

sortir de la lentille, un faisceau *divergent* : si ce faisceau vient rencontrer l'œil, il paraît émané du *foyer virtuel* A'. — On trouvera de même

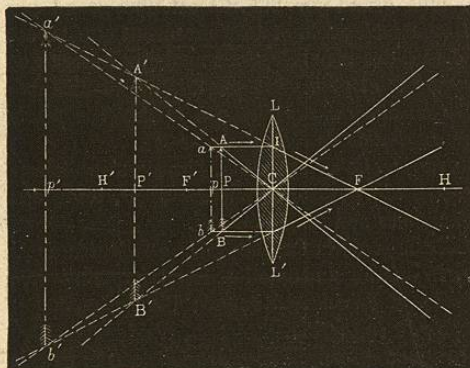


Fig. 566. — Image virtuelle.

l'image virtuelle B' du point B, et l'on obtiendra définitivement une image A'B', qui sera *droite, virtuelle et plus grande que l'objet*. — Une pareille image ne peut venir se peindre sur un écran; elle ne peut être perçue que par un observateur dont l'œil sera placé de manière à recevoir les faisceaux divergents. La lentille fonctionne

alors comme une *loupe* : nous reviendrons plus loin sur ce sujet (566).

A mesure que l'objet s'éloigne de la lentille, sans arriver au foyer principal F', l'image s'en éloigne également et grandit. Dans la figure 566, *ab* représente le même objet, placé plus loin de la lentille que *AB*; il forme alors son image en *a'b'*.

**531. Détermination analytique de la position, de la nature, du sens et de la grandeur de l'image.** — Quand un objet lumineux est situé dans un plan P perpendiculaire à l'axe principal d'une lentille, l'image est dans le plan conjugué P' du plan de l'objet (529); la position de l'image est donc déterminée par l'équation

$$(1) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}.$$

Si cette équation donne pour  $p'$  une valeur positive, l'image est *réelle*; elle est *virtuelle* dans le cas contraire.

Considérons le cône qui a pour sommet le centre optique de la lentille, et pour base le contour de l'objet; le contour de l'image, devant se trouver à la fois sur le cône et dans le plan P', est à l'intersection de ce cône et du plan conjugué du plan de l'objet. — Supposons que  $p$  soit toujours positif. Si la valeur trouvée pour  $p'$  est positive, les deux plans P et P' sont situés de part et d'autre de la lentille; l'un rencontre une des deux nappes du cône; l'autre, la nappe opposée : l'image est *renversée*. — Si la valeur trouvée pour  $p'$  est négative, les deux plans sont d'un même côté de la lentille; ils coupent la même nappe du cône : l'image est *droite*. — En général, l'image est *renversée* ou *droite*, selon que le rapport  $\frac{p'}{p}$  est *positif* ou *négatif*.

Enfin le rapport de deux dimensions linéaires homologues  $i$  et  $o$  de l'image et de l'objet est égal à la valeur absolue du rapport  $\frac{p'}{p}$ ; on a donc, comme pour les miroirs concaves,

$$(2) \quad \frac{i}{o} = \sqrt{\frac{p'}{p}}.$$

L'image est *agrandie* ou *diminuée*, selon que  $\frac{p'}{p}$  est supérieur ou inférieur à l'unité.

L'équation (1) permettant de calculer  $p'$ ,  $\frac{p'}{p}$  et  $\frac{p'^2}{p^2}$ , on connaîtra, d'après les signes et les grandeurs de ces quantités, la *position*, la *nature* (réelle ou virtuelle), le *sens* et la *grandeur* de l'image.

Les résultats sont compris dans le tableau suivant :

$p = \infty$	$p' = f$	image réelle,	renversée,	infinitement diminuée.
$\infty > p > 2f$	$f < p' < 2f$	— réelle,	renversée,	diminuée.
$p = 2f$	$p' = 2f$	— réelle,	renversée,	égale.
$2f > p > f$	$2f < p' < \infty$	— réelle,	renversée,	agrandie.
$p = f$	$p' = \pm \infty$	— réelle,	renversée,	} infinitement agrandie.
$f > p > 0$	$p' < 0$	— virtuelle,	droite,	

**532. Vérifications expérimentales.** — Ces résultats peuvent être vérifiés par des expériences semblables à celles que nous avons faites pour les miroirs sphériques concaves (496).

