

Différentes approches des phénomènes lumineux au cours de l'histoire des sciences : géométrique, ondulatoire, électromagnétique, quantique

Chaque nouvelle approche inclut la précédente et l'élargit

Optique géométrique (1621 Snell ; 1637 Descartes ; 1657 Fermat) est une approximation des autres approches : rayons $\perp$ surfaces d'onde ; selon le vecteur de Poynting (courant d'énergie électromagnétique) ; selon la direction de propagation des photons.

I. Principe de Fermat et lois de la réflexion - réfraction

I.1. Notion de chemin optique

Vitesse dans un milieu $v < c$ = vitesse de la lumière dans le vide $\approx 3 \times 10^8$ m/s
= constante d'Einstein (vitesse limite)

Indice optique $n \equiv \frac{c}{v}$ $n > 1$ (milieu supposé homogène, transparent et isotrope)

Durée de propagation $\Delta t = \frac{d}{v} = \frac{L}{c}$ $L = c \Delta t = n d$
= chemin optique L/c
 $n(\text{verre}) \approx 1,5$
 $n(\text{eau}) \approx 1,33$
 $n(\text{air}) \approx 1$

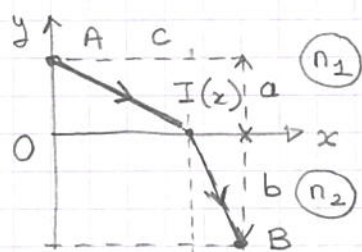
I.2. Principe de Fermat

Pour aller d'un point A à un point B, L_{AB} est minimal (en toute rigueur extrémal)

$\Rightarrow$ la lumière se propage en ligne droite (milieu homogène)
(sinon $\frac{d(n\vec{x})}{ds} = \vec{\text{grad}} n$) $(\vec{\text{grad}} n = \vec{0})$

I.3. Lois de Snell - Descartes

Deux milieux (n_1 et n_2) séparés par un dioptre $L = n_1 d_1 + n_2 d_2$ minimal



$$\frac{dL}{dx} = \frac{d}{dx} (n_1 AI + n_2 IB) = \frac{d}{dx} \left[n_1 (x^2 + a^2)^{1/2} + n_2 [(c-x)^2 + b^2]^{1/2} \right]$$

$$= n_1 \frac{x}{AI} - n_2 \frac{x}{IB} = n_1 \sin i_1 - n_2 \sin i_2$$

Réfraction $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$ avec retour inverse

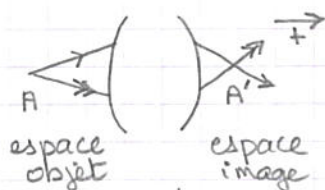
Réflexion ($n_1 = n_2$) $i_1 = i_2$

On minimise aussi selon Oz $\Rightarrow$ tous les rayons appartiennent au plan d'incidence.

Angle de réfraction limite $0 \leq \sin i_2 \leq \frac{n_1}{n_2} \equiv \sin i_c$

II Conjugaison objet / image

II.1. Définitions

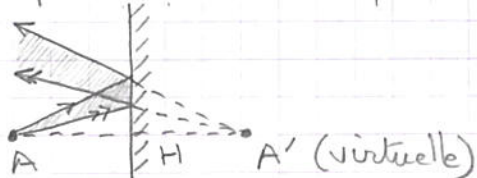


Si A $\in$ espace objet : réel ; Si A' $\in$ espace image : virtuel
Idem pour A'

A' conjugué de A via le système optique $\Rightarrow$ principe de Fermat

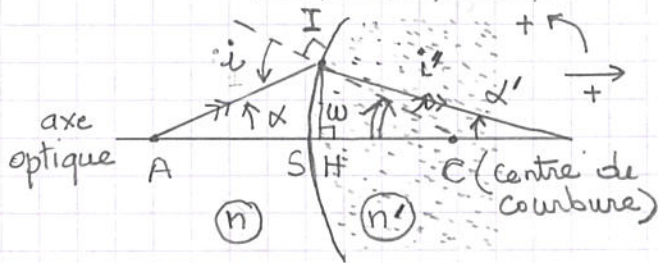
$$L(AA') = \text{cte} \quad \forall \text{ rayon considéré}$$

