Augustin Fresnel

Manuel Luque [*]

14 août 2 004

Table des matières

---

[*] Je remercie le groupe Mélusine : `http://melusine.eu.org/syracuse/`, et en particulier Jean-Paul Vignault pour l'aide qu'ils m'ont apportée à la mise au point du code PostScript permettant la simulation numérique de ces phénomènes.

1 La vie d'Augustin FRESNEL

La vie d'Augustin FRESNEL et son œuvre scientifique sont parfaitement connues grâce à ses contemporains : François ARAGO, son ami et collaborateur, qui rédigea son éloge devant l'Académie de Sciences le 26 juillet 1830, dont le texte a été repris dans le troisième tome des œuvres complètes [8], son frère Léonor FRESNEL qui participa à la publication des travaux d'Augustin, Émile VERDET qui fut l'un des maîtres d'œuvre de cette publication et qui en écrivit l'introduction. Signalons que lors du centenaire de la mort d'Augustin FRESNEL, Charles FABRY[1] donna dans une remarquable conférence, une biographie de FRESNEL dans laquelle, avec le recul du temps, il essaie de porter un « jugement sur FRESNEL et son œuvre »[2].

---

[1] C'est le texte de cette conférence que R.MASSAIN donne dans *Physique et Physiciens*, publié par Magnard (1966), dans la lecture XXXVIII, dédiée à « FRESNEL et l'optique ».

[2] « Un siècle s'est écoulé depuis la mort de Fresnel ; le recul est assez grand pour qu'on puisse se demander ce que le temps a fait de son øeuvre. Peut-on dire que cette œuvre est restée immuable, que nous envisageons la théorie de la lumière sous l'aspect même où il l'avait laissée ? Assurément non. Et d'ailleurs, serait-ce faire un grand éloge d'une oeuvre scientifique que de dire qu'il a été impossible d'y rien ajouter ? La science n'est jamais finie, et dire d'une découverte qu'il a été impossible d'y rien ajouter, ne serait-ce pas dire qu'elle a conduit à une impasse ? Tel n'a pas été le cas de l'œuvre de Fresnel. Les lois qu'il a découvertes, les grandes notions introduites par lui sont restées à la base de la science ; mais les idées ont continué à évoluer. Nous ne croyons plus à l'existence

La naissance d'Augustin-Jean FRESNEL le 10 mai 1788 à Broglie (Eure) est due au fait que son père, architecte, avait été engagé dès 1784 afin de diriger les travaux de rénovation du château de Broglie : il y rencontra Augustine MÉRIMÉE[3] qu'il épousa l'année suivante. Ils eurent quatre fils : Louis, Augustin, Léonor et Fulgence. Leonor suivra particulièrement les travaux d'Augustin et lui succédera à la commission des phares et balises en 1827.

Augustin FRESNEL entra à l'École Polytechnique, puis à sa sortie à celle des Ponts et Chaussées. Titulaire du diplôme d'ingénieur, il fut envoyé construire des routes en Vendée, puis en 1812 dans la Drôme à Nyons. Le retour de Napoléon de l'île d'Elbe, lui parut « une attaque contre la civilisation[4] » et malgré une santé fragile, il s'en fut rejoindre l'armée royale du midi. « FRESNEL rentra à Nyons, sa résidence habituelle presque mourant.[. . .]Peu de jours après, un commissaire impérial vint prononcer sa destitution et le placer sous la surveillance de la haute police.[. . .] Fresnel obtint la permission de passer par Paris ; il y séjourna sans jamais être inquiété.[5] ».

« Ce court séjour à Paris fut pour Fresnel le véritable début de sa carrière scientifique ; il put lire quelques mémoires et se mettre en relations avec quelques-uns des hommes du milieu scientifique de Paris, en particulier avec Arago, qui devint son protecteur, son collaborateur et son ami.

« Arago devina tout de suite le génie de Fresnel, l'aida à se documenter, parfois collabora directement avec lui, le défendit, dans toutes les occasions, enfin s'employa de son mieux pour que son métier d'ingénieur, son gagne-pain, loin d'entraver sa carrière scientifique, pût se combiner avec elle[6]. »

C'est à partir de 1815 que FRESNEL commence ses premières recherches expérimentales sur la lumière : elles porteront sur la diffraction de la lumière, dont le mémoire fut couronné par l'Académie de Sciences en 1819, sur les interférences lumineuses, sur la polarisation de la lumière et la nature des vibrations lumineuses. La dernière partie de sa brève vie fut consacrée à l'amélioration des phares, par la mise au point, en particulier, des lentilles à échelons. Ce sont tous ces travaux qui seront développés dans les paragraphes suivants.

---

réelle d'un éther élastique, construit à l'image des milieux matériels, tout en étant chargé d'expliquer les actions réciproques des corps, se laissant traverser sans résistance tout en ayant des propriétés analogues à celles de l'acier ou peut-être du caoutchouc, voire même de la poix de cordonnier, suivant une comparaison humoristique de Lord Kelvin. Fresnel, d'ailleurs, avait sagement laissé dans l'ombre les propriétés de ce milieu, mais. ses successeurs, moins prudents, essayèrent de préciser ces propriétés et n'y réussirent pas. Et cependant, les notions fondamentales introduites par Fresnel sont restées et ont permis d'aller plus loin. »

[3] L'oncle maternel d'Augustin n'est autre que le père de Prosper MÉRIMÉE.

[4] Tome 1 des œuvres complètes d'Arago, page 116, dans sa notice biographique sur Fresnel

[5] ibid. page 117

[6] Charles FABRY dans *Physique et physiciens*, page 292

Arago[7] raconte la fin poignante de FRESNEL : celui-ci entouré de sa mère et de son frère Léonor, s'était retiré à Ville d'Avray.

« Fresnel habitait déjà la campagne la Société royale de Londres me chargea de lui la médaille de Rumford. Ses forces, alors presque épuisées, lui permirent à peine de jeter un coup d'oeil sur ce signe, si rarement accordé, de l'estime de l'illustre Société. Toutes ses pensées s'étaient tournées vers sa fin prochaine, tout l'y ramenait :
– Je vous remercie, me dit-il d'une voix éteinte, d'avoir accepté cette mission ; je devine combien elle a dû vous coûter, car vous avez ressenti, n'est-ce pas, que la plus belle couronne est peu de chose, quand il faut la déposer sur la tombe d'un ami ?
Hélas ces douloureux pressentiments ne tardèrent pas à s'accomplir. Huit jours encore s'étaient à peine écoulés, et la patrie perdait l'un de ses plus vertueux citoyens, l'Académie l'un de ses membres les plus illustres, le monde savant un homme de génie. »

2 L'optique ondulatoire

Pour NEWTON la lumière est constituée de corpuscules sur lesquels des forces s'exercent lorsqu'ils touchent une surface, ces forces ne s'exerçant qu'à un voisinage très proche des objets. NEWTON et bien d'autres savants comme Pierre-Simon LAPLACE[8] pensent pouvoir interpréter avec cette théorie les phénomènes optiques comme la réflexion et la réfraction.

Dans la continuité de Christiaan HUYGENS et de Thomas YOUNG, Augustin FRESNEL met fortement en question le caractère corpusculaire de la lumière et dès 1815 il va entreprendre une série d'expériences, demeurées célèbres, tendant à prouver que la lumière est une onde périodique. Ses expériences sur la *diffraction*, les *interférences*, la *polarisation* de la lumière, lui permettront de donner à son intuition une base théorique très élaborée sur la nature ondulatoire de la lumière et le caractère transversal des vibrations lumineuses. Pour comprendre l'œuvre de FRESNEL, il y a deux livres de référence : celui de Bernard MAITTE, *La lumière*[10] et un livre plus récent : *Les révolutions de l'optique* de J.& V. ROSMORDUC et F. DUTOUR[12] qui font l'historique de la lumière et donnent un large aperçu de l'apport de FRESNEL. Signalons aussi le magnifique, en particulier par ses illustrations, *Cahier de Sciences&Vie* N$^{\text{O}}$5 : Fresnel, qu'est-ce que la lumière ?[11].

---

[7] Tome 1 des œuvres complètes d'Arago, page 181.

[8] Pierre-Simon LAPLACE est un mathématicien, physicien et astronome remarquable né en 1719 à Beaumont en Auge dans le Calvados. Vous trouverez sur le site `http://www.math.unicaen.fr/~reyssat/laplace/`, d'Éric Reyssat, une biographie très complète de ce grand savant.

2.1 La diffraction

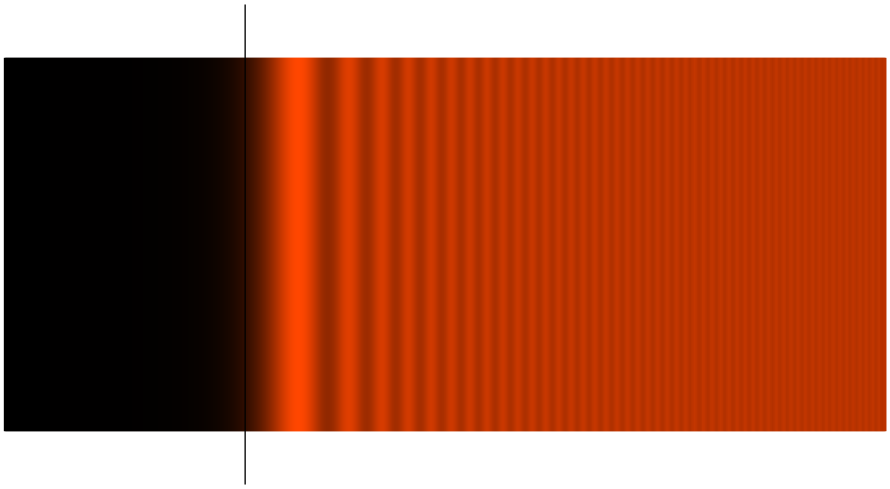


Figure 1: Figure de diffraction par un bord d'écran rectiligne, obtenue en lumière rouge. Le trait noir représente la limite de l'ombre géométrique.

2.1.1 Avant-propos et présentation

Cette étude des phénomènes observés lorsque la lumière rencontre un obstacle, appelés *diffraction*, suit la démarche historique d'Augustin FRESNEL. Elle utilise aussi les apports d'Émile VERDET, d'Henri BOUASSE et Henri BRUHAT qui ont su rendre attrayante et intelligible cette importante étude historique. Toute cette étude repose sur le principe d'HUYGENS-FRESNEL. Elle donne lieu à toute une série d'approximations dont les physiciens ont le secret et qui déroutent les non-initiés, mais elles seront justifiées à *posteriori* par l'excellent accord entre les prévisions déduites des calculs et l'observation des phénomènes. Le principe d'HUYGENS-FRESNEL n'apporte pas une réponse définitive et complète au problème de la diffraction, c'est une « hypothèse capable de fournir le plus grand nombre d'explications à partir du plus petit nombre de causes »[9]. Ces approximations conduisent à

---

[9] Dans le mémoire sur la diffraction, FRESNEL s'exprime ainsi (page 249 du tome I de ses œuvres complètes) :

« Si la nature s'est proposée de produire le *maximum* d'effets avec le *minimum* de causes, c'est dans l'ensemble de ses lois qu'elle a du résoudre ce grand problème.

Il est sans doute bien difficile de découvrir les bases de cette admirable économie, c'est-à-dire les causes les plus simples des phénomènes envisagés sous un point de vue aussi étendu. Mais, si ce principe général ne conduit pas immédiatement à la connaissance de la vérité il peut néanmoins diriger les efforts de l'esprit humain, en l'éloignant des systèmes qui rapportent les les phénomènes à un trop grand nombre de causes différentes, et en lui faisant adopter de préférence ceux qui appuyés sur le plus petit nombre d'hypothèses, sont les plus fécondes en conséquences. »

l'introduction et à l'étude des fonctions de Fresnel, dont nous pourrions aujourd'hui nous passer pour simuler avec un ordinateur ces phénomènes en appliquant le principe d'Huygens-Fresnel. Un exemple des franges observées lors de la diffraction par un bord d'écran rectiligne est donné par la figure 1. Fresnel avait calculé les tables des fonctions éponymes afin de vérifier ses hypothèses, pour rester dans l'état d'esprit des savants de cette époque les simulations numériques de cet article utilisent aussi les mêmes tables(voir annexe C). Cette étude dédiée à Augustin Fresnel n'utilise que les outils mathématiques disponibles au XIX$^{\text{e}}$S. Pour une vision moderne de l'optique ondulatoire faisant usage des complexes et de la transformée de Fourier notamment, on peut consulter le cours d'Éric Aristidi, professeur à l'université de Nice[10].

Le début du texte historique du mémoire de Fresnel sur la diffraction [11].

> « Lorsque l'on fait entrer la lumière dans une chambre obscure par un très-petit trou, on remarque que les ombres des corps ainsi éclairés, au lieu d'être terminées nettement, sont bordées à l'extérieur de franges de diverses nuances et de différentes largeurs. Si le corps opaque est suffisamment étroit, quoique beaucoup moins que le point lumineux, et que l'on reçoive l'ombre à une distance assez considérable, on verra dans son intérieur des bandes obscures et brillantes qui la partagent en intervalles égaux, et qui sont colorées comme les premières. Avant d'exposer les lois suivant lesquelles les franges tant extérieures qu'intérieures varient de largeur, je vais rendre compte des observations qui me les ont fait découvrir.
>
> Pour obtenir le point éclairant, je me servais d'abord d'un très-petit trou pratiqué dans une feuille d'étain, et sur lequel je rassemblais beaucoup de lumière à l'aide d'une grande lentille ; mais le mouvement du soleil déplaçait promptement le foyer, et chaque observation ne pouvait durer qu'un instant. Enfin j'ai employé le moyen que M. Arago m'avait indiqué, et qui m'a parfaitement réussi. J'ai adapté à l'ouverture du volet de ma chambre obscure une lentille très-convexe, sur laquelle un miroir renvoyait les rayons solaires ; l'image formée au foyer était alors extrêmement resserrée, à cause de la grande convexité de la lentille, et

---

[10] `http://www.unice.fr\DeptPhys\optique\optique.html`

[11] Dans les œuvres complètes (tome 2), cette introduction est présentée de manière un peu différente :

« On appelle *diffraction* de la lumière les modifications qu'elle éprouve en passant auprès des extrémités des corps.

Lorsque l'on fait entrer les rayons solaires dans une chambre obscure par une ouverture d'un très petit diamètre, on remarque que les ombres des corps, au lieu d'être terminées nettement et d'une manière tranchée, comme cela devrait arriver si la lumière marchait toujours en ligne droite, sont fondues sur leurs contours et bordées de trois franges colorées bien distinctes, dont les largeurs sont inégales et vont en diminuant de la première à la troisième ; quand le corps interposé est assez étroit, on voit même des franges dans son ombre, qui paraît alors divisée par des bandes obscures et des bandes plus petites, placées à des distances égales les unes des autres. Nous appellerons cette seconde espèce de franges *franges intérieures*, et les autres, *franges extérieures*. »

> produisait des franges colorées comme le point lumineux qu'on obtient à l'aide d'un très-petit trou. La lentille que j'ai employée a 12 millimètres de foyer ; elle donnait des franges assez nettes tant que le corps opaque n'en était pas éloigné de plus de 50 centimètres ; mais lorsque je les rapprochais davantage, ces franges devenaient très-vagues et ne pouvaient plus être mesurées assez exactement. N'ayant pas à ma disposition, pendant mes premiers essais, de lentille plus forte, j'eus recours à un globule de miel que je déposai sur un petit trou pratiqué dans une feuille de cuivre. Éclairé par ce globule, le fil de fer dont je mesurais les franges en produisait encore de fort nettes, même lorsqu'il n'était plus qu'à un centimètre du point lumineux. Il est inutile d'ajouter que les lentilles de verre d' un très-court foyer, dont je me suis servi depuis, font le même effet. Pour reconnaître si les corps, dans le phénomène de la diffraction, agissent sur la lumière à des distances aussi considérables que le suppose Newton, j'ai cherché à observer les franges extérieures le plus près possible de leur origine ; mais comme, en recevant l'ombre sur un carton, il est difficile d'approcher assez l'oeil pour les bien distinguer sans intercepter la lumière incidente, j'imaginai de la recevoir sur un verre dépoli, et de regarder par derrière avec une loupe. Or, je fus très étonné de voir au-delà des bords du verre des franges absolument semblables à celles qui étaient peintes sur sa surface. [. . .] »

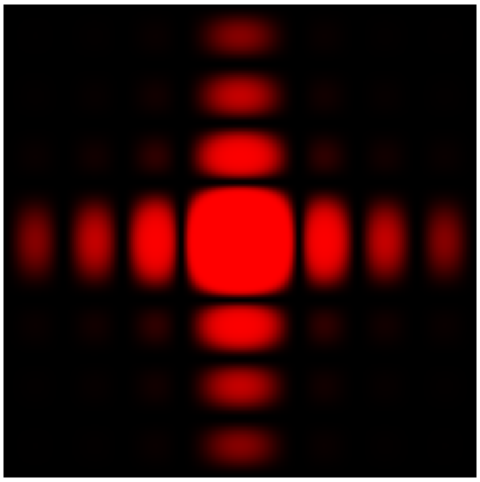


Figure 2: Figure de diffraction par un trou carré.

Une remarquable interprétation du phénomène est faite dans le cours de Berkeley [2], dont un extrait est donné en page 47, annexe 1. Henri BOUASSE dans son livre : *Diffraction*(pages 276-277)[4], disait la même chose. . . en d'autres termes [12].

---

[12] « Cette théorie est évidemment simpliste. Les points de la surface Σ ne sont pas *réelles* ; sinon elles émettraient aussi bien en arrière. Dire qu le résultat des interférences annulerait les mouvements rétrogrades , est faux ; car rien n'empêche de réaliser sur la

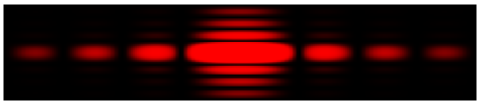


Figure 3: Figure de diffraction par un trou rectangulaire, de hauteur 5 fois plus grande que la largeur.

Pour interpréter le phénomène de la diffraction, Fresnel utilise le principe d'Huyghens : voici ce fameux principe tel que Fresnel l'énonce[13] :

> **« Les vibrations d'une onde lumineuse dans chacun de ses points, peuvent être regardées comme la résultante des mouvements élémentaires qu'y enverraient au même instant, en agissant isolément, toutes les parties de cette onde considérée dans l'une quelconque de ses positions antérieures. »**

2.1.2 Diffraction par un bord d'écran rectiligne

Une source ponctuelle éclaire un bord d'écran rectiligne illimité d'un côté. On cherche à déterminer les franges de diffraction observées sur un écran placé au-delà de l'écran obstacle. Dans l'une des expériences de Fresnel $a = 100$, $b = 799$ (en mm) et $\lambda = 0,638.10^{-6}$m.