Une bougie P étant placée de manière que le milieu de la flamme soit à peu près sur l'axe principal d'une lentille convergente L (fig. 560), on constate que, si la distance de la bougie à la lentille est d'abord très grande, il vient se peindre sur un écran placé au delà de la lentille, à une distance très peu supérieure à la distance focale principale  $f$ , une image réelle, renversée, et extrêmement diminuée. — Si l'on rapproche un peu la bougie de la lentille, on doit, pour que l'image conserve sa netteté, éloigner l'écran au delà du foyer principal : l'image augmente, tout en restant plus petite que l'objet. — Quand la distance de la bougie à la lentille devient égale à  $2f$ , l'écran doit être placé au delà de la lentille, à la même distance  $2f$ , et la grandeur de l'image devient égale à celle de l'objet. — Quand la distance de la flamme à la lentille devient inférieure à  $2f$ , tout en restant supérieure à  $f$  (c'est le cas de la figure 560), la distance de l'écran à la lentille doit être plus grande que  $2f$ , et l'image, toujours renversée, est agrandie.

Il est d'ailleurs intéressant de constater que, dans tous les cas qui précèdent, on peut supprimer l'écran, et percevoir la formation de l'image *aérienne*, en plaçant l'œil dans le cône de rayons lumineux divergents, au delà de l'image elle-même (497).

Enfin, si l'on rapproche la bougie de la lentille à une distance plus petite que  $f$ , il ne se forme plus d'image au delà de la lentille : l'œil



placé derrière la lentille voit, du même côté que l'objet, une image virtuelle, droite et agrandie.

533. Expression de la valeur de  $f$ , en fonction de  $R$ ,  $R'$  et  $n$ . — Soit  $LL'$  une section de la lentille par un plan qui contient l'axe principal (fig. 367); le rayon incident  $PI$  se réfracte suivant  $I'P'$ , en demeurant dans

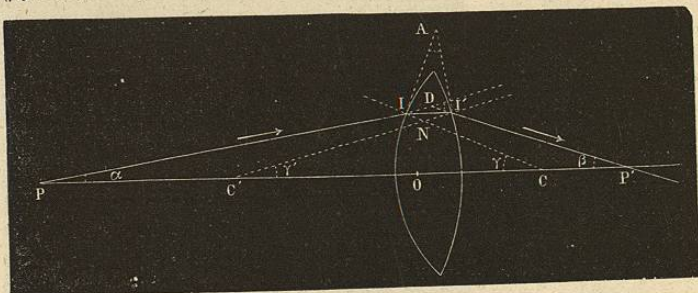


Fig. 367.

le plan de la figure. Par rapport à ce rayon lumineux, la lentille  $LL'$  se comporte comme le ferait un prisme dont la section principale serait  $IAI'$ ; soit  $D$  la déviation, c'est-à-dire l'angle aigu formé par les prolongements du rayon incident  $PI$  et du rayon émergent  $I'P'$ ; soit  $A$  l'angle que font entre elles les tangentes menées aux points  $I$  et  $I'$ : on sait (516, Rem.) que l'on a

$$D = (n - 1)A.$$

Mais, en désignant par  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  et  $\gamma'$  les angles  $IP0$ ,  $IP'O$ ,  $ICO$ ,  $I'C'O$ , il est facile de voir que l'angle de déviation  $D$  est égal à la somme  $\alpha + \beta$ ; d'autre part, l'angle  $A$  et l'angle obtus  $N$ , ayant leurs côtés respectivement perpendiculaires, sont supplémentaires: et comme, dans le triangle  $CNC'$ , l'angle  $N$  est supplémentaire de la somme  $\gamma + \gamma'$ , il en résulte que l'angle  $A$  est égal à la somme  $\gamma + \gamma'$ ; la relation précédente devient donc

$$(1) \quad \alpha + \beta = (n - 1)(\gamma + \gamma').$$

Puisque nous supposons la lentille très mince, nous devons considérer les points  $I$  et  $I'$  comme se confondant en un seul, situé sur la perpendiculaire à l'axe principal, menée par le centre optique  $O$ : soit  $y$  la distance de ce point à l'axe. Les angles  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  et  $\gamma'$  ont alors sensiblement pour mesures  $\frac{y}{OP}$ ,  $\frac{y}{OP'}$ ,  $\frac{y}{OC}$  et  $\frac{y}{OC'}$ ; et la relation (1) devient, en supprimant le facteur commun  $y$ ,

$$(2) \quad \frac{1}{OP} + \frac{1}{OP'} = (n - 1) \left( \frac{1}{OC} + \frac{1}{OC'} \right).$$