Exemple d'un miroir plan :



$$\overline{HA'} = -\overline{HA} \quad \text{ne dépend pas de l'angle} \Rightarrow \text{stigmatisme rigoureux}$$

II.2. Dioptré sphérique



$$i > 0, i' > 0, d > 0, w < 0, d' < 0$$

Dioptré convexe, $n' > n$: image réelle
Approximation de Gauss $\Rightarrow d$ et d' petits; stigmatisme approché
H et S confondus

$$n i \approx n' i'$$

$$\alpha = \frac{HI}{AH} > 0 \quad \alpha' = \frac{HI}{A'H} < 0 \quad w = \frac{HI}{CH} < 0 \quad i = \alpha - w > 0 \quad i' = \alpha' - w > 0$$

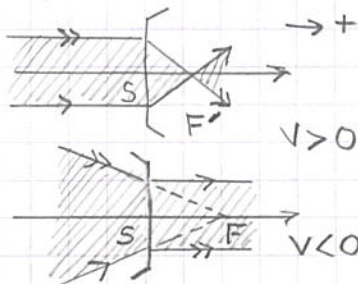
$$\Rightarrow n(\alpha - w) = n'(\alpha' - w) \quad H \approx S \quad \boxed{\overline{SC} = \overline{R}} \quad (> 0 \text{ figure})$$

$$\boxed{\frac{n'}{\overline{SA'}} - \frac{n}{\overline{SA}} = \frac{n' - n}{\overline{SC}} = V}$$

vergence ($m^{-1} = \delta$ dioptrie)

$$|\overline{R}| \rightarrow \infty \quad \frac{n'}{\overline{SA'}} - \frac{n}{\overline{SA}} = 0$$

Application au dioptré plan
Définitions des foyers



F' = image d'un objet à l'infini
réelle si $V > 0$ (convergent)

F = objet d'une image à l'infini
réelle si $V > 0$

$$\boxed{\overline{SF'} = \frac{n'}{V}}$$

$$\boxed{\overline{SF} = -\frac{n}{V}}$$

II.3. Lentilles minces

Ensemble de deux dioptrés; épaisseur $\ll$ rayons de courbure
Approximation de Gauss et stigmatisme approché

$A \xrightarrow{D_1} A'_1 = A_2 \xrightarrow{D_2} A'$; milieux extrêmes = air ($n=1$)

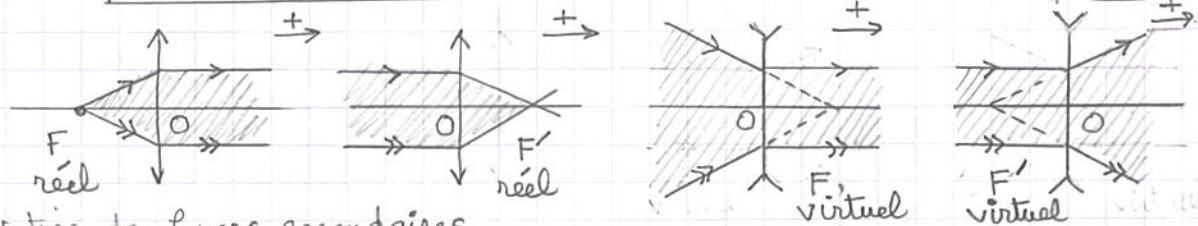
$$\frac{n}{\overline{S_1 A'_1}} - \frac{1}{\overline{S_1 A}} = \frac{n-1}{\overline{R_1}} = V_1$$

$$\frac{1}{\overline{S_2 A'}} - \frac{n}{\overline{S_2 A_2}} = \frac{1-n}{\overline{R_2}} = V_2$$

$$S_1 = S_2 = O$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OA}} = V_1 + V_2 = V} \Rightarrow \text{Conjugaison (Descartes)}$$