C'est par le schéma de la figure 4, que Fresnel débute cette étude, il énonce le principe d'Huygens-Fresnel, qu'il va appliquer.

Émile Verdet, qui fut l'un des maîtres d'œuvre de l'édition des œuvres complètes de Fresnel [8], utilise quant à lui, le schéma (Figure 5)[14].

Si on remplace le point source par une fente fine parallèle au bord de l'écran (ou aux bords de l'écran s'il s'agit d'une fente ou d'un fil), la figure de diffraction n'est pas modifiée et apparaît plus lumineuse. Par conséquent, au lieu de raisonner sur l'onde sphérique nous pouvons nous placer dans un

---

même surface Σ *et avec les mêmes phases*, des mouvements se propageant en sens inverses.

Nous avons donc à faire à des sources fictives ; le principe de Fresnel est non un principe dynamique, mais l'expression d'une équivalence cinématique, un pur et simple *outil de calcul*[...]

Au surplus, que les sources soient réelles ou fictives, on ne peut les déterminer une fois pour toutes. On ne peut même pas pratiquement les déterminer. En effet le mouvement sur la surface Σ dépend de la présence des écrans ; la connaissance des sources à distribuer sur cette surface implique donc qu'on puisse calculer ce qui se passe sur la surface ; autrement dit, le calcul du mouvement en un point P au moyen d'un principe quelconque *analogue à celui de Fresnel, mais moins simpliste*, exige qu'on puisse calculer autrement en un point quelconque, ce qui est un cercle vicieux non théorique, mais pratique. »

[13] Tome II des Œuvres complètes, page 59[8]

[14] page 322, tome V : *leçon d'optique*, de ses œuvres complètes.

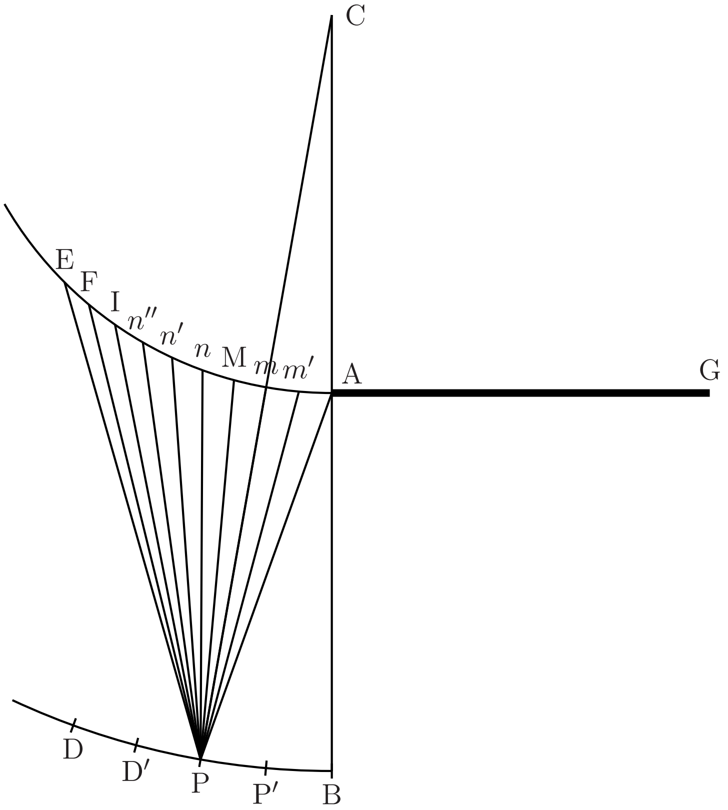


Figure 4: Soit C le point lumineux, AG l'écran, AME l'onde arrivée en A et interceptée en partie par le corps opaque. Je la suppose divisée en une infinité de petits arcs Am', $m'm$, mM, Mn, nn', etc. Pour avoir son intensité au point P, dans l'une de ses positions suivantes BPD, il faut chercher la résultante de toutes les ondes élémentaires que chacune de ces portions de l'onde primitive y enverrait en agissant isolément.(Schéma et commentaires extraits de la page 61, tome 2 des œuvres complètes de Fresnel [8])

plan perpendiculaire à l'écran et considérer l'onde circulaire $\widehat{\mathrm{X'O_0X}}$ de rayon a, tangente en $\mathrm{O_0}$ au bord de l'écran.

Cherchons à déterminer l'éclairement en un point P du plan d'observation. On trace SP qui coupe l'arc $\widehat{\mathrm{X'O_0X}}$ en O. On pose $\widehat{\mathrm{O_0O}} = s_0$, $\widehat{\mathrm{OM}} = s$ et $\widehat{\mathrm{O_0M}} = s'$. Nous allons chercher la contribution d'un arc élémentaire ds centré en M sur l'éclairement au point P.

La vibration lumineuse émise par la source est de la forme :

$$A \cos \frac{2\pi}{\mathrm{T}} t$$

En M elle s'exprimera par :

$$\frac{A}{a} \cos 2\pi \left(\frac{t}{\mathrm{T}} - \frac{a}{\lambda} \right)$$

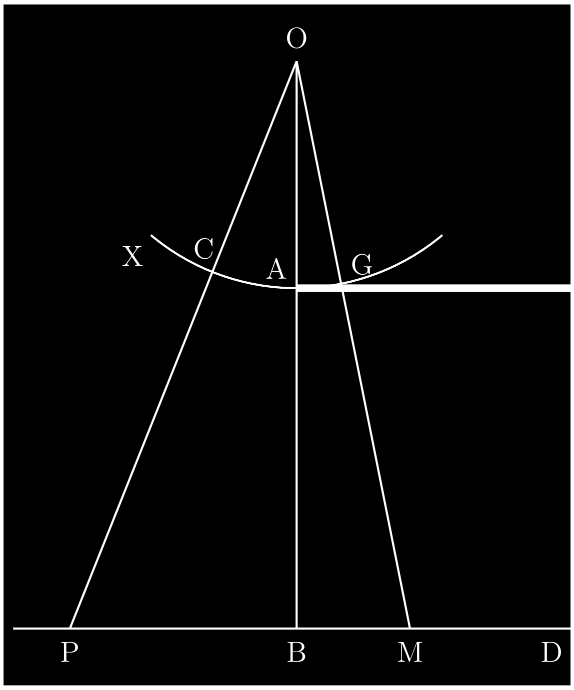


Figure 5: Schéma, page 322 d'Émile VERDET, ouvrant l'étude de la diffraction par un bord d'écran rectiligne dans le tome V de ses œuvres : *Leçons d'optique*.

Et au point P, la contribution de l'arc élémentaire ds vaudra :

$$\frac{A}{ar}\mathrm{d}s\cos 2\pi\left(\frac{t}{\mathrm{T}}-\frac{a+r}{\lambda}\right)$$

On considère comme négligeables les variations d'amplitude pour les différents points du plan d'observation. Cette amplitude sera représentée par K. On pose $r = r_0 + \delta$.

$$K\cos 2\pi\left(\frac{t}{\mathrm{T}}-\frac{a+r_0+\delta}{\lambda}\right)\mathrm{d}s$$

Le point P étant fixé et puisque nous cherchons la contribution des différents points de l'onde circulaire $\widehat{\mathrm{O_0X}}$ sur l'éclairement du point P, $a + r_0$ reste constant, en effectuant un changement de l'origine des temps l'état vibratoire s'écrit plus simplement :

$$K\mathrm{d}s\cos 2\pi\left(\frac{t}{\mathrm{T}}-\frac{\delta}{\lambda}\right)$$

δ représente la différence de marche en P entre les ondes émises par O et M.

Reste à évaluer δ. Je suivrais la méthode développée par Henri BOUASSE dans son livre *Diffraction*, en suivant le schéma de la figure 7. La méthode

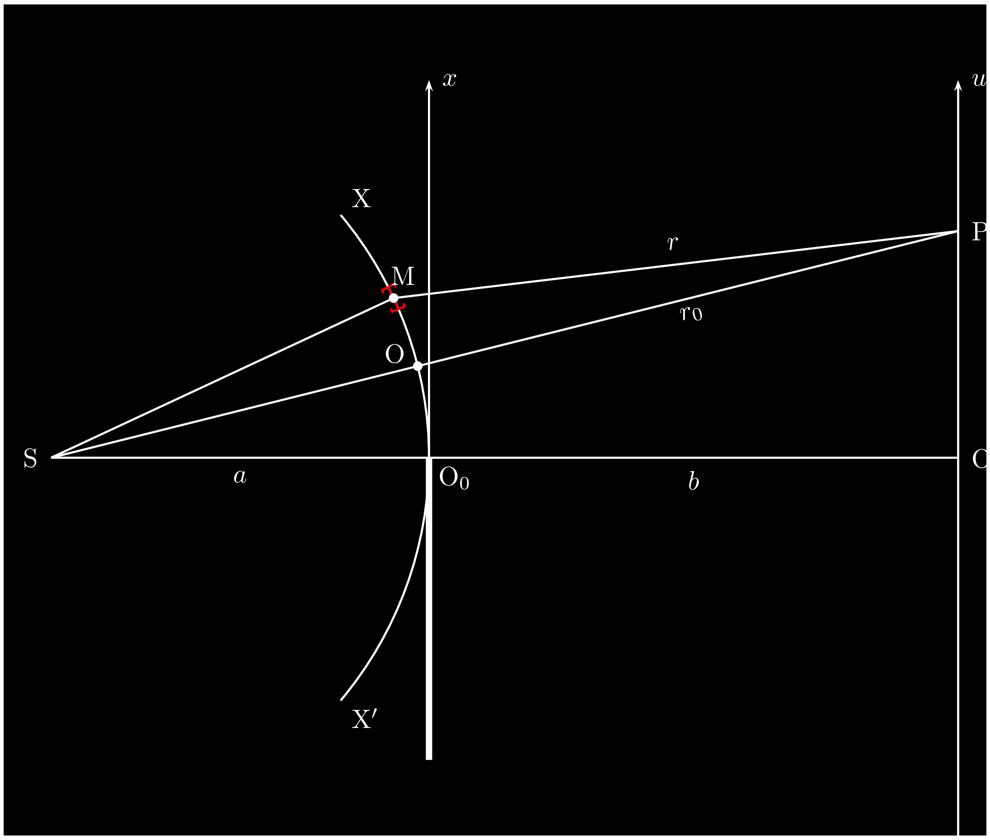


Figure 6: Présentation géométrique de l'étude de la diffraction par un bord d'écran

exposée par Émile Verdet est donnée en annexe B. Pour une meilleure compréhension, je fais subir une rotation à la figure précédente afin d'amener la droite (SP) horizontale. On complète la figure par la tangente en O et diverses constructions nécessaires aux explications, en particulier par un arc de cercle centré en P de rayon r_0.

Pour une meilleure lisibilité, les angles sont exagérément grands sur la figure. Les approximations suivantes sont adoptées (voir Figure 7) :

$$\mathrm{OM} \approx \mathrm{OD} \approx \widehat{\mathrm{OM}} \approx \widehat{\mathrm{OF}} \approx s \text{ et } \mathrm{MD} \approx \mathrm{OH}$$

Dans le triangle rectangle O″MO, en utilisant une relation classique :

$$\mathrm{OM}^2 = \mathrm{OH} \times \mathrm{OO}'' \Longrightarrow s^2 \approx \mathrm{MD} \times 2a \Longleftrightarrow \mathrm{MD} \approx \frac{s^2}{2a}$$

Opérons de la même manière pour calculer DF, on trouve :

$$s^2 \approx \mathrm{DF} \times 2r_0 \Longleftrightarrow \mathrm{DF} \approx \frac{s^2}{2r_0}$$

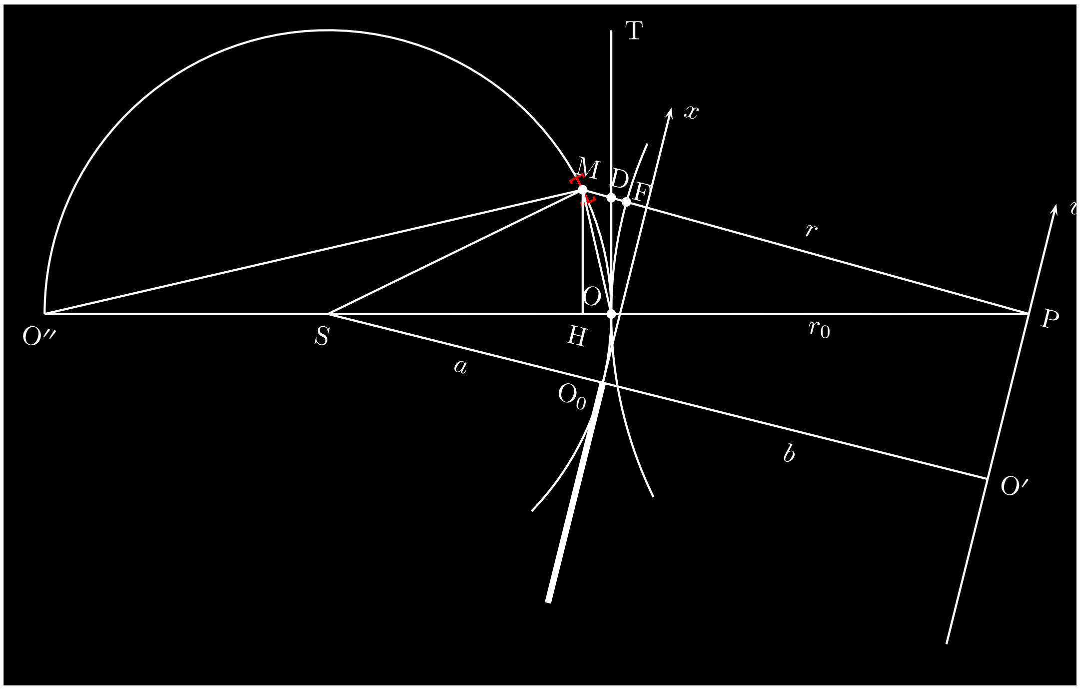


Figure 7: Calcul de la différence de marche $\delta = r - r_0 = \mathrm{MD} + \mathrm{DF}$

On en déduit le retard δ :

$$\delta = r - r_0 = \mathrm{MF} = \mathrm{MD} + \mathrm{DF} = s^2\left(\frac{1}{2a} + \frac{1}{2r_0}\right) = \frac{(a + r_0)}{2ar_0}s^2$$

La contribution de l'arc élémentaire ds centré en M à l'état vibratoire du point P s'écrit :

$$\mathrm{d}E = K\mathrm{d}s\cos 2\pi\left(\frac{t}{\mathrm{T}} - \frac{(a + r_0)}{2ar_0\lambda}s^2\right)$$

$$\mathrm{d}E = K\mathrm{d}s\cos\left(2\pi\frac{t}{\mathrm{T}} - \frac{\pi(a + r_0)}{ar_0\lambda}s^2\right)$$

On définit la variable auxiliaire ν :

$$\nu^2 = \frac{2(a + r_0)}{ar_0\lambda}s^2$$

$$\mathrm{d}E = K\mathrm{d}s\cos\left(2\pi\frac{t}{\mathrm{T}} - \frac{\pi\nu^2}{2}\right)$$

L'état de la vibration lumineuse au point P sera obtenue en faisant la somme de tous les dE qui sont les contributions des différentes arcs élémentaires , suivant le principe d'HUYGENS-FRESNEL, de la partie découverte de l'écran qui va de $\mathrm{O}_0 \longrightarrow \infty$.

Posons $\omega = \frac{2\pi}{T}$ et $\mathrm{d}\nu = \alpha \mathrm{d}s$ avec :

$$\alpha = \sqrt{\frac{2(a+r_0)}{ar_0\lambda}}$$

Appelons K' la nouvelle constante :

$$\mathrm{E} = K' \int \cos\left(\omega t - \frac{\pi\nu^2}{2}s^2\right)\mathrm{d}s$$

$$\mathrm{E} = K' \cos\omega t \int \cos\frac{\pi\nu^2}{2}s^2\mathrm{d}s + K' \sin\omega t \int \sin\frac{\pi\nu^2}{2}s^2\mathrm{d}s$$

On pose :

$$P = \int \cos\frac{\pi\nu^2}{2}s^2\mathrm{d}s \qquad Q = \int \sin\frac{\pi\nu^2}{2}s^2\mathrm{d}s$$

$$E = K'(P\cos\omega t + Q\sin\omega t)$$

Nous n'écrivons plus le facteur constant K', la vibration lumineuse est une grandeur proportionnelle à l'expression entre parenthèses. L'intensité lumineuse au point P est égale au carré de l'amplitude :

$$E = E_0\cos(\omega t + \varphi) \Longrightarrow E_0^2 = P^2 + Q^2 \text{ et } \tan\varphi = \frac{Q}{P}$$

Elle est donnée par :

$$I = P^2 + Q^2$$

$C(\nu)$ et $S(\nu)$ sont les intégrales de Fresnel :

$$C(\nu) = \int_0^\nu \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

$$S(\nu) = \int_0^\nu \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

En examinant le tracé des deux courbes les représentant, nous constatons que pour des valeurs de ν grandes les deux intégrales prennent la même valeur $\frac{1}{2}$. Pour calculer la valeur de ces intégrales lorsque ν est grand, on prendra :

$$C(\nu) = \int_0^\nu \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu = \int_0^\infty \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu = \frac{1}{2}$$

$$S(\nu) = \int_0^\nu \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu = \int_0^\infty \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu = \frac{1}{2}$$

Il faut maintenant déterminer les bornes d'intégration : elles sont entre $-\widehat{\mathrm{O_0O}}$ et $\widehat{\mathrm{OX}}$. X est le point de tangence mené par P.

L'approximation suivante consiste à assimiler l'arc $\widehat{\mathrm{X'O_0X}}$ avec l'axe $x'Ox$. Compte-tenu de la remarque précédente, il revient au même de prendre comme bornes d'intégration $-x$ et $+\infty$, soit pour la variable ν entre $-\nu$ et $+\infty$.

En remarquant que $C(\nu)$ et $S(\nu)$ sont des fonctions impaires, on en déduit :

$$P = \int_{-\nu}^{\infty} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu = \int_{-\nu}^{0} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \int_{0}^{\infty} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu = \int_{0}^{\nu} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \frac{1}{2}$$

$$Q = \int_{-\nu}^{\infty} \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu = \int_{-\nu}^{0} \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \int_{0}^{\infty} \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu = \int_{0}^{\nu} \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \frac{1}{2}$$

L'intensité, ou plutôt une grandeur qui lui est proportionnelle se calcule par :

$$I = P^2 + Q^2 = \left(\frac{1}{2} + C(\nu)\right)^2 + \left(\frac{1}{2} + S(\nu)\right)^2$$

On se donne le point P par u et on en déduit ν.

La figure 8 représente les franges de diffraction en lumière blanche. Sur la figure 9 on dessiné la courbe représentant les variations de l'intensité.