Si l'on désigne par  $p$  et  $p'$  les distances de la lentille au point lumineux et à son foyer, par  $R$  et  $R'$  les deux rayons de courbure de la lentille, que nous supposons ici biconvexe, on obtient ainsi, entre les quantités  $p$  et  $p'$ , la relation numérique

$$(3) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = (n - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right).$$

En particulier, si le point lumineux  $P$  s'éloigne jusqu'à l'infini, en sorte que  $\frac{1}{p}$  tende vers zéro, les rayons incidents constituent un faisceau parallèle à

l'axe principal, et vont, après réfraction, se couper au foyer principal de la lentille (fig. 357); la distance  $p'$  tend vers la distance focale  $f$ . Il vient alors:

$$(4) \quad \frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right),$$

relation qui permet de calculer la distance focale d'une lentille, en fonction des rayons de courbure, et de l'indice du verre de la lentille (\*).

534. Lentilles divergentes. — Foyer principal virtuel. — Prenons une lentille à bords épais, telle que  $B, B'$  ou  $B''$  (fig. 356), et orientons-la de façon que son axe principal passe par le centre du soleil: l'expérience montre qu'il sort de la lentille un faisceau *divergent*. — L'œil d'un observateur, placé dans ce faisceau, voit un petit cercle lumineux, situé du côté où la lentille reçoit la lumière. Le centre de ce petit cercle est le *foyer principal virtuel* de la lentille.

Voici comment on peut se rendre compte de ce résultat. — Soit un rayon  $RI$ , tombant par exemple sur une lentille biconcave  $LL'$  (fig. 368),

dans une direction parallèle à son axe principal  $OO'$ . Ce rayon éprouve, en pénétrant dans le verre, une première réfraction, qui le rapproche de la normale  $ON$ , suivant  $I'$ ; en sortant de la lentille, il éprouve une seconde réfraction, qui l'éloigne de la normale  $O'I'$ , et prend la direction  $IT$ . Ces deux réfractions ont pour effet, l'une et l'autre, d'écarter le rayon lumineux de l'axe principal. Dès lors, le prolongement géométrique  $I'F$  du rayon émergent vient rencontrer l'axe principal en un certain point  $F$ , situé du même côté de la lentille que le rayon incident (\*\*). — Le point  $F$  est le même pour tous les rayons incidents  $RI, SK$ , etc., parallèles à l'axe principal (526).

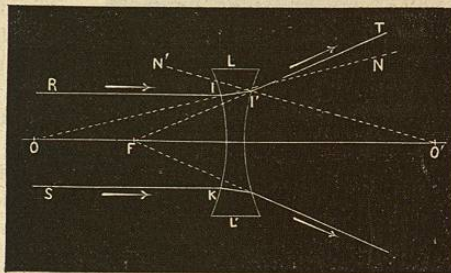


Fig. 368.— Divergence des rayons, produite par une lentille à bords épais.

(\*) Dans le calcul de  $\frac{1}{f}$ , au moyen de la formule (4), on devra affecter du signe — le rayon de courbure correspondant à une face concave. Si l'une des faces est plane, son rayon de courbure étant l'infini, l'inverse est nul. — Quand la lentille est biconvexe ou plan-convexe, la quantité  $f$  est nécessairement positive. — Si la lentille a une face convexe et l'autre concave, la quantité  $f$ , calculée comme il vient d'être dit, est positive si le rayon de courbure de la face convexe est plus petit que le rayon de courbure de la face concave; c'est le cas du ménisque convergent (fig. 355, A').

(\*\*) La lentille agit sur le rayon  $RI$  (fig. 368) comme le ferait un prisme de verre dont les faces se confondraient avec les plans tangents menés en  $I$  et  $I'$ , et dont la base serait du côté opposé à l'axe principal.



**535 Images virtuelles produites par les lentilles divergentes.** — L'expérience montre encore que, quelle que soit la distance d'un objet lumineux à une lentille divergente, il ne se produit jamais qu'une image virtuelle, droite et plus petite que l'objet.

