	q, q'
Distances à l'axe d'un point objet ou image	y ou y'	
Hauteur d'incidence d'un rayon	h	
Courbure = $\frac{1}{r}$	ρ	
Courbure d'une lentille = $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right)$	δ	
Puissance = $\frac{1}{f'}$	ϕ'	
Proximité d'un objet ou d'une image = $\frac{1}{p}$	ω	
Angle d'un rayon avec l'axe condition du sinus $n y \sin \alpha = n' y' \sin \alpha'$	α	
Angles d'incidence et de réfraction ou réflexion	i, i'	
Angles avec l'axe d'un rayon issu d'un point de l'axe	u, u'	
Angle de la normale avec l'axe	ω	
Angle du champ rapporté à la pupille : diamètre apparent	θ	
Diamètre d'une pupille instrumentale ou d'une lentille	o	
Angle d'un prisme	φ	

Grandissement transversal = $\frac{y'}{y}$

Grandissement angulaire = $\frac{\alpha'}{\alpha}$

Grandissement axial = $\frac{dx'}{dx}$

Grossissement = $\frac{\text{tg } \theta'}{\text{tg } \theta}$

Facteurs d'absorption

Facteurs de réflexion

Facteurs de transmission

Conventions
et symboles

ε_y

ε_α

ε_x

G

α

ρ

T

III - Sous-multiples décimaux

décimètre	dm	10^{-1}	ou 0,1
centimètre	cm	10^{-2}	ou 0,01
millimètre	mm	10^{-3}	ou 0,001
micron	μm ou μ	10^{-6}	ou 0,000 001
nanomètre ou millimicron	nm ou m μ	10^{-9}	ou 0,000 000 001
angströms	Å	10^{-10}	ou 0,000 000 0001
picomètre	p m	10^{-12}	ou 0,000 000 000 001
unité X	UX	10^{-13}	ou 0,000 000 000 0001
1 Å	= $10^{-4} \mu$ =	10^{-8}cm	= 10^{-10}m

IV - Radiations visibles et invisibles (limites approximatives)

	<u>longueurs d'ondes</u>
rayons cosmiques	moins de $0,001 \text{ \AA}$
	$0,01 \text{ \AA}$
" γ	$0,1 \text{ \AA}$
" X	$100 \text{ \AA} = 0,01 \mu$
ultra violet	$0,4 \mu$
lumière visible	$0,75 \mu$
infra-rouge	$300 \mu = 0,3 \text{ mm}$
ondes hertziennes	plus de 30 km