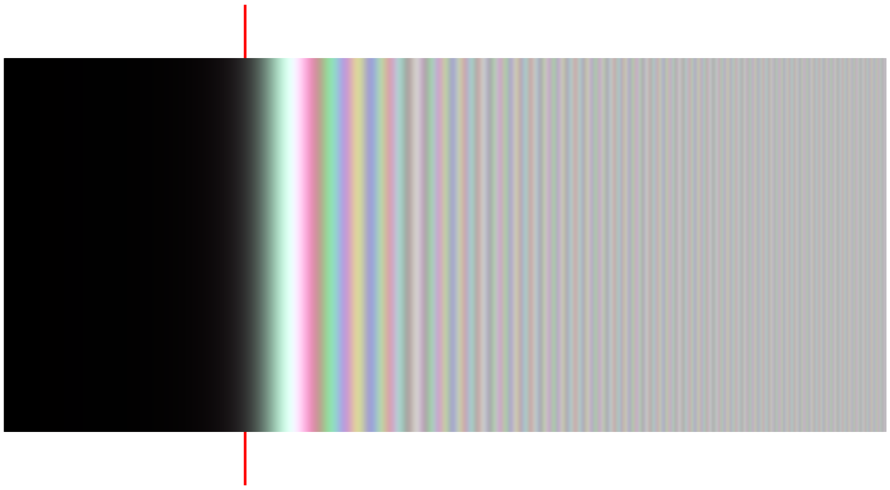


Figure 8: Figure de diffraction obtenue en lumière blanche, en grandeur réelle avec les paramètres $a = 1$ m et $b = 10$ m. Le trait noir représente la limite de l'ombre géométrique.

Sur la figure 10, on peut visualiser l'influence de la couleur sur l'interfrange.

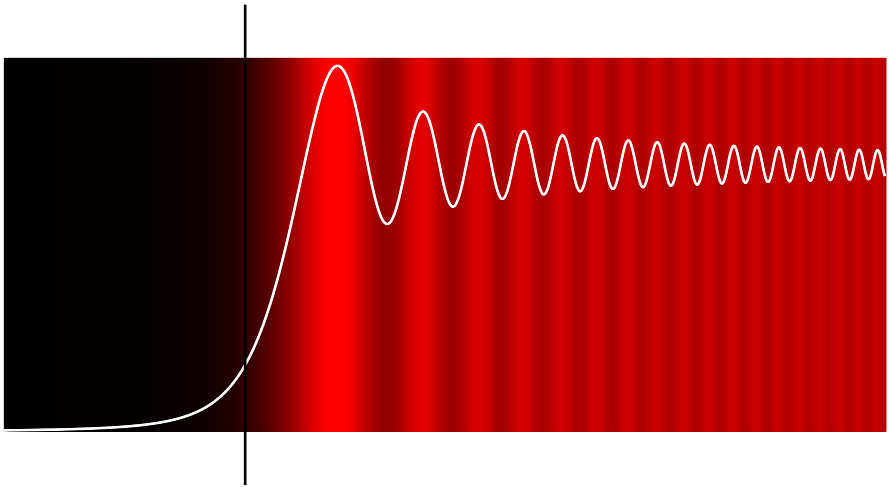


Figure 9: Le trait noir représente la limite de l'ombre géométrique. On constate qu'à la limite de l'ombre géométrique l'éclairement est le quart de ce qu'il serait sans écran. Les franges n'existent qu'hors de l'ombre géométrique où elles vont en se resserrant. Les différences entre maxima et minima allant en s'amenuisant les franges finissent par s'estomper.

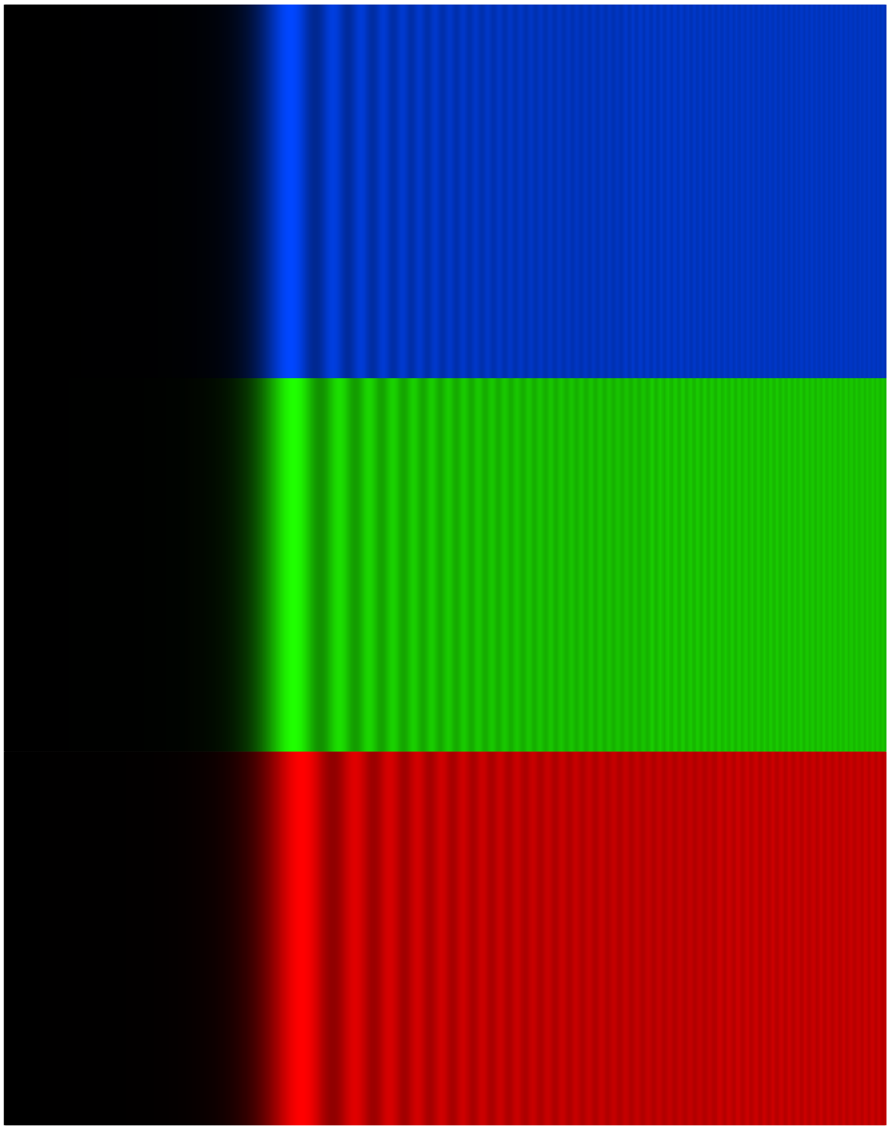


Figure 10: Les franges sont d'autant plus larges que la longueur d'onde est grande.

2.1.3 Diffraction par un fil

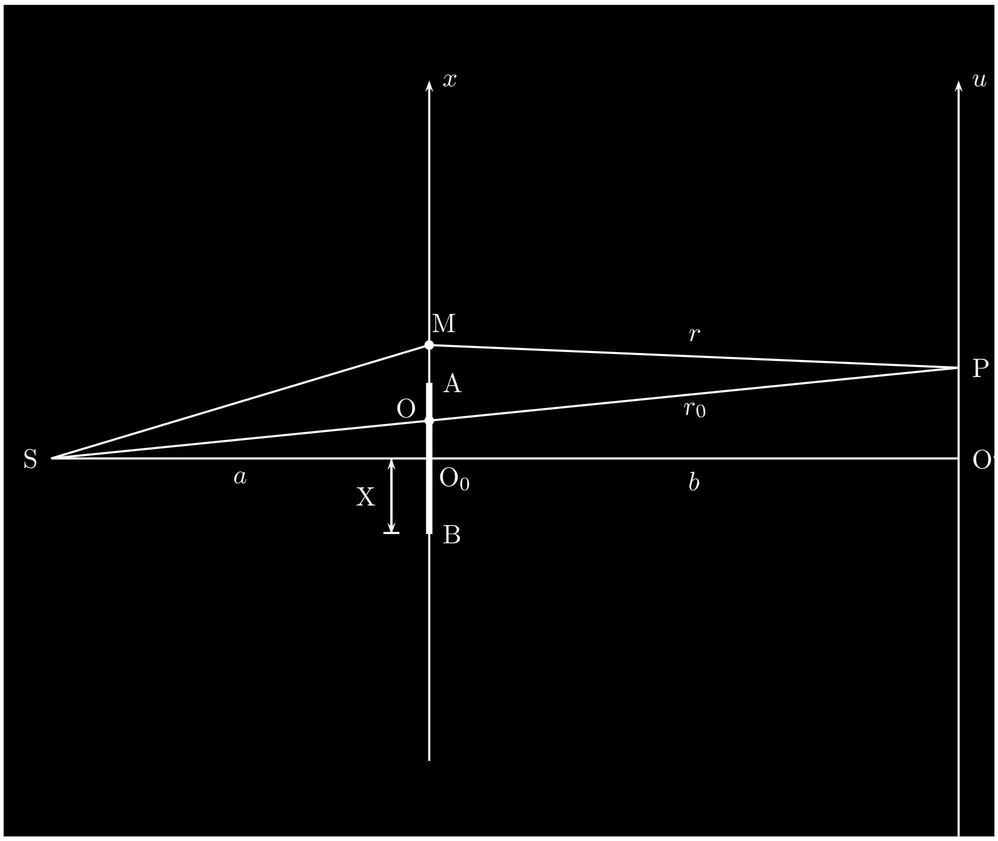


Figure 11: Présentation géométrique de l'étude de la diffraction par un écran à bords rectilignes et parallèles très étroit (fil).

Le point d'observation est défini par : $\overline{\mathrm{O'P}} = u$, le point O par : $\overline{\mathrm{O_0O}} = x$, avec :

$$\overline{\mathrm{O_0O}} = x = u\frac{a}{a+b}$$

Comme précédemment la variable auxiliaire ν est :

$$\nu^2 = \frac{2(a+r_0)}{ar_0\lambda}x^2 = \frac{2a}{r_0(a+r_0)}u^2$$

avec l'approximation qui consiste à dire que r_0 s'écarte peu de b :

$$\nu^2 = \frac{2(a+b)}{ab\lambda}x^2 = \frac{2a}{b(a+b)}u^2$$

Les intégrales P et Q ont comme bornes d'intégration, si X désigne la demi-épaisseur du fil :

- pour la partie supérieure de l'onde, entre $\mathrm{X} - x$ et ∞ ;
- pour la partie inférieure de l'onde, entre $\mathrm{X} + x$ et ∞ ;

φ étant la valeur de ν qui correspond au bord A de l'écran, soit :

$$\varphi = \nu(\mathrm{X}) = \sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}}\mathrm{X}$$

pour la variable ν les bornes d'intégration sont :

- pour la partie supérieure de l'onde, entre $\varphi - \nu$ et ∞ ;
- pour la partie inférieure de l'onde, entre $\varphi + \nu$ et ∞ ;

Les mêmes remarques que lors du calcul de l'éclairement d'un bord d'écran s'appliquent :

$$P = \int_{\varphi-\nu}^{\infty} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \int_{\varphi+\nu}^{\infty} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

$$P = \int_{\varphi-\nu}^{0} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \int_{0}^{\infty} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \int_{\varphi+\nu}^{0} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \int_{0}^{\infty} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

Sachant que les fonctions de Fresnel sont impaires, que $\int_0^\infty \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu = \frac{1}{2}$,

$$P = 1 - \int_{0}^{\varphi-\nu} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu - \int_{0}^{\varphi+\nu} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

De même :

$$Q = 1 - \int_{0}^{\varphi-\nu} \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu - \int_{0}^{\varphi+\nu} \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

La position du point P où on veut calculer l'éclairement est donnée par u, on en déduit x et ν.

$$I = P^2 + Q^2$$

Les figures 12, 13, 14, 15 ont été obtenues par simulation numérique[15], les traits verticaux représentent les limites de l'ombre géométrique du fil et le contraste a été accentué pour les franges situées dans l'ombre géométrique. Á l'intérieur de l'ombre les franges sont équidistantes.

---

[15] Les programmes ont été écrits en postscript, les paramètres de l'expérience sont accessibles pour modification soit directement dans les lignes des fichiers, soit par l'intermédiaire de commandes LaTeX. Les programmes avec quelques explications sont téléchargeables ici : `http://melusine.eu.org/syracuse/mluque/figuresdiffraction/figuresdiffraction.html`

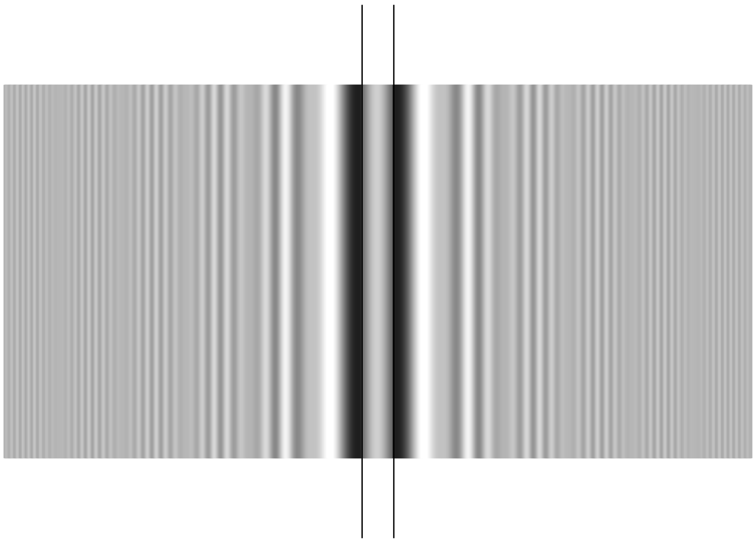


Figure 12: $\varphi = 0,5$

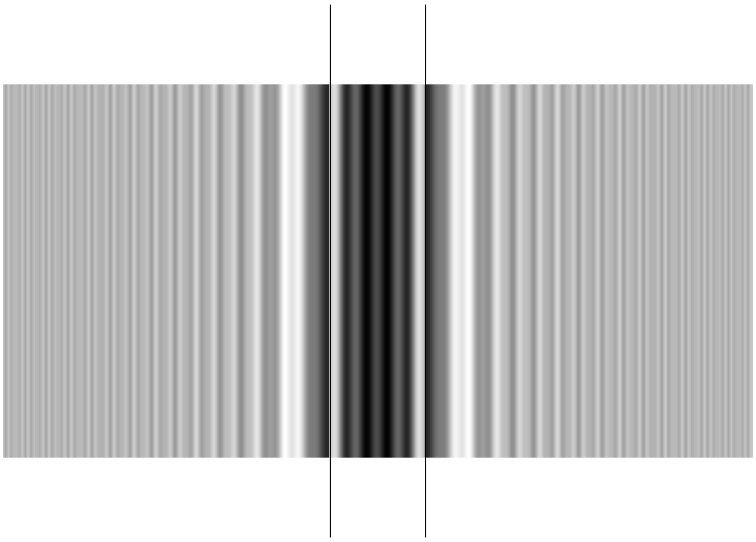


Figure 13: $\varphi = 1,5$

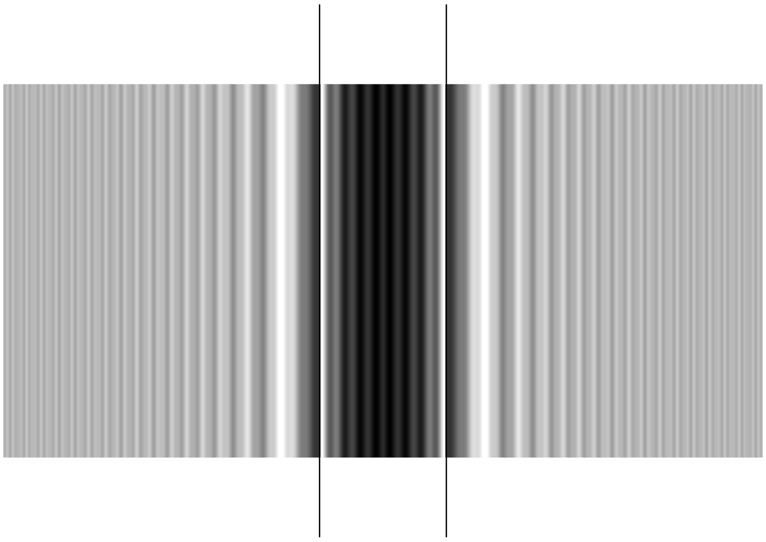


Figure 14: $\varphi = 2$

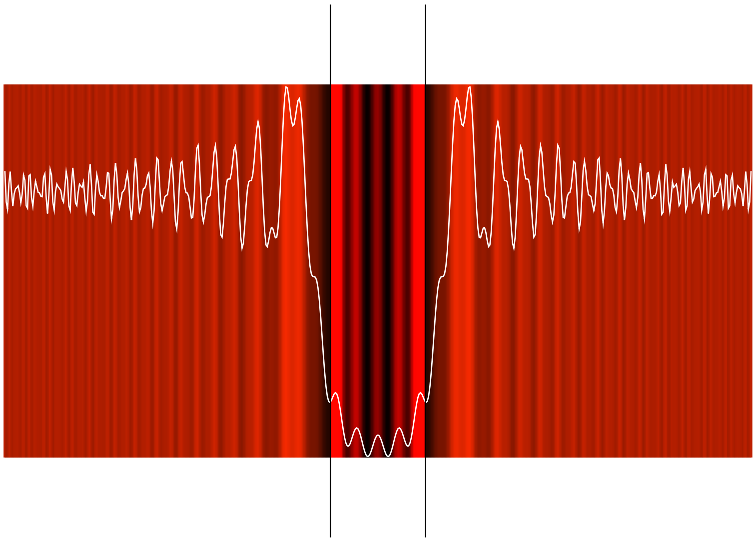


Figure 15: $\varphi = 1,5$ en lumière rouge ($\lambda = 638$ nm), avec les variations de l'intensité. Le contraste a été accentué dans l'ombre géométrique afin de bien y discerner les franges équidistantes.