C'est ce qu'on peut s'expliquer par une construction géométrique, semblable à celle que nous avons employée pour les lentilles convergentes. — En effet, si l'on considère un objet AB (fig. 569) placé devant une lentille divergente, pour avoir l'image du point A, on mènera d'abord l'axe secondaire AC; puis le rayon AI, parallèle à l'axe principal: le prolongement géométrique du rayon émergent devra passer par le foyer principal F'; dès lors, le point de rencontre des deux droites IF' et AC déterminera le point A', qui sera l'image du point A. — On construira de même l'image B' du point B. — La figure montre que l'image A'B' est toujours virtuelle, droite, et plus petite que l'objet AB.

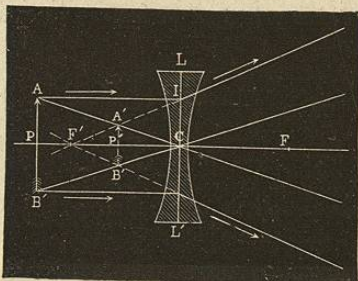


Fig. 569. — Image virtuelle, produite par une lentille divergente.

536. Formules relatives aux lentilles divergentes. — Pour ces lentilles, un raisonnement semblable à celui que nous avons fait pour les lentilles convergentes (529) donne, entre  $p$  et  $p'$ , la relation

$$(1) \quad \frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f}.$$

les quantités  $p$  et  $p'$  étant comptées toutes les deux positivement du même côté de la lentille, et  $f$  étant la distance de la lentille au foyer principal virtuel F' (\*). — On a, en outre, comme pour les lentilles convergentes,

$$(2) \quad \frac{i}{o} = \sqrt{\frac{p'^2}{p^2}}.$$

Ces équations suffisent pour résoudre toutes les questions relatives à la position et à la grandeur de l'image.

(\*) En raisonnant comme nous l'avons fait pour les lentilles convergentes (535), on verrait que la longueur focale  $f$  est encore déterminée par la relation

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right),$$

R et R' désignant les deux rayons de courbure d'une lentille biconcave. — Dans le cas d'un ménisque divergent (fig. 536, B''), on doit affecter du signe — le rayon de courbure de la face convexe.

## CHAPITRE IV

### DISPERSION

#### I. — DÉCOMPOSITION ET RECOMPOSITION DE LA LUMIÈRE.

**537. Décomposition de la lumière blanche.** — Spectre solaire. — Lorsqu'on fait tomber un faisceau de rayons solaires sur un prisme, il éprouve, outre la déviation que nous avons étudiée (515) un épanouissement et une coloration. — En effet, si l'on reçoit le faisceau émergent sur un écran MN (fig. 570), on observe que la région éclairée est allongée dans le sens perpendiculaire à l'arête du prisme, et présente des teintes variables d'une extrémité à l'autre (\*). Ces teintes se fondent les unes dans les autres, en sorte qu'il est difficile de distinguer où finit l'une d'elles et où commence l'autre: on peut cependant les rapporter à sept couleurs principales, qui sont:

Violet, indigo, bleu, vert, jaune, orangé, rouge.

C'est le violet qui est le plus dévié vers la base du prisme; c'est le rouge qui l'est le moins. — Cet épanouissement qu'éprouve le faisceau lumineux a reçu le nom de dispersion. — L'image colorée est ce qu'on nomme le spectre solaire.

Pour expliquer la formation du spectre solaire, Newton a admis que la lumière blanche, telle qu'elle nous arrive du Soleil, est formée de diverses couleurs, inégalement réfringibles par un même milieu transparent, comme le verre.

— Cette hypothèse suffit pour expliquer le phénomène: car, si les diverses couleurs sont réunies dans le faisceau incident RI (fig. 570), et si elles sont inégalement réfringibles, elles ne

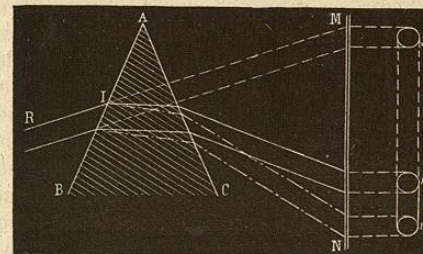


Fig. 570. — Production du spectre.

(\*) Dans la figure 570, on a représenté l'écran rabattu, à droite, autour de la ligne