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

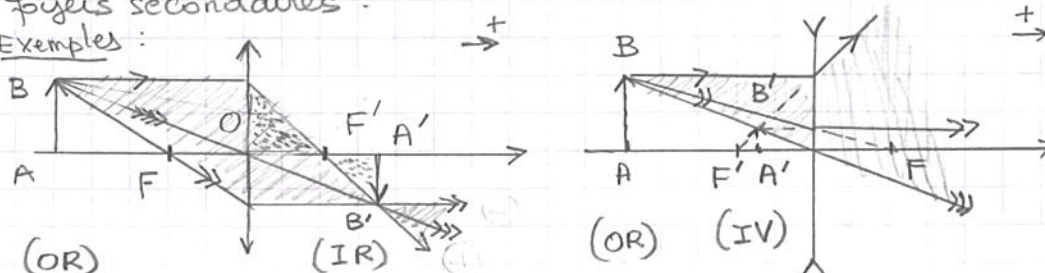


Notion de foyers secondaires

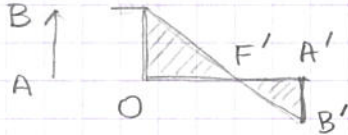
(les mêmes figures avec inclinaison sur l'axe; utiles pour le tracé des rayons)

Constructions géométriques: utilisation des rayons "remarquables": passant par O, par F ou par F' (ou semblant passer par si virtuels) et foyers secondaires.

Exemples:



Grandissement transversal



$$G_t = \frac{A'B'}{AB} = -\frac{F'A'}{f'} = +\frac{f'}{FA} = \frac{P'}{P}$$

$$\Rightarrow \text{Conjugaison (Newton)} \quad \sigma = FA, \quad \sigma' = F'A' \quad \boxed{\sigma \sigma' = f f'}$$

III. Instruments d'optique (Applications)

Association de lentilles minces et éventuellement de miroirs (catadioptriques)

III.1. Association de deux lentilles minces (doublet)

Principe : $A \xrightarrow{L_1} A'_1 = A_2 \xrightarrow{L_2} A'$ | $\Delta \quad e = \overline{O_1 O_2}$
 $P_1 = \overline{O_1 A} \quad P_2 = \overline{O_2 A_2}$

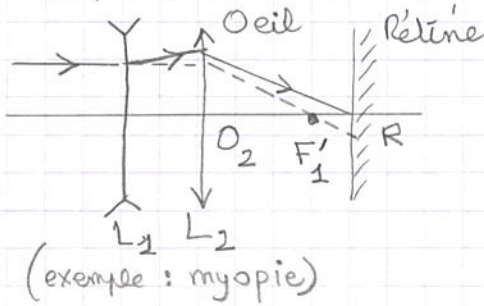
Détermination des foyers principaux

- image (pour $A \rightarrow \infty \Rightarrow A_2 = F'_1$)- objet (pour $A' \rightarrow \infty \Rightarrow A'_1 = F_2$)

Formule de Gauss

$$\boxed{V = \frac{1}{f'} = \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} - \frac{e}{f'_1 f'_2}} \Rightarrow V = V_1 + V_2 \quad (\text{lentilles accolées})$$

III.2. Application : correction de la vision



* normal (emmétrope) sans accommoder
 $P_R = \text{punctum remotum } \infty \rightarrow A' \text{ en } R$
 (le plus éloigné)

* myope (trop convergent)
 P_R réel à distance finie $\rightarrow A' \text{ avant } R$
 $\Rightarrow$ trop convergent

* hypermétrope (pas assez convergent)
 P_R virtuel en arrière de $R \Rightarrow A' \text{ après } R$
 $\Rightarrow$ pas assez convergent

Principe de la correction : on ajoute L_1 tel que

$$A_{\infty} \xrightarrow{L_1} \boxed{F'_1 = P_R} \xrightarrow{L_2} A' = R \Rightarrow V_1 < 0 \text{ (myope)}; V_1 > 0 \text{ (hypermétrope)}$$

Presbytie = problème d'accommodation : P_p (punctum proximum) en accommodant trop loin ; on ajoute L_{conv} pour corriger la vue de près

III.3. Microscope

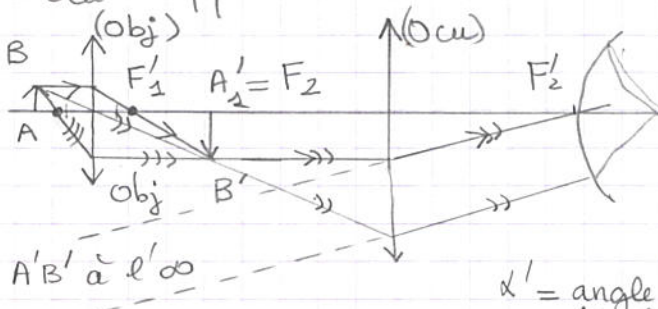
Principe : objectif qui grandit
oculaire qui grossit