2.1.4 Diffraction par une fente fine à bords parallèles

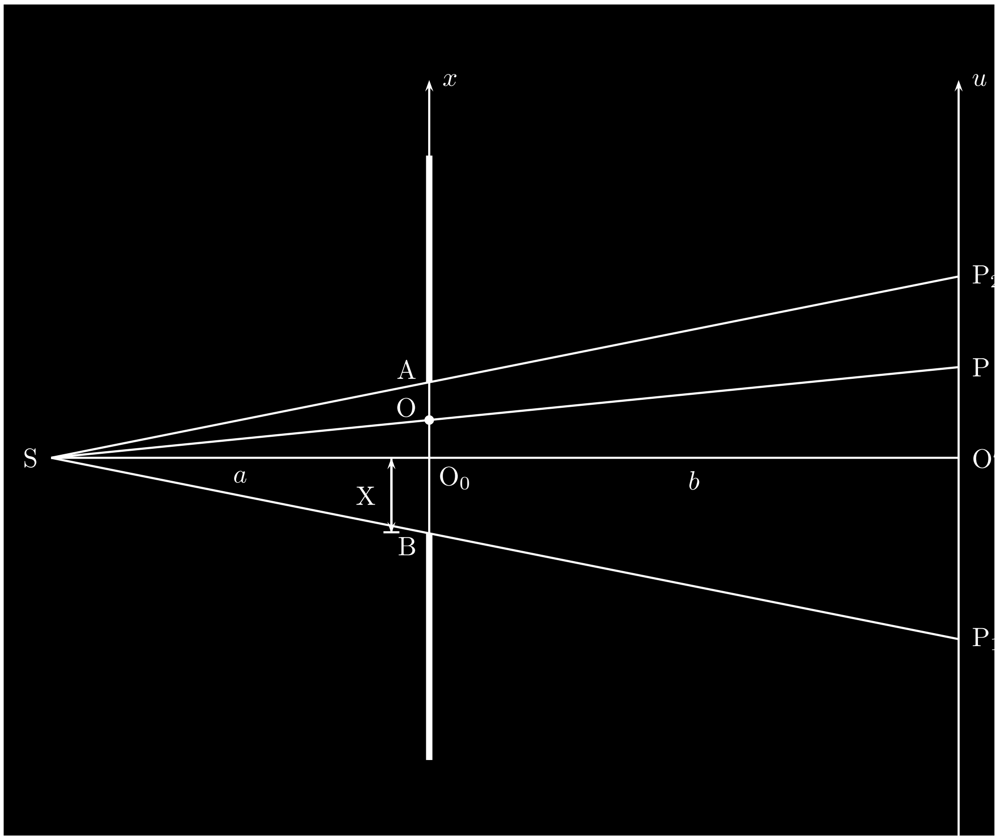


Figure 16: Présentation géométrique de l'étude de la diffraction par une fente étroite.

Déterminons les borne d'intégration pour x :

$$x_1 = \overline{OB} = \overline{OO_0} + \overline{O_0B} = -x - \mathrm{X}, \qquad x_2 = \overline{OA} = \overline{OO_0} + \overline{O_0A} = -x + \mathrm{X}$$

Soit pour ν :

$$\nu_1 = \sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}}x_1 = -\nu - \varphi, \qquad \nu_2 = \sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}}x_2 = -\nu + \varphi$$

En posant comme précédemment que $\varphi = \sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}}\mathrm{X}$. La méthode est identique à celle utilisée pour la diffraction par un fil, seules les bornes d'intégration changent.

On se donne la position du point P par la variable u, on en déduit x puis ν. L'intensité se calcule par $I = P^2 + Q^2$, avec les intégrales :

$$P = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu, \quad Q = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

$$P = \int_{\nu_1}^{0} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \int_{0}^{\nu_2} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

$$P = -\int_{0}^{\nu_1} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \int_{0}^{\nu_2} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

soit :

$$P = \int_{0}^{\varphi-\nu} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \int_{0}^{\varphi+\nu} \cos\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

de même :

$$Q = \int_{0}^{\varphi-\nu} \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu + \int_{0}^{\varphi+\nu} \sin\frac{\pi\nu^2}{2}\mathrm{d}\nu$$

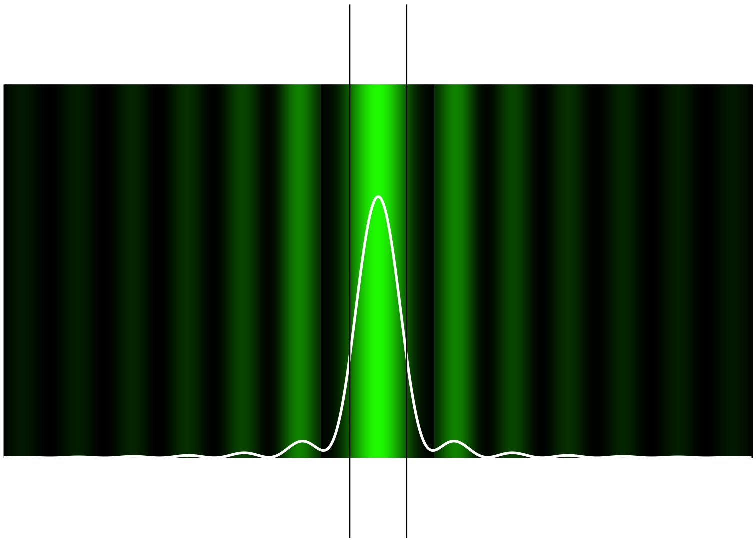


Figure 17: $\varphi = 0,72$, $a = 50$, $b = 700$ et $X = 0,025$ en cm. Les deux traits verticaux représentent les limites de l'ombre géométrique.

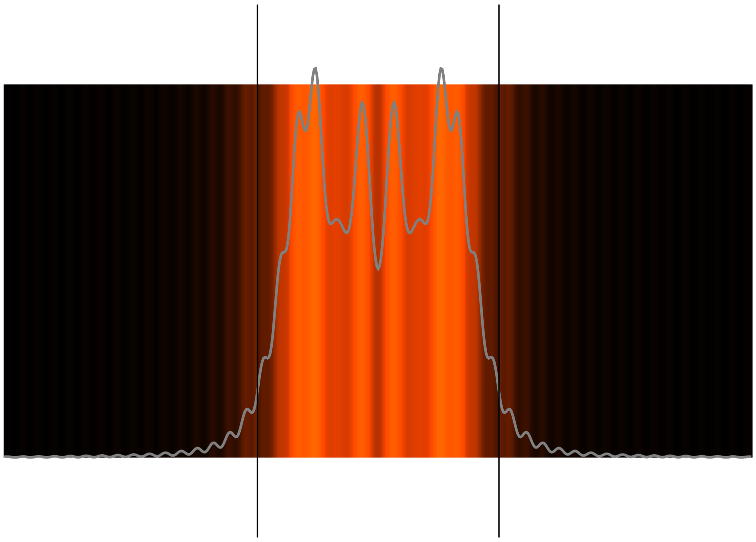


Figure 18: $\varphi = 2,75$.

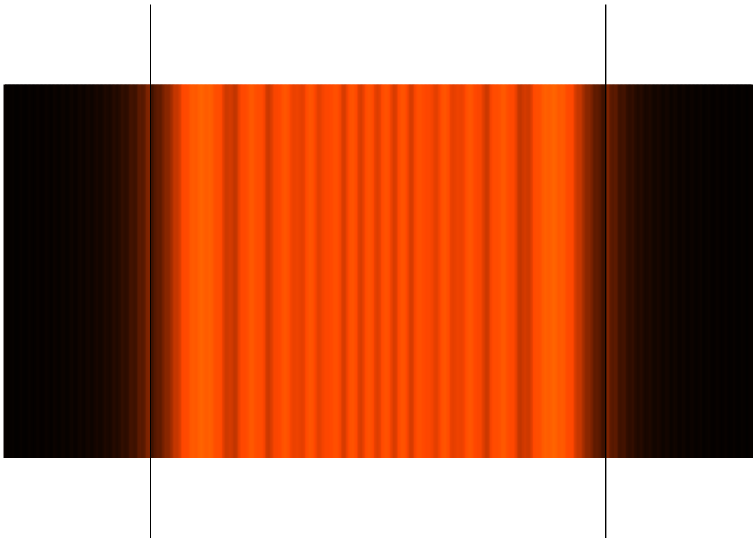


Figure 19: $\varphi = 5$. Avec une fente très large, on obtient dans l'ombre géométrique pour chaque bord, sensiblement le même phénomène que pour la diffraction par un bord d'écran, (§ 2.1.2).

2.1.5 Diffraction par une petite ouverture ou un écran circulaires

Dans son mémoire sur la diffraction, FRESNEL ne s'était préoccupé que de la diffraction produite par des écrans rectilignes à bords indéfinis et ce n'est qu'à la suite d'une remarque de POISSON qu'il fut conduit à étudier ces phénomènes[16]. Voici en quels termes Émile VERDET [17] relate ces circonstances :

> «... POISSON, qui faisait partie de la commission chargée de juger ce mémoire, remarqua que les intégrales dont l'auteur faisait dépendre le calcul des intensités de la lumière diffractée pouvaient s'évaluer exactement pour le centre de l'ombre d'un petit écran circulaire opaque et pour le centre de la projection conique d'une petite ouverture circulaire. Dans le premier cas elles donnaient la même intensité que si l'écran circulaire n'existait pas ; dans le second, elles donnaient une intensité variable avec la distance et sensiblement nulle pour un certain nombre de distances déterminées par une loi très simple. FRESNEL fut invité à soumettre à l'épreuve ces conséquences imprévues et paradoxales de sa théorie, et l'expérience les confirma entièrement. »

FRESNEL n'a pas fait une étude théorique complète du phénomène de diffraction par une ouverture ou un écran circulaire ou d'autre type d'ouvertures et d'écrans. Voici quelques exemples de figures de diffraction obtenues à l'aide d'un trou circulaire, de deux trous circulaires et d'un trou triangulaire [18].

---

[16] Calcul de l'intensité de la lumière au centre de l'ombre d'un écran et d'un ouverture circulaire éclairés par un point radieux (*Œuvres complètes de Fresnel*, tome I, page 365).

[17] *Œuvres complètes, Leçons d'optique*, page 393, tome V.

[18] Un package PSTricks `pst-diffraction` permet une simulation de la diffraction par ces ouvertures : `http://melusine.eu.org/syracuse/mluque/figuresdiffraction/figuresdiffraction.html`. Pour une étude théorique, on consultera l' ouvrage d'Henri BOUASSE sur le diffraction [4], ou pour une approche plus moderne le cours d'optique d'Éric ARISTIDI sur : `http://www.unice.fr\DeptPhys\optique\optique.html` [1].

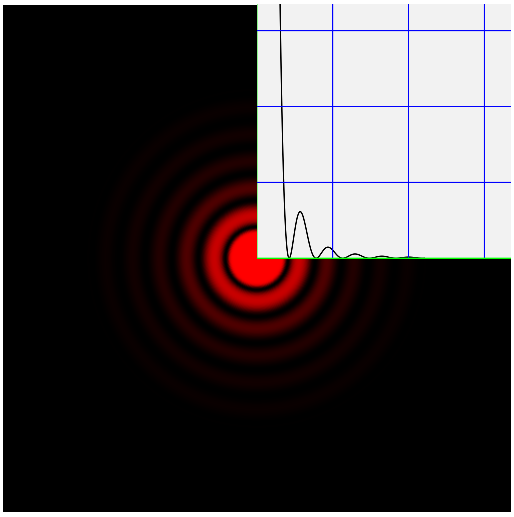


Figure 20: Figure de diffraction par un trou circulaire de rayon $r = 1$ mm, éclairé par une radiation de longueur d'onde $\lambda = 700$ nm.

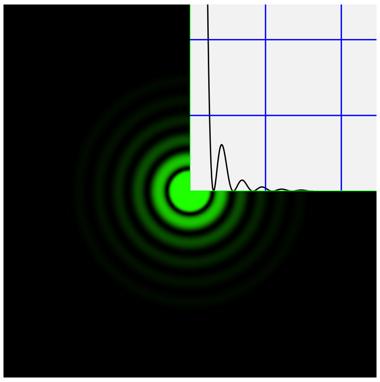


Figure 21: Figure de diffraction par un trou circulaire de rayon $r = 1$ mm, éclairé par une radiation de longueur d'onde $\lambda = 515$ nm.

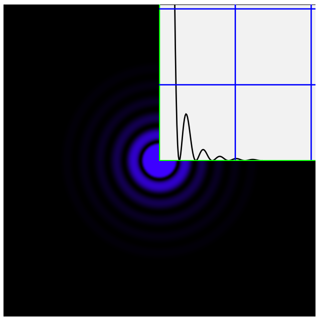


Figure 22: Figure de diffraction par un trou circulaire de rayon $r = 1$ mm , éclairé par une radiation de longueur d'onde $\lambda = 430$ nm.

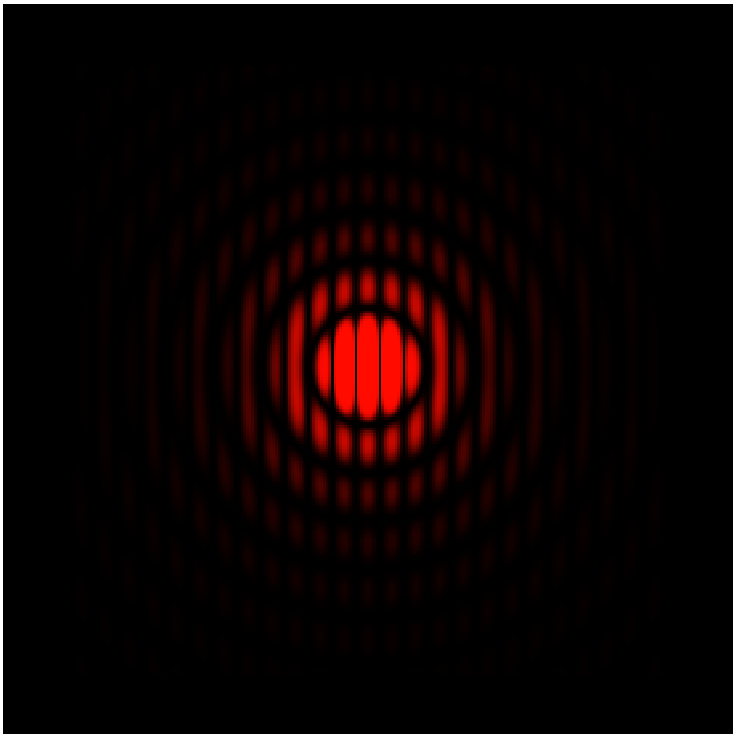


Figure 23: Diffraction par deux trous circulaires identiques de rayon $r = 0,5$ mm, dont les centres sont séparés par une distance de $d = 4$ mm, éclairés par une radiation (rouge) de longueur d'onde $\lambda = 632$ nm.

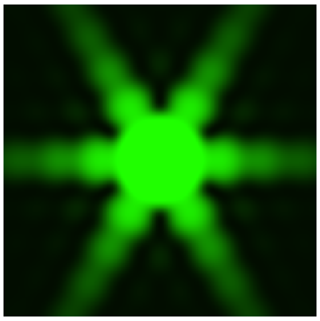


Figure 24: Figure de diffraction par un trou triangulaire équilatéral, de hauteur $r = 1$ mm, éclairé par une radiation de longueur d'onde $\lambda = 515$ nm.

2.2 Les interférences

Voici le début des explications de FRESNEL, dans le tome 2 ses œuvres complètes :

« Nous pouvons maintenant expliquer celle des deux miroirs, dans laquelle on obtient des effets très frappants de l'influence mutuelle des rayons lumineux par la réunion de deux faisceaux réfléchis régulièrement sur leur surface. Il ne faut point employer de glaces étamées, mais noircies par derrière, afin de détruire la seconde réflexion, qui compliquerait le phénomène ; des miroirs métalliques sont encore préférables. Après avoir placé les deux miroirs l'un à côté de l'autre, et de sorte que leurs bords se touchent parfaitement, on les fait tourner jusqu'à ce qu'ils se trouvent presque dans le même plan, et forment néanmoins entre eux un angle légèrement rentrant, de manière à présenter à la fois deux images du point lumineux. On peut juger de cet angle d'après l'intervalle qui sépare les images ; il faut que cet intervalle soit petit pour que les franges aient une largeur suffisante. Mais une chose à laquelle on doit apporter le plus grand soin, c'est que les miroirs ne saillent pas l'un sur l'autre dans la ligne de contact, car une saillie d'un ou deux centièmes de millimètre suffirait souvent pour empêcher l'apparition des franges. On parvient à remplir cette condition par le tâtonnement, en pressant peu à peu celui des deux miroirs que l'on croit le plus saillant contre la cire molle au moyen de laquelle on les a fixés sur un appui commun ; et l'on juge au tact, et mieux encore en cherchant les franges à l'aide de la loupe, si la condition est remplie. On pourrait sans doute imaginer un mécanisme au moyen duquel on ferait varier à volonté l'angle des deux miroirs, en évitant toute saillie de l'un sur l'autre ; mais il faudrait qu'il fût construit avec un grand soin. Si le procédé que je viens d'indiquer est plus long par les tâtonnements qu'il nécessite, il a dit moins l'avantage de n'exiger d'autre appareil que deux petits miroirs de métal ou verre noir, et d'être ainsi à la portée de tout le monde.

On ne doit employer dans cette expérience, comme dans celles de diffraction, que la lumière d'un seul point lumineux [...]

Pour découvrir ces franges, il faut s'éloigner un peu des miroirs, et recevoir directement les rayons qu'ils réfléchissent sur une loupe d'un court foyer, derrière laquelle on tient son œil placé de manière que toute sa surface paraisse illuminée. Alors on cherche les franges dans l'espace où se réunissent les rayons réfléchis sur les deux miroirs, qu'il est facile de distinguer du reste du champ lumineux à la supériorité de son éclat.

Ces franges présentent une série de bandes brillantes et obscures, parallèles entre elles, et à égales distances les unes des autres. Dans la lumière blanche elles sont parées des plus vives couleurs, surtout celles qui avoisinent le centre ; car, à mesure qu'elles s'en éloignent, elles s'affaiblissent graduellement, et disparaissent enfin vers le huitième ordre. Dans une lumière plus homogène, telle que celle qu'on peut obtenir au moyen d'un prisme ou de certains verres colorés en rouge on aperçoit un bien plus grand nombre de franges, qui ne présentent plus alors

> qu'une suite de bandes obscures et brillantes de même couleur. En employant une lumière aussi homogène que possible, on réduit le phénomène à son plus grand degré de simplicité. C'est dans ce cas que nous allons d'abord l'étudier particulièrement. Il nous sera facile ensuite de nous rendre compte des apparences qu'il présente avec la lumière blanche, par la superposition des bandes brillantes et obscures de chaque espèce de rayons colorés dont elle se compose.
> La direction de ces bandes est toujours perpendiculaire à la ligne droite qui joindrait les deux images du point lumineux, du moins dans l'espace éclairé par la lumière régulièrement réfléchie, quelle que soit la direction de cette ligne relativement aux bords des miroirs en contact ; ce qui prouve bien qu'elles né proviennent pas d'une influence exercée par ces bords sur les rayons lumineux qui passent dans leur voisinage. On peut d'ailleurs, en augmentant l'angle des miroirs, écarter assez l'une de l'autre les deux images du point lumineux, pour que les rayons qui concourent à la production des franges soient réfléchis à des distances telles des bords en contact, qu'on ne puisse plus supposer aucune action sensible, de leur part.
> La bande centrale est brillante, comme dans tes franges qui divisent l'ombre d'un corps étroit, ou celles qu'on obtient au moyen d'un écran percé de deux fentes parallèles, et suffisamment rapprochées. Cette bande brillante est placée entre deux bandes obscures du noir le plus foncé, quand un emploie, comme nous le supposons, une lumière sensiblement homogène ; chacune d'elles est suivie d'une bande brillante à laquelle succède de nouveau une bande obscure et ainsi suite. Les bandes obscures sont encore d'un noir très foncé dans les franges du deuxième et du troisième ordre ; mais, à mesure qu'on s'éloigne du centre, elles deviennent moins prononcées, ce qui tient à ce que la lumière employée n'est jamais parfaitement homogène.
> Il suffit, de comparer les bandes obscures des premier, deuxième et troisième ordres à la lumière donnée par un seul miroir, pour se convaincre qu'elles sont beaucoup, moins éclairées, et que, dans les positions qu'elles occupent, l'addition des rayons d'un des miroirs à ceux de l'autre, au lieu de former une lumière plus intense, *produit de l'obscurité*. [...] »

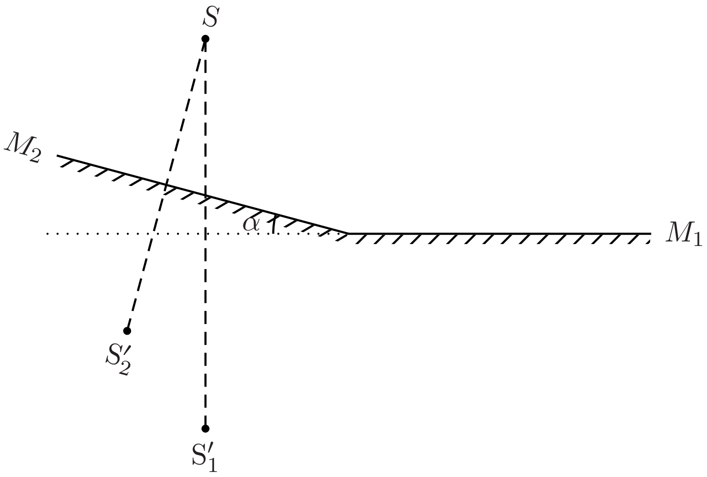
Voici la *recette* d'Henri BOUASSE [19] pour réaliser l'expérience de FRESNEL :

> « Aucune expérience n'est réalisée avec moins de frais et d'habileté manuelle : c'est du réglage pour débutants.
> Acheter un appareil spécial, c'est acheter un brevet de sottise.
> On se procure chez un miroitier un déchet de bonne glace sans tain (6×12 cm, par exemple) : *ça n'a aucune valeur marchande*. D'un trait de diamant on le coupe par le milieu ; on pose les moitiés sur un morceau de marbre, de glace, d'ardoise,... réalisant approximativement un plan[...] On applique l'un contre l'autre les bords de la coupure ; on charge ces bords de deux petits poids P. La

---

[19] pages 75 et 76 de son livre : *Interférences*, 1923, Librairie Delagrave.

> lumière est fournie par un point lumineux (trou d'épingle dans une carte de visite), placé par exemple à 4 mètres normalement au bord commun, éclairé par un arc pu à défaut par le filament d'une lampe à incandescence. Dans ce dernier cas il est commode de mettre le filament horizontal. L'incidence est quasi rasante. Pour éviter les réflexions gênantes, on a barbouillé d'encre de Chine les tranches et les faces postérieures des miroirs [. . .]
> Le réglage consiste simplement à incliner l'un des miroirs M_2 avec des cales de papier C, jusqu'à ce que les images A_1 et A_2 du point radieux A paraissent très voisines l'une de l'autre. On regarde dans la partie commune des faisceaux réfléchis à 10 ou 20 cm des miroirs : il faut être bien maladroit pour ne pas voir les franges.[. . .]Une lentille de 3 centimètres de distance focale convient parfaitement. »



Les points sources secondaires S_1 et S_2 sont les images de la fente source S donnée par les deux miroirs M_1 et M_2 faisant entre eux un angle $(\pi - \alpha)$ avec α petit (ainsi S_1 et S_2 sont très proches).

S_1 et S_2 sont symétriques de S par rapport au plan de leur miroir respectif.

On dessine les faisceaux de lumière respectivement réfléchis par chacun des deux miroirs.

Dans la partie commune des deux faisceaux réfléchis on peut observer des phénomènes d'interférences.

Sur un écran coupant le domaine commun aux deux faisceaux réfléchis par les deux miroirs on observe la figure d'interférence, c'est-à-dire une alternance de franges obscures et brillantes (voir les figures 26 et 27 et la description du phénomène par FRESNEL, page 28).

On peut interpréter le phénomène en considérant que les deux faisceaux interférant sont *réellement* issus de S_1 et S_2, celles-ci étant deux sources synchrones et en phase.

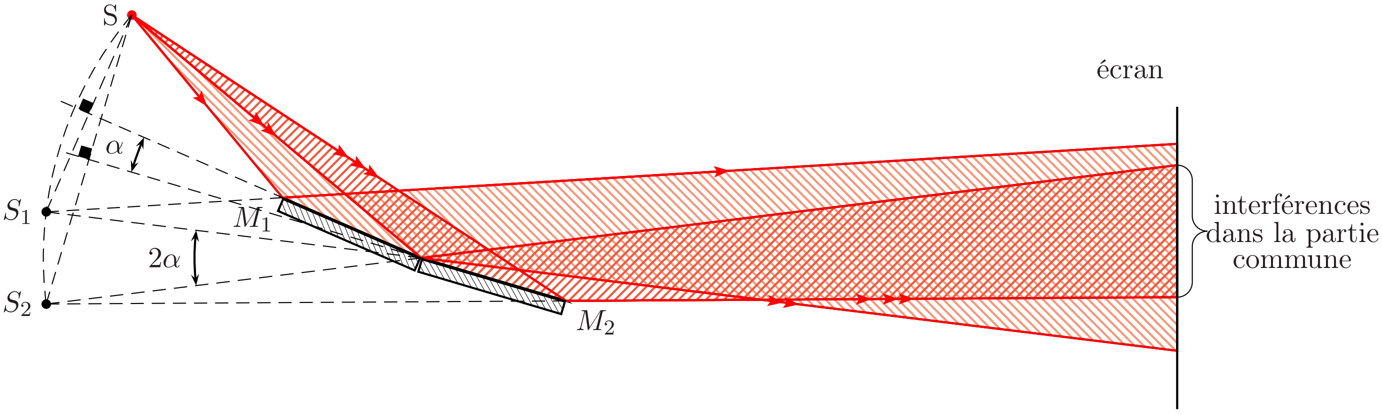


Figure 25: Un faisceau lumineux émis par la source S éclaire les deux miroirs M_1 et M_2. Chaque miroir réfléchit une partie du faisceau initial. C'est dans la partie commune aux deux faisceaux réfléchis qu'on observe les interférences lumineuse, en plaçant, par exemple, un écran interceptant cette partie commune. S_1 est l'image de S données par le miroir M_1, c'est le point symétrique de S par rapport au plan du miroir M_1. Le faisceau réfléchit par M_1 semble provenir de S_1, c'est un cône de sommet S_1. De même pour S_2. α est l'angle aigu formé par les deux miroirs.

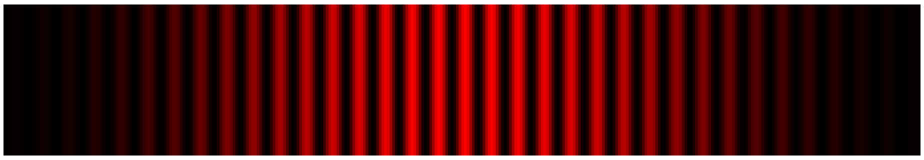


Figure 26: Franges d'interférences en lumière rouge.

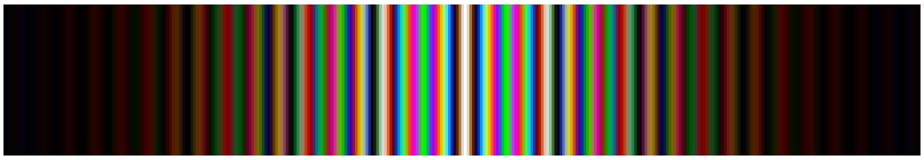


Figure 27: Franges d'interférences en lumière blanche.

L'état vibratoire au point P d'abscisse x est le résultat de la superposition des vibrations provenant de S_1 et S_2. Si les deux vibrations arrivent en phase, alors l'intensité lumineuse sera maximale.

Si les deux vibrations arrivent en opposition de phase, alors l'intensité lumineuse sera nulle : *de la lumière plus de la lumière donne de l'obscurité.*

L'état vibratoire au point P dépend de la différence des chemins optiques

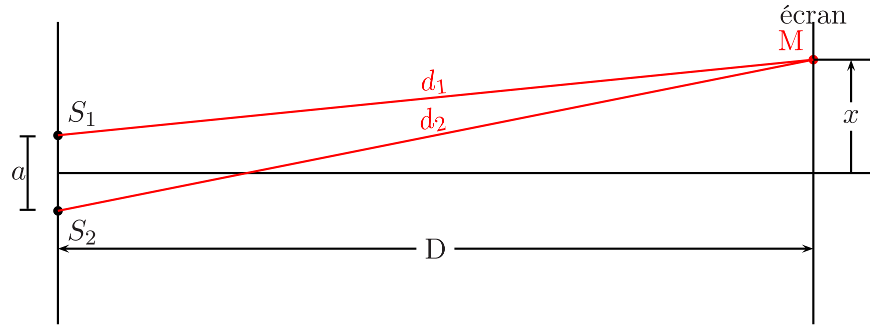


Figure 28: Calcul de la différence de chemin optique, en se plaçant dans le cas où D est grand devant a et x petit devant D.

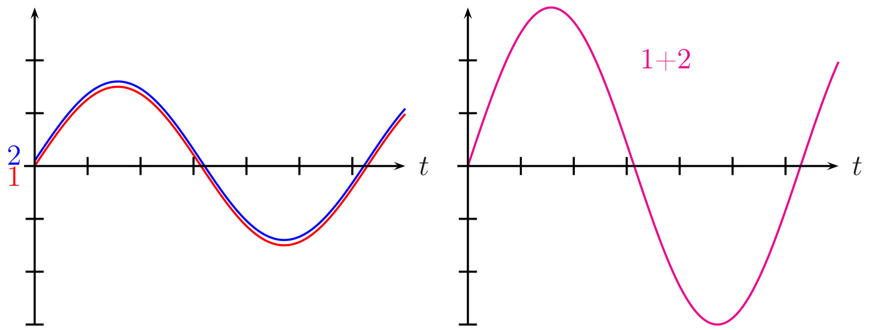


Figure 29: Les deux vibrations qui se superposent sont en phase, on suppose que leur amplitude est identique.

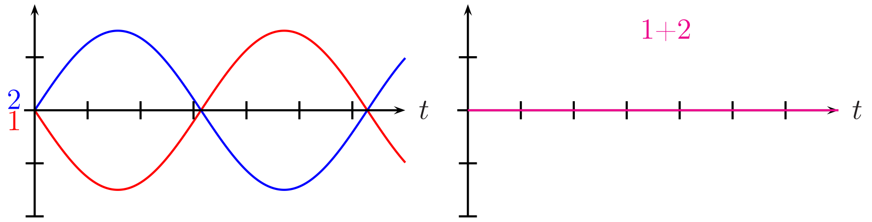


Figure 30: Les deux vibrations qui se superposent sont en opposition de phase, on suppose que leur amplitude est identique.

parcourus par la lumière provenant de S_1 et de S_2 :

$$\delta = d_2 - d_1 \approx \frac{ax}{D}$$

- Si $\delta = k\lambda$, avec k entier relatif, les deux vibrations sont en phase en P et l'éclairement en ce point est maximal ;
- Si $\delta = (2k+1)\dfrac{\lambda}{2}$, les deux vibrations sont en opposition de phase en P et l'éclairement en ce point est nul.

2.3 La polarisation de la lumière

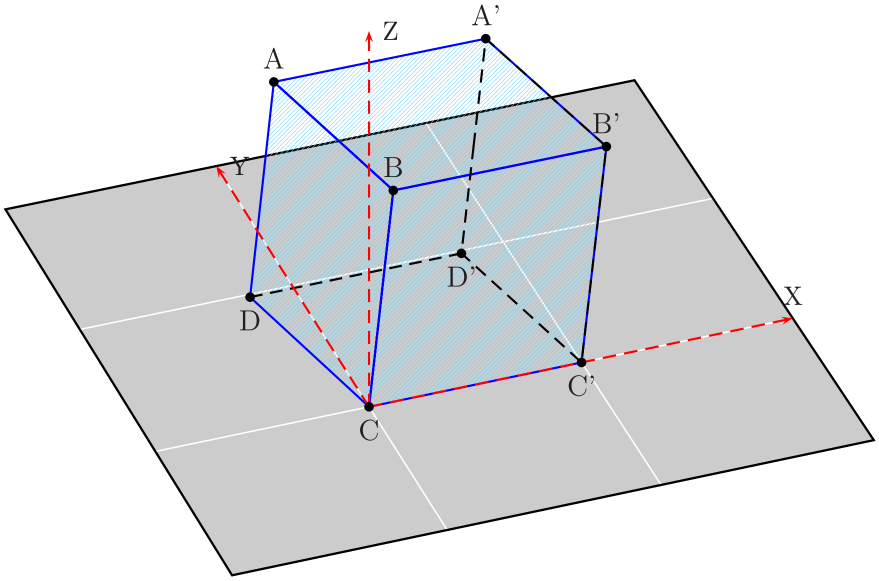


Figure 31: cristal de spath d'Islande

Le spath d'Islande est un cristal rhomboédrique, dont les six faces sont des parallélogrammes (dans la figure 31, ce sont des losanges), dont les angles obtus valent 101°53′. Lorsqu'on le place sur un texte [figure 32(a)], on voit

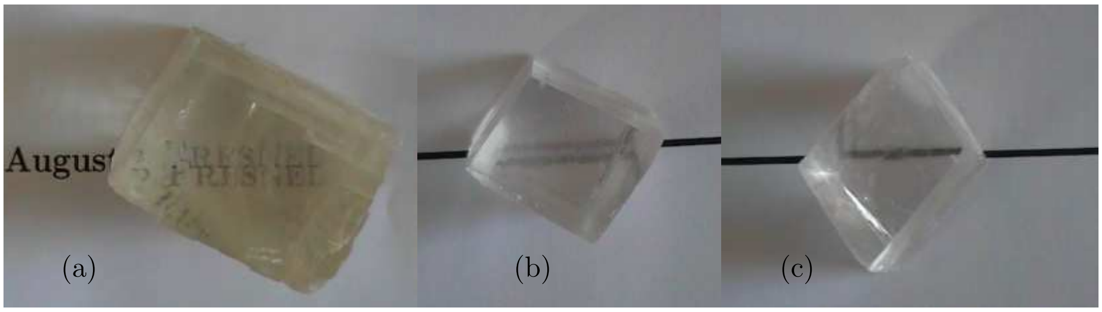


Figure 32: Spath d'Islande : biréfringence

que l'image se dédouble. Si on fait tourner le cristal de [figure 32(b)] à [figure 32(c)], on constate que l'image qui se superpose à la ligne tracée sur la feuille reste immobile, c'est l'*image ordinaire*, tandis que l'autre, appelée l'*image extraordinaire*, tourne et disparaît lorsque le trait tracé sur la feuille est orienté suivant la bissectrice des angles obtus de la base du cristal.

Le plan A′BCD′, normal à la base et à la face supérieure, dans lequel l'image ordinaire et l'image extraordinaire se superposent au trait original [figure 32(c)], est le *plan de section principale*.

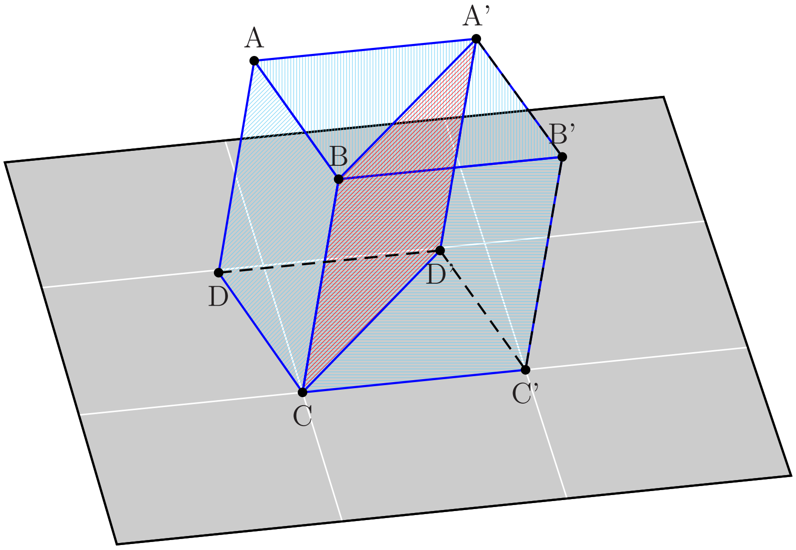


Figure 33: section principale A′BCD′

Considérons un rayon lumineux incident normal à la face ABA′B′ et son trajet dédoublé en rayon ordinaire et rayon extraordinaire dans le plan de la section principale A′BCD′(figure 34). Mettant en pratique ses propres

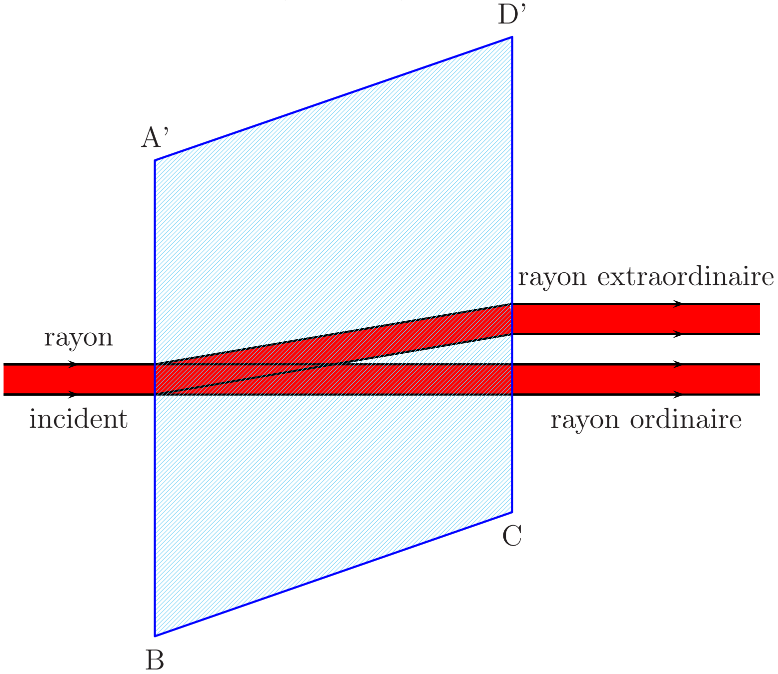


Figure 34: rayons ordinaire et extraordinaire

conclusions sur les critères d'obtention de phénomènes d'interférences :