$$\overline{AB} \text{ réel} \rightarrow \overline{A'B'}_{\text{réel}} = G_{\text{obj}} \times \overline{AB}$$

$$\overline{A'B'} \rightarrow \overline{A''B''} \text{ virtuel que l'on observe à l'œil (comme avec une loupe)}$$

$$f'_{\text{obj}} \approx \text{qques mm}$$

$$f'_{\text{ocu}} \approx \text{qques cm}$$

Fonctionnement sans accommodation
 $A'_1 = F'_2$

Puissance :

$$\boxed{P = \frac{\alpha'}{AB} = \frac{\alpha'}{A'B'} \frac{A'B'}{AB} = P_{\text{ocu}} \times G_{\text{obj}}}$$

α' = angle sous lequel est observé l'image finale

$$\boxed{G_{\text{gross}} = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{\alpha'}{AB/d_m} = P \times d_m} \quad \begin{array}{l} AB = \text{taille de l'objet} \\ d_m = \text{distance minimale de vision } (\sim 25\text{cm}) \end{array}$$

Basée sur le principe d'Huygens (1678) - Fresnel (1818) : la lumière se propage de proche en proche, et chaque élément de surface atteint se comporte comme une source secondaire dont l'amplitude est proportionnelle à cet élément de surface. La vibration en un point est la somme (au sens vectoriel ou complexe) des vibrations partielles qui y interfèrent (principe de superposition). Justification dans le cadre de la théorie électromagnétique de Maxwell ; elle y ajoute le caractère vectoriel (polarisation) et en élargit le spectre des applications (X, UV $\rightarrow$ télécommunications).

I. Interférence à deux ondes

La superposition de 2 ondes lumineuses sur un détecteur peut donner l'obscurité !

I.1. Superposition de deux ondes planes scalaires monochromatiques

$$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi_1(\vec{r}, t) + \Psi_2(\vec{r}, t) = A_1 \exp[i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 - \omega_1 t + \phi_1)] + A_2 \exp[i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2 - \omega_2 t + \phi_2)] \\ = A_1 \exp[i(-\omega_1 t + \phi_1)] + A_2 \exp[i(-\omega_2 t + \phi_2)] \text{ avec } \phi_{1/2} = \vec{k}_{1/2} \cdot \vec{r}_{1/2} + \phi_{1/2}$$

Détecteur placé en $\vec{r}$ détecte la valeur moyenne de l'intensité résultante $I = |\underline{\Psi}|^2 = \underline{\Psi} \underline{\Psi}^*$ la moyenne étant prise sur la durée de détection (toujours bien plus grande que la période optique (qqes fs))

$$I = (\underline{\Psi}_1 + \underline{\Psi}_2)(\underline{\Psi}_1^* + \underline{\Psi}_2^*) = I_1 + I_2 + I_{12} \quad \text{avec } I_{1/2} = |\underline{\Psi}_{1/2}|^2 = A_{1/2}^2$$

$$\text{et } I_{12} = \text{terme d'interférence} = \underline{\Psi}_1 \underline{\Psi}_2^* + \underline{\Psi}_1^* \underline{\Psi}_2$$

$$I_{12} = 2 \operatorname{Re} \{ \underline{\Psi}_1 \underline{\Psi}_2^* \} = 2 A_1 A_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\phi_1 - \phi_2)]$$

Il faut que $\omega_1 = \omega_2$ avec $\phi_1 - \phi_2 = \phi = \text{cte}$ sinon $\cos = 0$

$\Rightarrow$ nécessité d'une cohérence entre les ondes, pas de caractère aléatoire. Parfaite cohérence $\Rightarrow$

$$I_{12} = 2 A_1 A_2 \cos \phi \Rightarrow I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \phi$$

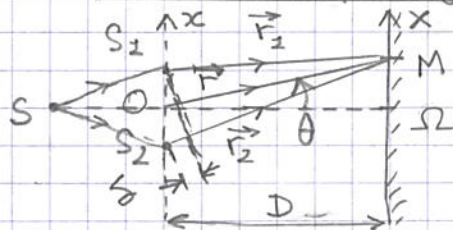
$$\text{Facteur de visibilité } V = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} = \frac{2 \sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{\langle I \rangle_{\text{géom.}}}{\langle I \rangle_{\text{arithm.}}} = \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{(I_1 + I_2)/2}$$

Cas particulier des ondes de même amplitude $A_1 = A_2 = \sqrt{I_0}$

$$I(\vec{r}) = 2 I_0 [1 + \cos \phi(\vec{r})] = 4 I_0 \cos^2 \phi(\vec{r})$$

$\phi = n 2\pi \Rightarrow$ frange brillante $I_M = 4 I_0$; $\phi = (n + \frac{1}{2}) 2\pi \Rightarrow$ frange sombre $I_m = 0$ d'où $V = V_M = 1$

I.2. Calcul du déphasage et de l'interfrange



S_1 et S_2 = sources secondaires cohérentes choisies en phase ($\phi_2 - \phi_1 = 0$)

$$\phi = \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2 - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 = k (S_2 M - S_1 M) = k \delta$$

$$\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi p \quad \delta = \text{différence de marche} \\ p = \text{ordre d'interférence}$$

$$\delta \approx a \theta \approx a \frac{x}{D}$$

$$\Delta p = 1 \Leftrightarrow \Delta \phi = 2\pi \Leftrightarrow \Delta \delta = \lambda \Leftrightarrow \Delta x = i_0 = \lambda \frac{D}{a}$$

$$I(x) = (I_1 + I_2) [1 + V \cos(2\pi \frac{x}{i_0})]$$

Rem : suppose θ petit $\Rightarrow$ à revoir pour θ grand, notamment $\theta = \pi/2$
suppose les deux ondes totalement cohérentes (V lié à $I_1 \neq I_2$)
Énergie conservée $\langle I(x) \rangle_x = I_1 + I_2$ (pb. de répartition)

SS_1 peut être différent de $SS_2 \Rightarrow \delta$ supplémentaire
 si on interpose une lame (e, n) sur $SS_2M \Rightarrow \delta_{\text{supp}} = (n-1)e$

I.3. Degrés de cohérence

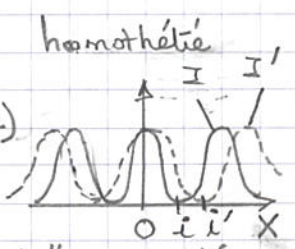
a) cohérence temporelle

Polychromaticité $\nu' \neq \nu \Rightarrow \lambda' \neq \lambda \Rightarrow i' \neq i$ (brouillage)

Exemple : $I_1 = I_2 = I'_1 = I'_2 = I_0/2$; $\nu' \approx \nu = \nu_0$; $\nu' - \nu = \Delta\nu \ll \nu_0$

$$I_t = I + I' = I_0 [2 + \cos \phi + \cos \phi']$$

$$= 2I_0 (1 + \cos \frac{\Delta\phi}{2} \cos \phi_0)$$



Facteur de visibilité défini sur

les franges brillantes ($\phi = p 2\pi$)

$$I_{t,m} = 2I_0 (1 + |\cos \frac{\Delta\phi}{2}|) ; I_{t,m} = 2I_0 (1 - |\cos \frac{\Delta\phi}{2}|) \Rightarrow V = |\cos \frac{\Delta\phi}{2}|$$

$\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi \frac{\nu}{c} \delta = 2\pi \nu \tau$ (τ = décalage temporel)

$\Delta\phi = 2\pi \Delta\nu \tau$; brouillage négligeable si $\Delta\phi \ll 2\pi \Rightarrow \tau \ll \frac{1}{\Delta\nu} \equiv \tau_c$

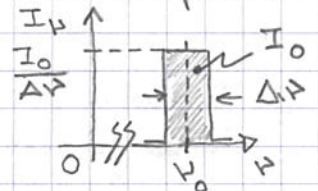
τ_c = durée de cohérence ; L_c = longueur de cohérence temporelle