> « [. . .] il est nécessaire,
>
> 1º que les rayons qui interférent soient partis d'une source commune ;
>
> 2º qu'ils ne diffèrent dans leur marche que d'un nombre d'ondulations assez limité, même lorsqu'on emploie la lumière la plus simplifiée[20]
>
> 3º qu'ils ne se croisent pas sous un angle trop grand, parce que les franges deviendraient si étroites qu'elles échapperaient à la plus forte loupe ;
>
> 4º que, tant que ces rayons ne sont pas parallèles et forment entre eux un angle sensible, l'objet éclairant ait de très petites dimensions, et qu'il soit d'autant plus fin que cet angle est considérable.
>
> »

Fresnel essaie de créer des interférences avec le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire avec une expérience analogue à celle de la figure 35, qui est donnée par Rosmorduc[12], page 106. C'est en essayant, en vain, de créer des interférences avec le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire obtenus avec un cristal de spath d'Islande, que Fresnel s'interroge sur la nature de la vibration lumineuse. Par analogie avec le son, Fresnel pense tout d'abord, que la lumière est une vibration longitudinale qui se

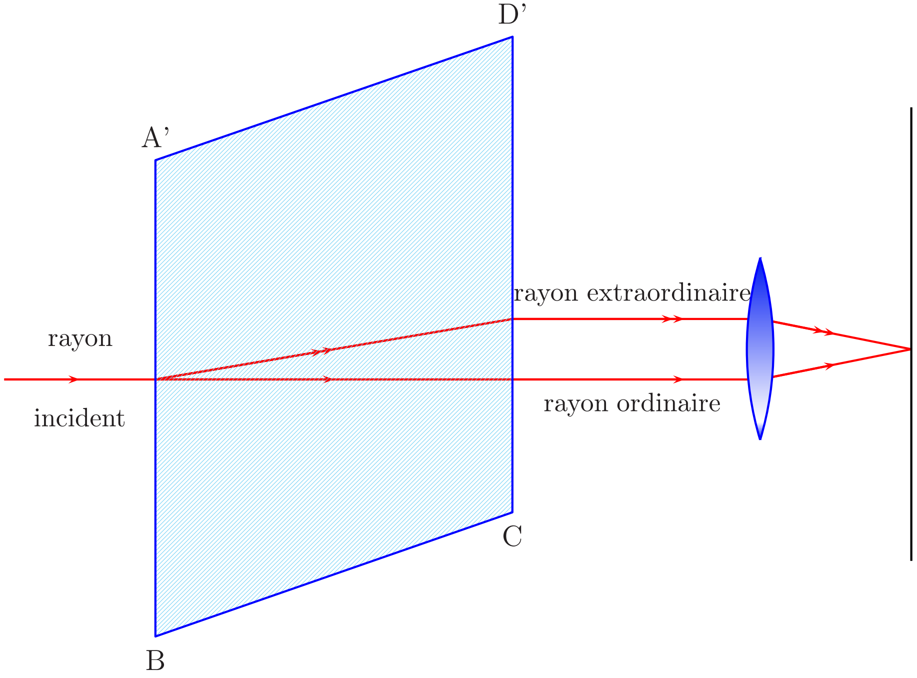


Figure 35: Les deux faisceaux superposés par l'intermédiaire d'une lentille convergente sur un écran, ne donnent pas de franges d'interférences : Rosmorduc : *Les révolutions de l'optique et l'œuvre de* Fresnel[12], page 106.

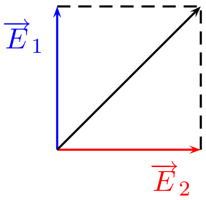


Figure 36: les vibrations sont perpendiculaires : leur somme géométrique ($\overrightarrow{E}_1 + \overrightarrow{E}_2 \neq \overrightarrow{0}$) ne peut être nulle. (Schéma du livre de Rosmorduc : *Les révolutions de l'optique et l'œuvre de* Fresnel[12], page 109.)

propage, mais l'échec de son expérience d'interférences avec les deux rayons obtenus par le cristal de spath, va l'amener (après de longues réflexions et la contribution décisive d'Ampère) à conclure sur la nature transversale de la vibration lumineuse.

Les conclusions des expériences précédentes permettent à Fresnel de considérer qu'une lumière monochromatique est une vibration sinusoïdale transversale (perpendiculaire au rayon lumineux) qui se propage. Pour Fresnel cette vibration concernait les molécules de l'*éther*, un milieu aux propriétés particulières et dont l'existence n'a jamais pu être prouvé. Aujourd'hui avec Maxwell, la lumière est considérée comme une onde électromagnétique, c'est-à-dire comme la propagation simultanée des vibrations d'un champ magnétique et d'un champ électrique dont les vecteurs représentatifs ($\overrightarrow{E}, \overrightarrow{B}$), orthogonaux entre eux, sont situés dans un plan perpendiculaire au rayon lumineux. Comme l'œil est sensible uniquement au champ électrique $\overrightarrow{E}$, le vecteur de Fresnel n'est autre que $\overrightarrow{E}$. Dans les schémas suivants nous ne représenterons que $\overrightarrow{E}$.

2.4 La postérité de Fresnel

Fresnel mourut à 39 ans, laissant une œuvre ayant révolutionné la conception de l'optique, en imposant le caractère ondulatoire de la lumière. La théorie corpusculaire était-elle définitivement enterrée ?

La théorie ondulatoire de la lumière de Fresnel nécessitait l'existence d'un support matériel pour la propagation des ondes lumineuses. Ce support hypothétique fut nommé *éther* en espérant qu'un jour on pourrait en déterminer la nature[21].

Les expériences sur la célérité de la lumière réalisées par Michelson entre 1881 et 1887 ne permirent pas de mettre en évidence cet *éther*.

En 1905 Einstein interprète *l'effet photo-électrique* avec sa *théorie des*

---

[21] Sur ce sujet, on peut lire l'article des Annales de la Fondation Louis de Broglie, Volume 29 numéro 1-2, 2004 Colloque de Peyresq 2002 : `http://www.ensmp.fr/aflb/AFLB-291/table291.htm` et plus précisément `http://www.ensmp.fr/aflb/AFLB-291/aflb291p021.pdf`

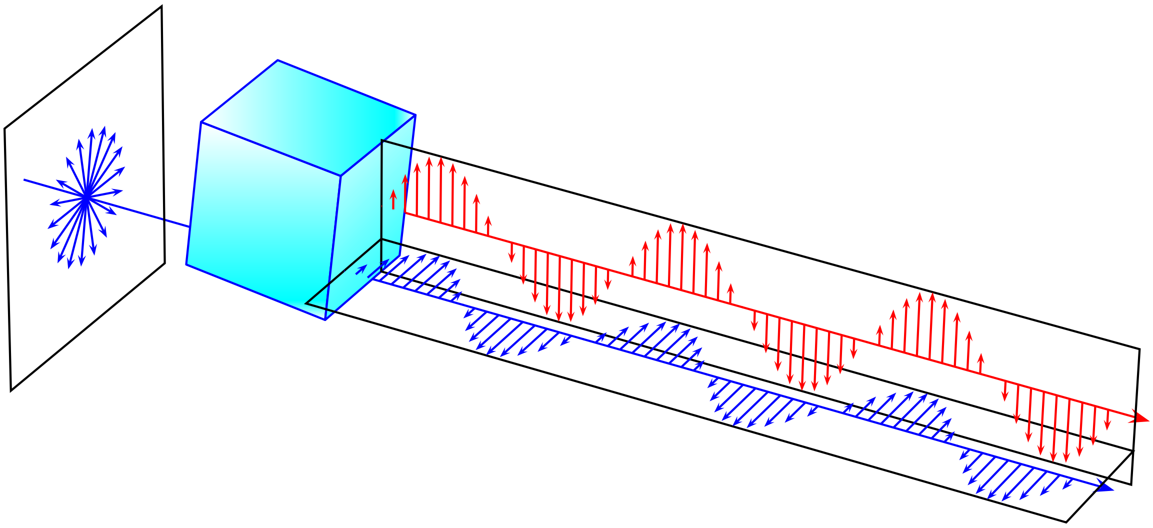


Figure 37: Polarisation des rayons ordinaire et extraordinaire. La lumière *naturelle* n'est pas polarisée : $\overrightarrow{E}$ a une direction variant aléatoirement, tout en restant dans le plan d'onde, c'est-à-dire perpendiculaire au rayon. On suppose que la lumière incidente est monochromatique, après traversée du spath, les deux rayons sont polarisés : les deux vibrations sont perpendiculaires. Le rayon extraordinaire est en rouge, le rayon ordinaire en bleu. Ces couleurs n'ont d'autre but que de bien distinguer les deux rayons. Si la lumière incidente est rouge, les deux rayons transmis par le cristal de spath seront rouges.

quanta : la lumière est constituée de grains d'énergie (les photons) appelés *quanta*. La lumière possède alors un double caractère : ondulatoire et corpusculaire. Certaines expériences s'interprètent en s'appuyant sur la nature ondulatoire de la lumière et d'autres sur sa nature corpusculaire. Difficile à concevoir... pourtant si on peut se risquer à des comparaisons, en regardant les dessins suivants suivant un angle d'observation ou un état d'esprit différent, nous ne verrons pas la même chose : voir le remarquable site de Cyberic WOLLBRETT[13], dont la figure suivante (Fig 38) s'inspire. Richard FEYNMAN[22] , dans son livre *Lumière et matière* [7], page 41, résume, à sa façon personnelle, ce dilemme :

> « Suivit une période où l'intelligence des physiciens fut mise à rude épreuve : la lumière disait-on, doit-être considérée soit comme une onde, soit comme une particule... selon les conditions expérimentales. C'est ce qu'on a appelé la « du-

---

[22] Richard FEYNMAN, prix Nobel de Physique en 1965 avec deux autres physiciens, l'Américain Julian S.Schwinger et le Japonais Shin'ichiro Tomonaga, pour sa contribution à l'interprétation de ces phénomènes, avec la théorie de l'**électrodynamique quantique**.

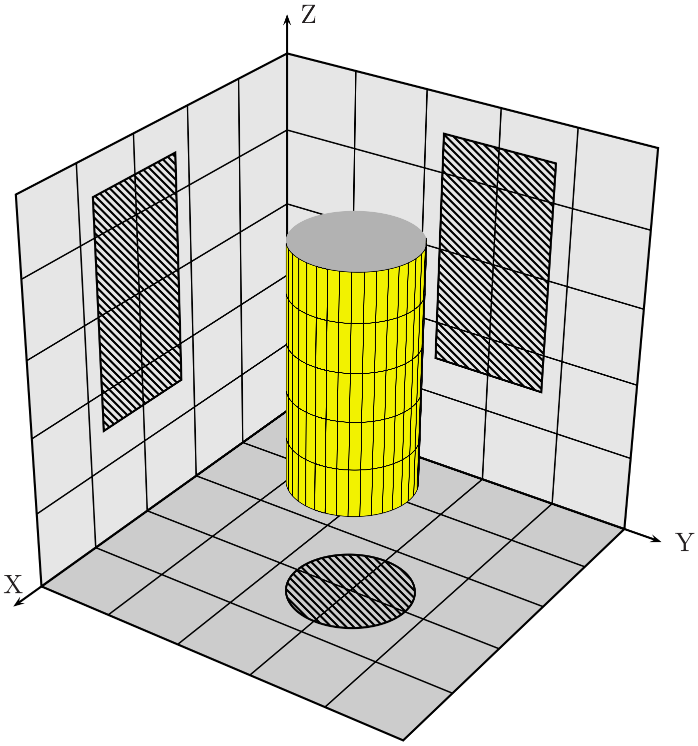


Figure 38: Cylindre et ses projections : regardé sous deux angles différents, un cylindre nous apparaît tantôt comme un cercle, tantôt comme un rectangle. Pourtant il n'est ni l'un ni l'autre.

alité onde-corpuscule ». On a pu dire, de façon plaisante, qu'à cette époque la lumière était une onde les lundis, mercredis et vendredis, et un ensemble de particules les mardis, jeudis et samedis. Restait le dimanche pour réfléchir à la question. »

C'est à partir de 1919 qu'intervient Louis de *Broglie* dont le château familial à Broglie avait été restauré par le père d'Augustin Fresnel et où, par ce concours de circonstances, naquit Augustin en 1788 !

Louis de Broglie va faire la synthèse des ondes et des corpuscules et étendre la dualité *ondes-corpuscules* aux particules matérielles : une expérience célèbre de diffraction avec des électrons confirmera sa thèse[23]. Georges Lochak dans le livre *12 clés pour le physique*[9], présente ainsi (page 55), les idées de Louis de Broglie :

---

[23] En 1927, Davisson et Germer observent la diffusion d'un faisceau d'électrons à la surface d'un cristal de nickel : sur cette expérience et son interprétation,vous trouverez des renseignements concernant l'expérience proprement dite, son interprétation et ses développements dans le livre de Lochack, Diner et Fargue : *L'objet quantique*, pages 34, et suivantes, édité dans la collection de poche Champs chez Flammarion(1989).

> « Pour de BROGLIE [...], il **existe** dans la nature, **objectivement**, en dehors de notre observation, un objet qui est **à la fois** onde et particule. Pour de BROGLIE, il existe une onde et dans cette onde il existe à tout instant et en dehors de toute expérience de mesure, une petite région singulière, de très grande intensité, où l'énergie se trouve en majorité (sinon en totalité) accumulée, et c'est cette région singulière qui, pour lui, joue le rôle de particule. Autrement dit, de BROGLIE imagine un objet profondément dualistique, qui est localisé et qui pourtant, grâce à l'onde qui le guide, est capable de connaître les obstacles autour de lui ; en particulier dans un phénomène de diffraction, les particules sont guidées par les ondes et s'orientent vers les franges brillantes que nous connaissons [...] »

En conclusion de ce paragraphe, je citerai encore Georges LOCHAK[24] :

> « [...] quand nous recensons toutes les raisons que nous avons de croire aux ondes(et elles sont innombrables !) nous avons l'impression d'apercevoir comme une petite facette de la nature des choses. Il ne paraît pas possible que la lumière ne soit pas ondulatoire du tout. Il y a quelque chose de vrai dans cette image. Mais quand nous accumulons les arguments que nous avons pour que la lumière soit corpusculaire, ils sont moins nombreux, il faut l'avouer, mais ils nous apparaissent très puissants : je crois profondément que nous apercevons alors une autre facette de la réalité, [...] jusqu'à présent les deux facettes ne se raccordent pas : nous n'avons encore jamais obtenu de modèle tout à fait acceptable du dualisme onde/particule. »

3 Les lentilles à échelons

Augustin FRESNEL a été nommé à la commission des phares et balises en 1819 et s'est attaché à les perfectionner au niveau de la source de lumière et du système de projection[25]. C'est ainsi qu'il a été amené à mettre au point les *lentilles à échelons*. À sa mort le 14 juillet 1827, c'est son frère Léonor qui poursuivra son œuvre de modernisation des phares et contribuera à l'édition de ses œuvres complètes.

C'est dans un Mémoire sur *un nouveau système d'éclairage des phares*, qu'il lit à l'Académie des Sciences le 29 juillet 1822, que FRESNEL décrit les principes théoriques et pratiques de ses inventions[26].

---

[24] Georges Lochak, *12 clés pour la physique* [9], pages 140-141.

[25] Voir page 113, le livre de J.& V. Rosmorduc : *Les révolutions de l'optique et l'œuvre de Fresnel* [12].

[26] Ce document et le tome 2 des œuvres complètes de FRESNEL sont consultables sur le site de la Bibliothèque Nationale de France : `http://gallica.bnf.fr/`

« Je songeai, dès le commencement, à substituer de grandes lentilles de verre aux réflecteurs paraboliques. On sait qu'une lentille, comme un miroir parabolique, a la propriété de rendre parallèles les rayons partis de son foyer ; elle produit par réfraction l'effet que le miroir parabolique produit par réflexion. Cette application des lentilles à l'éclairage des phares ne pouvait être une idée nouvelle, car elle vient trop aisément à la pensée, et il existe , en effet, un phare lenticulaire en Angleterre ; mais il parait qu'il a peu d'éclat, ce qui tient probablement à la grande épaisseur des lentilles employées, qui est de 0,20 m , et peut-être aussi à la disposition générale de l'appareil, sur laquelle je n'ai pas de renseignements précis.

Si l'épaisseur des lentilles n'excédait pas l'épaisseur ordinaire des glaces, la lumière absorbée par le verre ne serait qu'une très petite partie de celle qui le traverse : la perte résultant de la réflexion partielle des rayons aux deux surfaces n'est que d'un vingtième, d'après les expériences de Bouguer ; et en la supposant nême d'un douzième, on voit combien peu la lumière serait affaiblie par son passage au travers de ces lentilles, et quels avantages elles auraient à cet égard sur les meilleurs réflecteurs métalliques, qui absorbent la moitié de la lumière sous des incidences peu obliques, telles que celles de la majeure partie des rayons dans les miroirs paraboliques. C'est cette réflexion qui m'avait donné l'espoir d'apporter une économie notable dans l'emploi de la lumière en substituant des lentilles aux miroirs paraboliques.

Des liquides bien transparents, tels que l'eau et l'esprit de vin, n'absorbent qu'une faible partie de la lumière qui les traverse, même sur une longueur de vingt à trente centimètres ; et l'on aurait pu songer à appliquer aux phares les grandes lentilles que l'on fait avec deux verres bombés entre lesquels on introduit un liquide ; mais outre que le poids énorme de ces lentilles aurait beaucoup fatigué le mécanisme qui fait tourner l'appareil dans les phares à éclipses, le séjour prolongé des liquides entre ces verres bombés aurait fini par les salir intérieurement, et il aurait été très difficile de les nettoyer. Le mastic servant à luter leurs bords aurait pu d'ailleurs se dégrader en quelques points et donner passage au liquide. Il était donc beaucoup plus sûr de n'employer que des matières solides.

Il était nécessaire aussi, pour ne pas perdre une trop grande partie des rayons émis par la lumière placée au foyer, que chaque lentille embrassât tous ceux qui sont compris dans un angle de 45$^{\mathrm{O}}$, ce qui exige que l'angle prismatique du verre au bord de la lentille, ait 40$^{\mathrm{O}}$. On voit quelle épaisseur en résulterait au centre, si la lentille était terminée par une surface sphérique continue : cette grande épaisseur aurait le double inconvénient d'affaiblir beaucoup la lumière qui la traverserait, et de donner à la lentille un poids trop considérable.