$$\tau \ll \frac{1}{\Delta\nu} \equiv \tau_c$$

$$\delta \ll L_c = c \tau_c$$

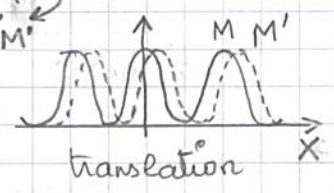
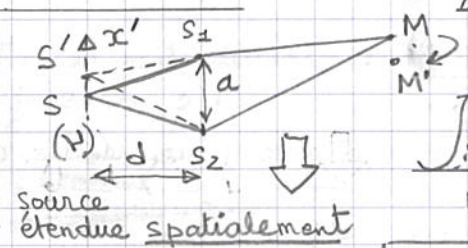
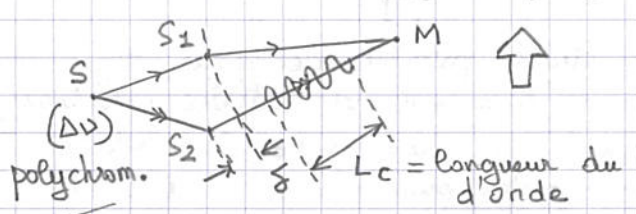
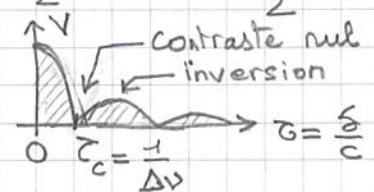
Source quasi-monochromatique (largeur naturelle + collisions + Doppler)

Intensité spectrale modélisée : $I_\nu = I_0 / \Delta\nu$ pour $\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2} \leq \nu < \nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}$



$$V = |\gamma_t| = \left| \frac{\sin(\pi \Delta\nu \tau)}{\pi \Delta\nu \tau} \right|$$

$\gamma_t = \text{TF}\{I_\nu\}$ (Wiener-Kintchine)



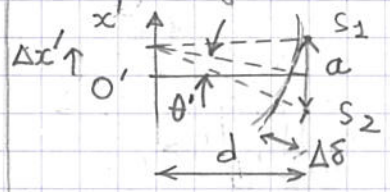
b) Cohérence spatiale

$S \rightarrow \delta$ $S' \rightarrow \delta'$

$$\Delta\delta = \delta' - \delta \Rightarrow \Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta\delta}{\lambda}$$

$$V = \left| \cos \frac{\Delta\phi}{2} \right|$$

cas général $V = |\gamma_s|$ avec $\gamma_s = \text{TF}_{sp}\{I(x')\}$ (van Cittert et Zernike)



$$\Delta\delta = a \theta = a \frac{e}{d} \quad V = \left| \cos \left(\pi \frac{a e}{\lambda d} \right) \right|$$

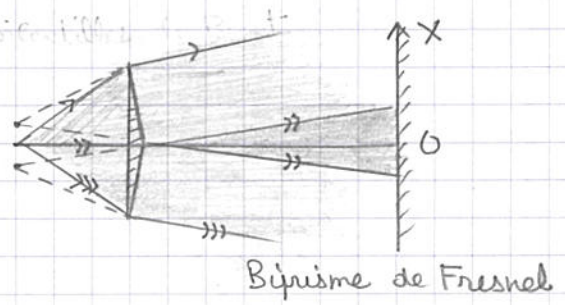
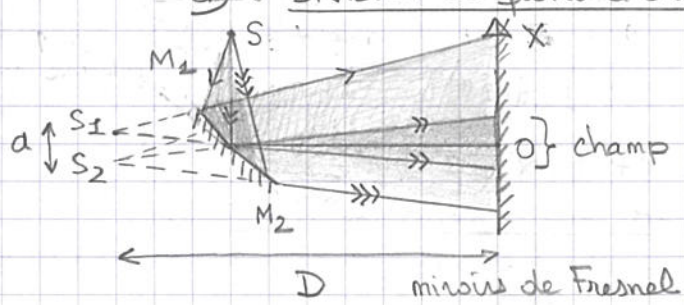
Application : mesure du diamètre apparent $\theta = \frac{e}{d}$ d'une étoile
 on augmente $a \Rightarrow V=0$ si $\Delta\phi = \pi$ et $\theta = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{a}$

Application : spectrométrie par transformée de Fourier : on mesure V en fonction de X (ou de δ) et on a par TF les informations sur I_ν .