Mais si l'on divise celle-ci en anneaux concentriques, et qu'on ôte à la petite lentille du centre et aux anneaux qui l'entourent toute la partie inutile de leur épaisseur, en leur en laissant seulement assez pour qu'ils puissent être solidement unis par leurs bords les plus minces, on conçoit qu'on peut également obtenir le parallélisme des rayons émergents partis du foyer, ou, ce qui revient au même, la

réunion au foyer des rayons incidents parallèles à l'axe de la lentille, en donnant à la surface de chaque anneau la courbure et l'inclinaison convenables.
C'est *Buffon* qui a imaginé le premier les lentilles à échelons, pour augmenter la puissance des verres ardents en diminuant leur épaisseur ; mais d'après ce qu'il dit sur le sujet, il est évident qu'il proposait de les faire d'un seul morceau, ce qui rend leur exécution presque impossible ... »

Voici un compte-rendu d'époque sur ce sujet : rapport à la Société philomathique, séance du 3 août 1827 :

« *Cet appareil consiste principalement en huit grandes lentilles carrées à échelons ayant 0,76 de largeur et de hauteur et disposées autour d'un bec de lampe qui porte quatre mèches concentriques et se trouve au foyer commun de ces huit grandes lentilles. En tournant autour de la lumière centrale elles promènent sur l'horizon les cônes lumineux formés par les rayons qu'elles ont rassemblés et les espaces obscurs qui les séparent, d'où résulte pour les observateurs éloignés une succession régulière d'éclipses et d'éclats. Afin d'augmenter la durée relative de ceux-ci, M.* FRESNEL *a ajouté à cet appareil huit autres lentilles beaucoup plus petites qui reçoivent les rayons qui passent par dessus les grandes lentilles ; en sortant de ces petites lentilles, les rayons sont réfléchis sur des glaces étamées qui les ramènent vers l'horizon ; cet appareil additionnel est disposé de manière à ce que l'éclat produit par chaque petite lentille précède celui de la grande lentille correspondante avec lequel il se renoue. L'effet total de cet appareil est triple de celui qu'on obtient avec huit grands réflecteurs paraboliques de 30 pouces d'ouverture, en tenant compte à la fois de la durée des éclats et de leur intensité.* »

[27]

Ces lentilles à échelons, appelées depuis *lentilles de Fresnel* et qui équipent aussi les rétroprojecteurs de nos classes sont l'objet de l'étude suivante. Henri BOUASSE en a fait une étude magistrale dans son livre : *Construction, description et emploi des appareils de mesure et d'observation*, pages 516 à 519, paru en 1921 [3]. Quand on a lu son étude sur les *Feux à éclats de Fresnel*, on se demande que retrancher ou rajouter ? Les démonstrations sont si concises,

---

[27] Images du site : `http://www.ac-grenoble.fr/telepole/st_sulp/mer/phare2.htm`

le texte si limpide et les schémas si précis, qu'il me semble impossible de faire mieux : je vais donc le suivre fidèlement en y incluant quelques schémas supplémentaires afin d'illustrer encore mieux ses conclusions.

« Montrons qu'il est *théoriquement* possible de construire d'un seul morceau une lentille *plan-courbe* sans aberration pour une source ponctuelle S dont l'image doit se former au loin.
Écrivons l'égalité des chemins optiques (fig.39) :

$$\overline{\mathsf{SB}} + n\overline{\mathsf{BD}} - \overline{\mathsf{B'D}} = \text{Constante} = \mathsf{C} \tag{1}$$

Elle définit complètement le point D, puisque, le point B étant donné, i s'ensuit, puis r d'après la relation : $\sin i = n \sin r$.
Posons $\overline{\mathsf{SO}} = f, \overline{\mathsf{B'D}} = x$. L'équation devient :

$$\frac{f}{\cos i} + (n \div \cos r - 1)x = \mathsf{C}, \quad x = \frac{\mathsf{C}\cos i - f}{\cos i(n \div \cos r - 1)}$$

D'où un faisceau de surfaces Σ faciles à calculer dont l'une quelconque peut servir de seconde face à la lentille. On a, du reste, immédiatement l'angle A qui correspond à i. La tangente en D à la surface Σ détermine un prisme sont l'angle est précisément A. On a :

$$r + r' = \mathsf{A}, \quad \sin i = n \sin r \quad \sin \mathsf{A} = n \sin r' = n \sin(\mathsf{A} - r)$$

Développant les sinus, on trouve immédiatement :

$$\tan \mathsf{A} = \frac{\sin i}{n \cos r - 1}$$

Le long d'un même rayon réfracté, toutes les surfaces Σ ont leurs plans tangents parallèles. (fig 40).

Si la lentille était d'un seul morceau, son épaisseur au centre, par suite son poids, seraient énormes ; à supposer qu'on puisse obtenir sans soufflures une telle masse de verre. Mais rien n'oblige à utiliser une seule des surfaces Σ : d'où les échelons de révolution autour de SO que limitent les surfaces Σ utilisées au voisinage de leur intersection avec la face plane (voir les figures : 41 et 42). »

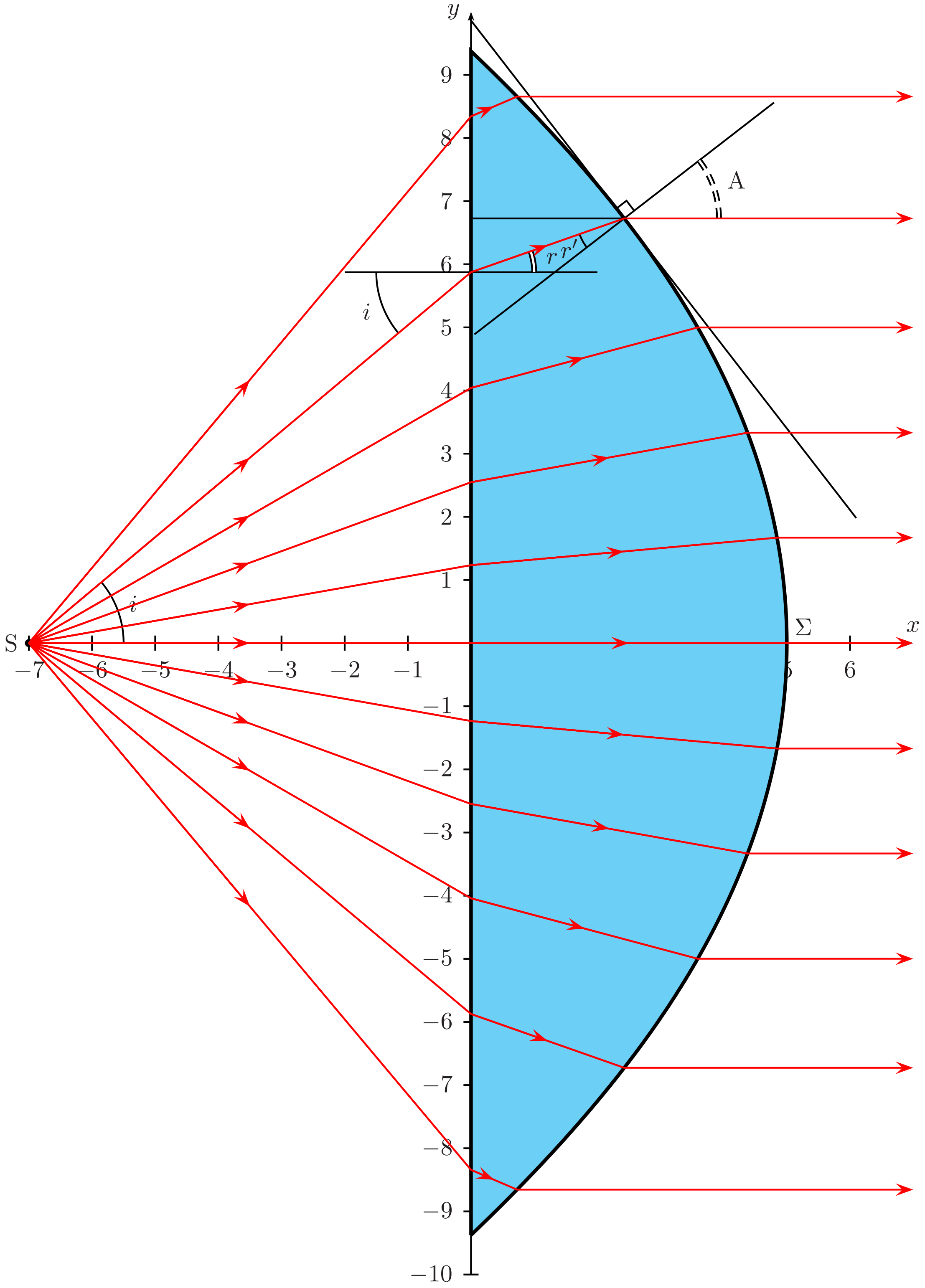


Figure 39: Lentille plan-courbe

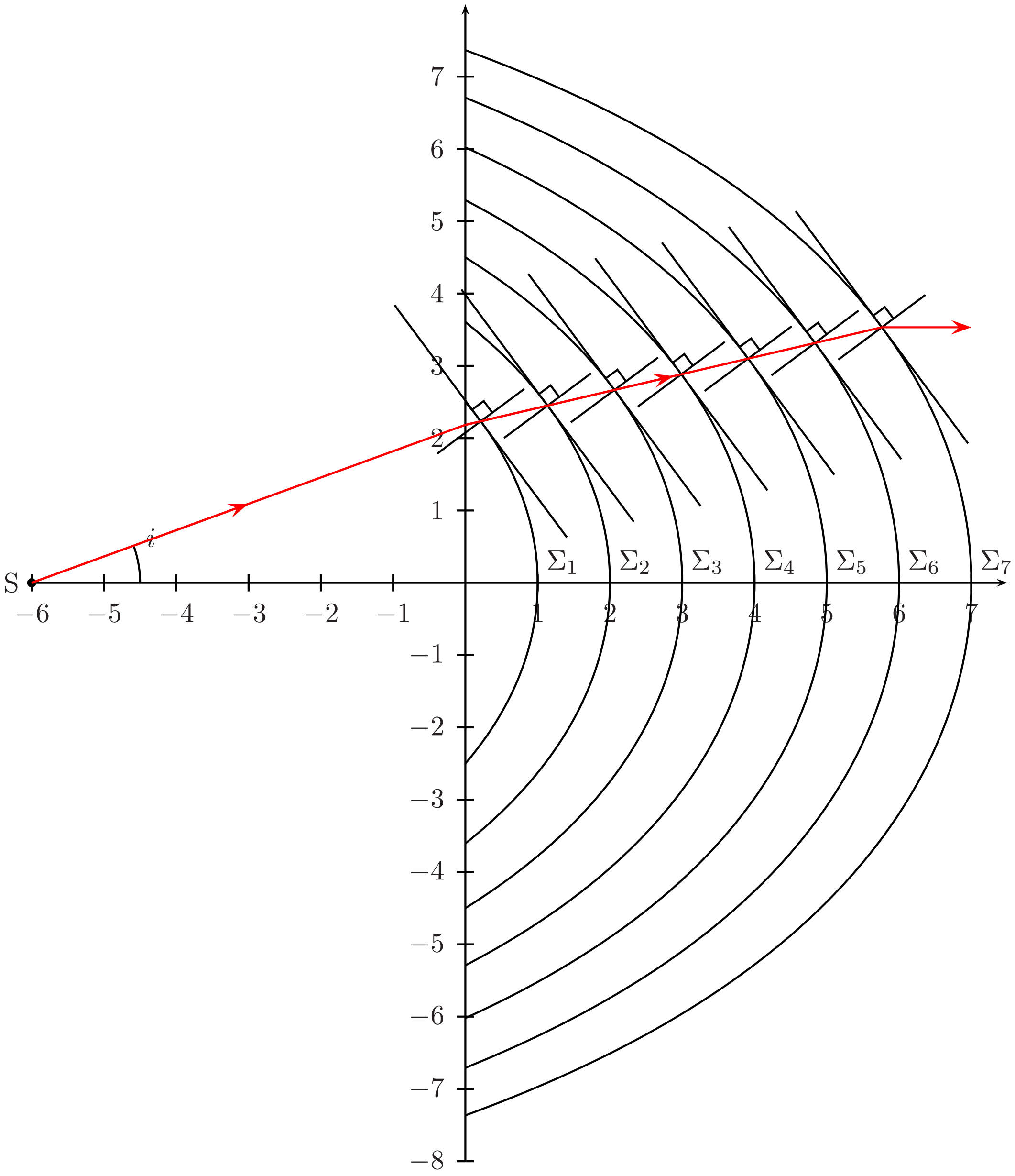


Figure 40: Plans tangents le long d’un rayon réfracté.

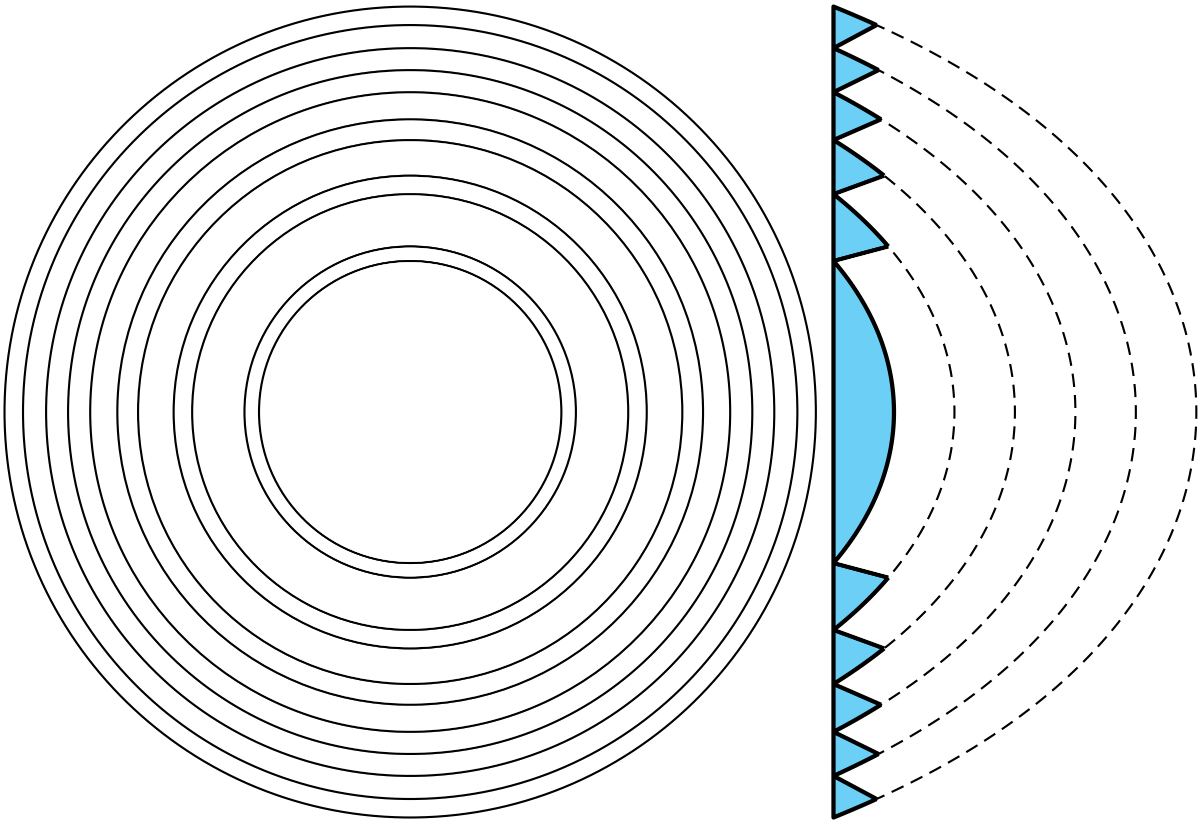


Figure 41: La lentille à échelons.

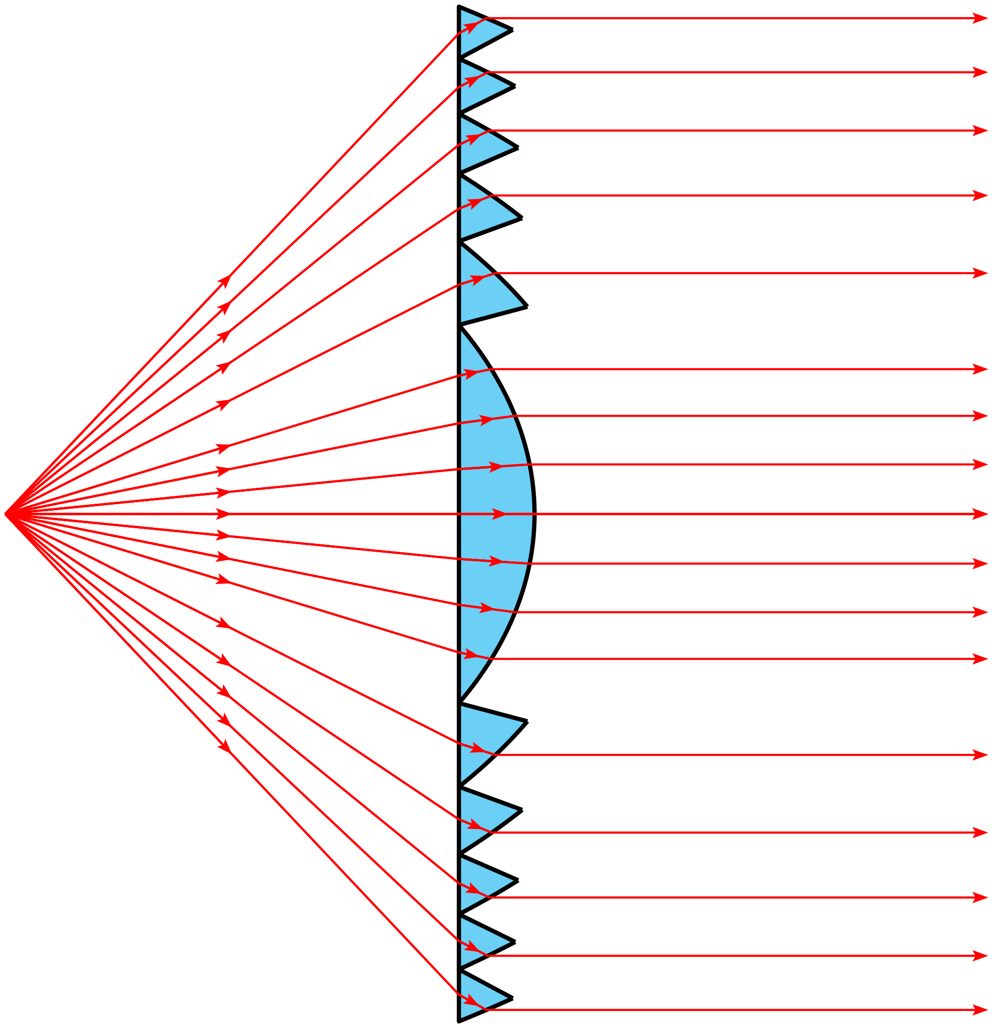


Figure 42: Marche d'un faisceaux de rayons à travers la lentille.

A Berkeley

Un extrait de l'interprétation du phénomène de la diffraction et du principe d'Huygens dans le cours de Berkeley [2], pages 480-482.

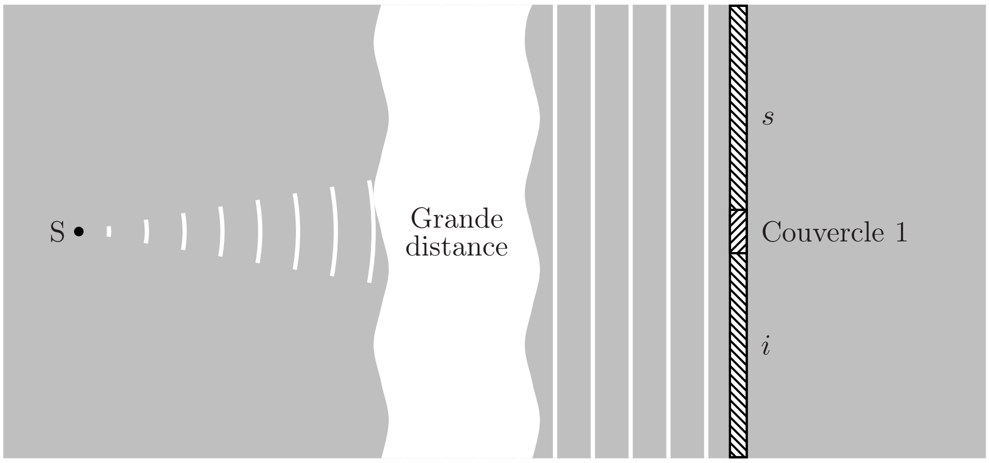


Figure 43: Des ondes planes émises par une source ponctuelle éloignée S tombent sur un écran opaque. La superposition due aux charges en S, s et i et sur le couvercle 1 crée un champ nul derrière l'écran.

Trou dans un écran opaque. Faisons maintenant un petit trou (ou une petite fente) dans notre écran opaque. Créons d'abord la fente numéro 1 et appelons le matériau, dont elle a été constituée et que nous enlevons, le couvercle numéro 1. La partie de l'écran située respectivement au-dessus et en dessous du couvercle 1 est appelée s (supérieur) et i (inférieur). Le champ total derrière l'écran, qui est nul, est la superposition des champs émis par la source S et par les matériaux formant s, i, et le couvercle 1. Donc, avant d'avoir ôté la partie correspondant à la fente 1, nous avons

$$E = 0 = E_S + E_s + E_i + E_1 \tag{2}$$

comme le montre la Fig.43.

Ôtons maintenant de l'écran le matériau qui constitue le couvercle 1. Supposons que le mouvement des électrons dans les régions s et i n'est pas modifié. (Ceci est une approximation, puisque les électrons des régions s et i sont excités par le champ électrique total qu'ils voient et que ce champ inclut le rayonnement des électrons contenus dans le couvercle. Les électrons de s et i peu éloignés du bord de la fente, c'est-à-dire de quelques longueurs d'onde, seront fortement affectés lorsqu'on enlèvera le couvercle, car le rayonnement d'un électron donné décroît lorsque la distance croît, si bien que les plus proches voisins ont la contribution la plus forte.)

Admettant néanmoins cette hypothèse, le champ total derrière l'écran n'est plus la superposition de l'Éq. (2), il est maintenant représenté par tous ses termes moins la contribution du couvercle 1 :

$$\begin{aligned} E &= E_S + E_s + E_i \\ &= (E_S + E_s + E_i + E_1) - E_1 \\ &\approx 0 - E_1 \\ &\approx 0 - E_1 \end{aligned} \tag{3}$$

Nous voyons que le champ restant, qui est une superposition des contributions de la source S et du reste de l'écran s et i, est exactement (au signe près) le même que celui qui était émis lorsque le couvercle était en place. Nous pouvons donc calculer le champ situé derrière l'écran en imaginant que nous remplaçons la source et l'écran fendu par un système plus simple constitué du couvercle sans source S ni écran, tous les électrons du couvercle oscillant avec une amplitude et une phase égale, comme ils le faisaient lorsque le couvercle était en place. Voici un moyen simple de calculer la figure d'interférence due à une fente faite dans un écran opaque. La méthode est commode, car il est ici inutile de connaître la variation de l'amplitude et de la phase des électrons oscillant dans le couvercle suivant leur position dans la direction du faisceau (puisque bien entendu l'écran a une épaisseur finie). Si ceci était connu, nous pourrions étudier également le rayonnement vers l'arrière du couvercle et nous serions capables de distinguer entre un écran réfléchissant et un écran noirci. Pour l'instant, nous nous contenterons de supposer que le champ E_1 créé par le couvercle est dû à une couche infiniment mince de charges oscillant toutes en phase et avec la même amplitude.

Principe d'Huygens. Il peut être utilisé quel que soit le nombre de fentes ou leur largeur; il est basé sur les Éqs. (2) et (3). Remarquez que l'artifice consistant à utiliser un couvercle rayonnant ne nous fournit la figure d'interférence correcte qu'en se plaçant derrière l'écran. Un véritable couvercle rayonnant, c'est-à-dire une antenne, rayonne dans toutes les directions. Un véritable écran opaque percé d'un trou présente une certaine quantité de rayonnement vers l'arrière, selon qu'il est réfléchissant ou opaque. Le couvercle de Huygens ne peut être utilisé pour calculer le champ à gauche de l'écran (supposant que le rayonnement incident provient de la gauche, comme c'est le cas sur la figure), car nous y négligeons les variations d'amplitude et de phase qui se produisent entre les surfaces avant et arrière du couvercle. Ces variations dépendent de l'état de surface de celui-ci : réfléchissant ou noir.

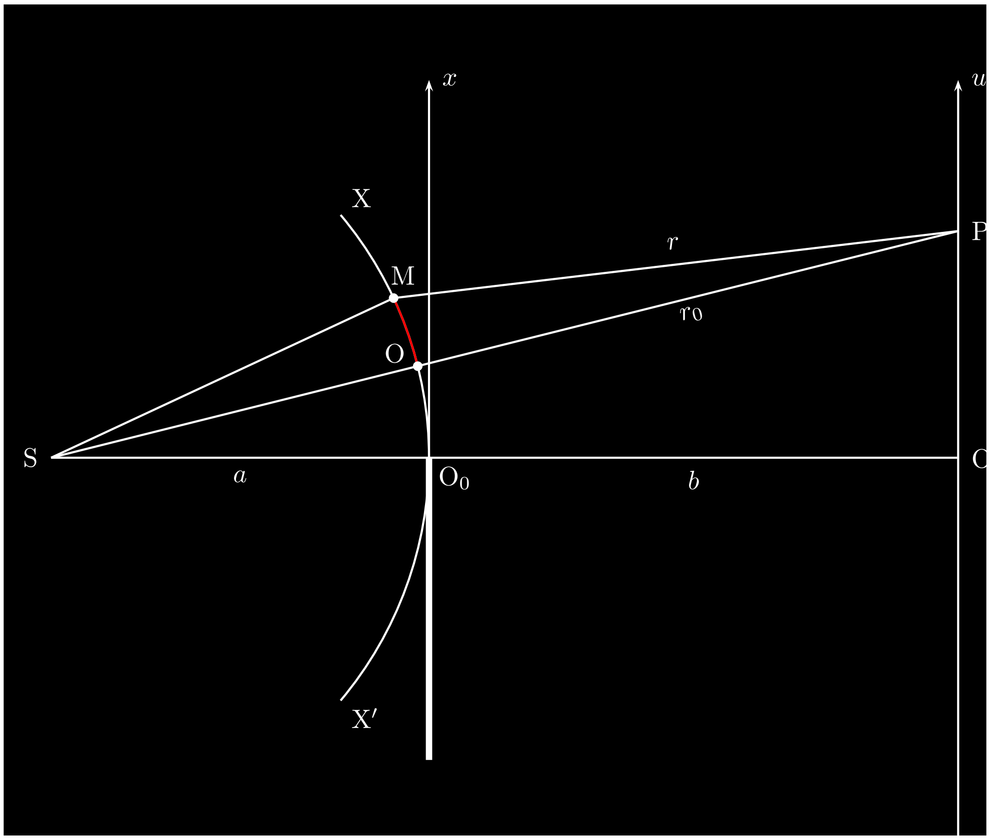
Il nous faut également remarquer qu'en écrivant l'Éq. (3), nous avons supposé que E_s, et E_i ne dépendaient pas de la présence ou de l'absence du couvercle. Ceci, comme nous l'avons déjà souligné, n'est que partiellement vrai. Dans le cas, par exemple, d'une seule fente large, on pourrait utiliser la construction d'Huygens pour calculer les champs à droite de l'écran et dans la fente : si l'on est suffisamment à droite de l'écran et si ce dernier a une hauteur égale à un grand nombre de longueurs d'onde, la construction d'Huygens nous fournit une réponse pratiquement correcte (comme on peut le vérifier expérimentalement). Si l'on est au voisinage de la fente, la construction d'Huygens donne une approximation médiocre du résultat réel. En se plaçant à l'intérieur de la fente, les charges dont le mouvement contribue le plus au champ sont celles de l'écran qui se trouvent près des bords de la fente. Mais ce sont justement ces dernières dont le mouvement a subi le contrecoup de l'enlèvement du couvercle. L'aspect du champ peut être extrêmement compliqué dans la fente, et tout particulièrement près de ses bords où domine l'effet des charges les plus proches. Vous pourriez alors demander pour quelle raison on ne tente pas de résoudre exactement ce problème? En fait, le calcul est très difficile ; il faut utiliser les équations de Maxwell dans le vide et dans tous les matériaux, dont on spécifie exactement les propriétés, et résoudre ces équations en s'assurant que toutes les conditions aux limites sont vérifiées. Il n'y a aucune méthode générale pour calculer ces solutions et le calcul analytique exact n'est possible que dans un nombre très limité de cas.[28]

B Calcul de la différence de marche par Émile VERDET

Cette méthode est développée page 192, dans son livre *Leçons d'optique physique*(1 869). Ce qui suit est la reproduction de cette page, dans laquelle j'ai modifié le schéma et remplacé dans les calculs b par r_0.

---

[28] Le cours se poursuit, page 482 et suivantes par le calcul de la figure de diffraction d'une fente unique à l'aide de la construction d'Huygens.



$$\mathrm{PM}^2 = \mathrm{SM}^2 + \mathrm{SP}^2 - 2\mathrm{SM.SP.}\cos\widehat{\mathrm{MSP}}$$

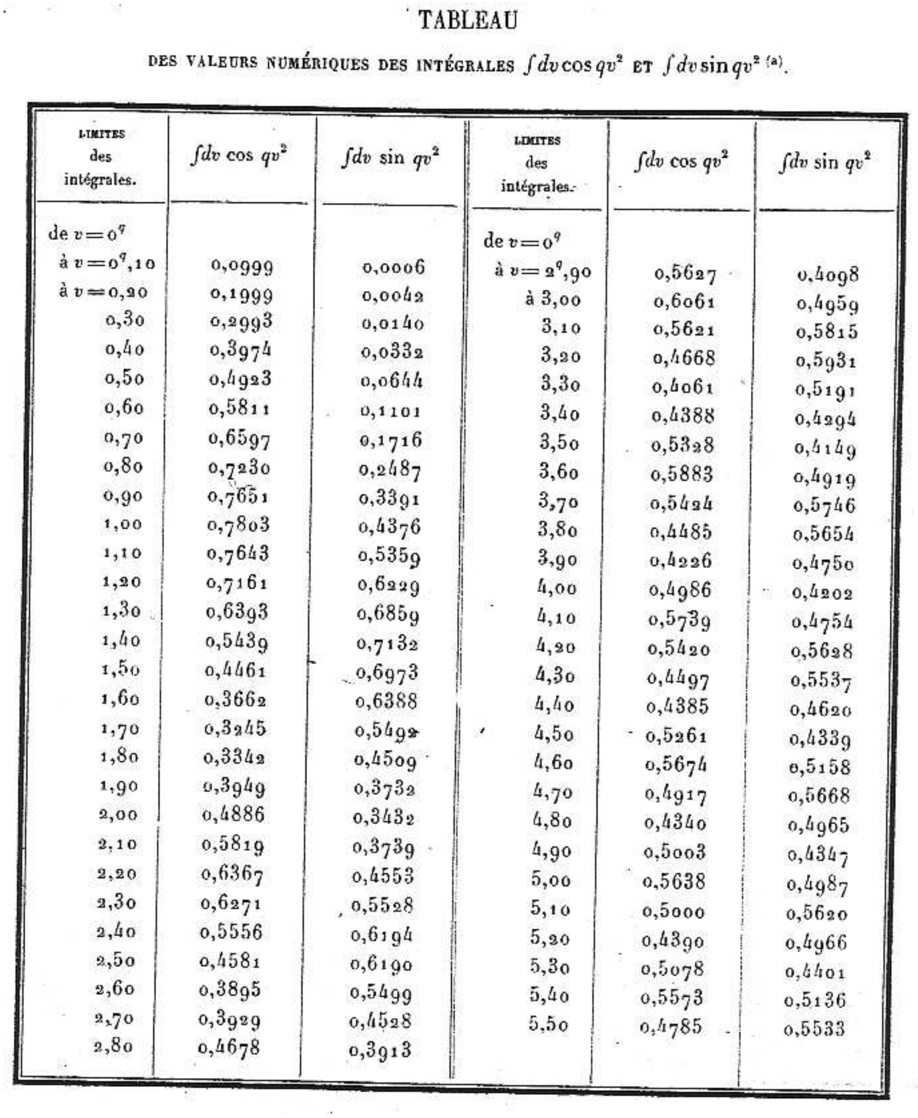
ou

$$(r_0 + \delta)^2 = a^2 + (a + r_0)^2 - 2a(a + r_0)\cos\frac{s}{a}$$

Si l'on suppose $\frac{s}{a}$ très petit, c'est-à-dire le point M très voisin du pôle, on peut remplacer $\cos\frac{s}{a}$ par $1 - \frac{s^2}{2a}$ et négliger δ^2. Il vient alors

$$\delta = \frac{(a + r_0)s^2}{2ar_0}$$

C Table des intégrales de Fresnel calculées par Fresnel



TABLEAU

DES VALEURS NUMÉRIQUES DES INTÉGRALES $\int dv \cos qv^2$ ET $\int dv \sin qv^2$ (a).

LIMITES des intégrales.	$\int dv \cos qv^2$	$\int dv \sin qv^2$	LIMITES des intégrales.	$\int dv \cos qv^2$	$\int dv \sin qv^2$
de $v = 0^q$			de $v = 0^q$		
à $v = 0^q,10$	0,0999	0,0006	à $v = 2^q,90$	0,5627	0,4098
à $v = 0,20$	0,1999	0,0042	à 3,00	0,6061	0,4959
0,30	0,2993	0,0140	3,10	0,5621	0,5815
0,40	0,3974	0,0332	3,20	0,4668	0,5931
0,50	0,4923	0,0644	3,30	0,4061	0,5191
0,60	0,5811	0,1101	3,40	0,4388	0,4294
0,70	0,6597	0,1716	3,50	0,5328	0,4149
0,80	0,7230	0,2487	3,60	0,5883	0,4919
0,90	0,7651	0,3391	3,70	0,5424	0,5746
1,00	0,7803	0,4376	3,80	0,4485	0,5654
1,10	0,7643	0,5359	3,90	0,4226	0,4750
1,20	0,7161	0,6229	4,00	0,4986	0,4202
1,30	0,6393	0,6859	4,10	0,5739	0,4754
1,40	0,5439	0,7132	4,20	0,5420	0,5628
1,50	0,4461	0,6973	4,30	0,4497	0,5537
1,60	0,3662	0,6388	4,40	0,4385	0,4620
1,70	0,3245	0,5492	4,50	0,5261	0,4339
1,80	0,3342	0,4509	4,60	0,5674	0,5158
1,90	0,3949	0,3732	4,70	0,4917	0,5668
2,00	0,4886	0,3432	4,80	0,4340	0,4965
2,10	0,5819	0,3739	4,90	0,5003	0,4347
2,20	0,6367	0,4553	5,00	0,5638	0,4987
2,30	0,6271	0,5528	5,10	0,5000	0,5620
2,40	0,5556	0,6194	5,20	0,4390	0,4966
2,50	0,4581	0,6190	5,30	0,5078	0,4401
2,60	0,3895	0,5499	5,40	0,5573	0,5136
2,70	0,3929	0,4528	5,50	0,4785	0,5533
2,80	0,4678	0,3913			

Références

[1] Éric Aristidi. *Optique ondulatoire.* `http://www.unice.fr\DeptPhys\optique\optique.html`, 2000.

[2] Berkeley. *Cours de Physique : ondes.* Armand Colin, 1972.

[3] Henri Bouasse. *Construction, description et emploi des appareils de mesure et d'observation.* Librairie Delagrave, 1921.

[4] Henri Bouasse. *Diffraction.* Librairie Delagrave, 1923.

[5] Georges Bruhat. *Traité de polarimétrie.* Revue d'optique théorique et instrumentale, 1930.

[6] Ens-Cachan. *Étude de la diffraction de Fresnel dans quelques cas simples.* `www.phytem.ens-cachan.fr/telechargement/TP_ModuleL1/DiffractionFresnel.pdf`, 2002.

[7] Richard Feynman. *Lumière et matière (une étrange histoire).* InterÉditions, Points Sciences (Seuil), 1987.

[8] Augustin Fresnel. *Œuvres complètes : 3 tomes.* Imprimerie Impériale, 1866. L'édition originale des œuvres complètes de Fresnel est consultable à la bibliothèque municipale de Bernay (27300).

[9] Georges Lochak. *12 clés pour la physique.* Éditions Auguste Fresnel, Radio-France, 1982.

[10] Bernard Maitte. *La lumière.* Points Sciences, éditions du Seuil, 1981.

[11] Bernard Maitte, Robert Locqueneux et Gérard Chevalier. Fresnel : qu'est-ce que la lumière ? *Les cahiers de Science&Vie N^O5*, pages 40–94, octobre 1991.

[12] J.& V. Rosmorduc et F. Dutour. *Les révolutions de l'optique et l'œuvre de Fresnel.* Vuibert Adapt, 2004.

[13] Cyberic Wollbrett. *Lumière sur le photon.* `http://perso.club-internet.fr/molaire1/quantic.html`, 1999.