I.4. Dispositifs interférentiels

$S \Rightarrow S_1 \oplus S_2$: division du front d'onde ou division d'amplitude

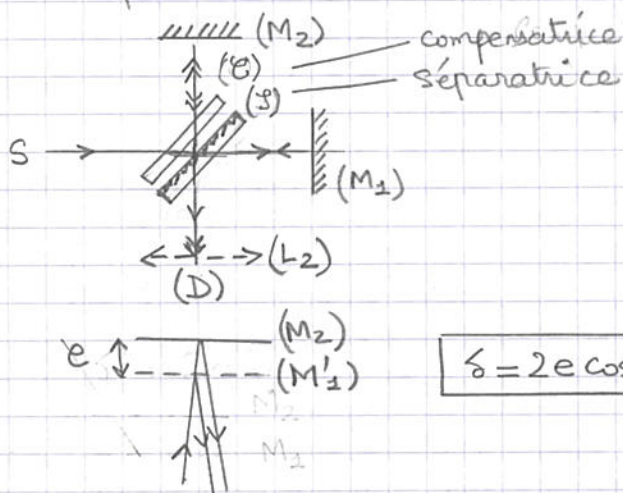
a) Division du front d'onde



le plus utilisé : trous ou fentes d'Young (cf "Diffraction")
 Champ d'interférence : pas de localisation des franges

III b) Division d'amplitude

Interférométrie de Michelson : deux modes de fonctionnement:



- a) $M_1 // M_2 \Rightarrow$ lame d'air e
 inclinaison variable : source
 étendue $\Rightarrow$ franges d'égale
 inclinaison circulaires, à l'infini
 b) $M_1 \perp M_2 \Rightarrow$ coin d'air e
 variable et i fixe $\Rightarrow$ franges
 d'égale épaisseur, localisées sur
 le miroir.

Visualisation expérimentale:

- a) lentille L_2 avec détecteur
 (écran) dans son plan focal
 b) lentille L_2 forme l'image
 de M_2 sur l'écran

c) Systèmes à ondes multiples

Diffusion du front d'onde $\Rightarrow$ réseaux (cf "Diffraction")

Division d'amplitude $\Rightarrow$ Fabry-Pérot, lames de verre ou d'eau
 $\delta = 2e \cos i$ $\delta = 2ne \cos r$

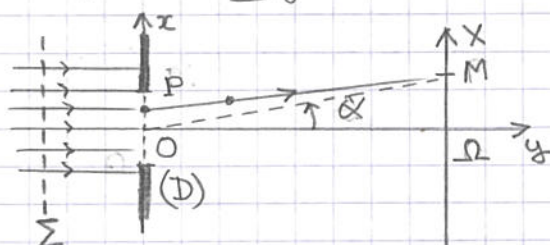
Conclusion (I) généralisation de cette étude possible aux autres types d'ondes
 (acoustiques, ondes de surface d'eau, ondes de matière : électrons, neutrons,
 atomes)
 Insuffisance pour rendre compte des phénomènes de polarisation
 des phénomènes à très faible intensité
 (optique corpusculaire, quantique)

Nombreuses applications, notamment en spectrométrie, métrologie
 (mesure des distances, des faibles épaisseurs), holographie...

II Diffraction

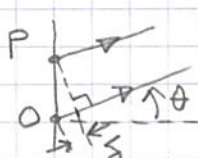
II.1. Approximation de Fraunhofer

Principe de Huygens-Fresnel



A une dimension:

$$\psi(M) = \int_{\mathcal{D}(x)} dt e \exp[-ik\delta(P)] \cdot d(OP)$$



$$\delta(P) \approx OP \sin \alpha \approx x \alpha$$

OM grand $\Rightarrow$ observation "à l'infini"

$$\boxed{\psi(M) = dt e \int_{\mathcal{D}(x)} \exp(-ik\alpha x) dx = \text{TF} \{t(x)\}}$$

$$\psi(M) = \int_{\mathcal{D}} \frac{dt e}{PM} \exp(i \vec{k} \cdot \vec{PM}) dS(P)$$

diaphragme

$PM \gg (OP)_{\max}$ $PM \approx OM$ dans
 l'amplitude ; pas dans la phase
 $\vec{k} \cdot \vec{PM} = \vec{k} \cdot (\vec{OM} - \vec{OP}) = k(OM - OP)$
 $\approx -k\delta(P)$ $\delta =$ différence de
 marche $(PM - OM)$

$t(x)$ = transmittance du diaphragme

A deux dimensions

$$\psi(M) = \text{cte} \int_D t(x,y) \exp[-ik(\alpha x + \beta y)] dx dy$$

II.2. Diffraction par une fente rectangulaire

$$t(x) = 1 \text{ pour } |x| < d/2 ; t(x) = 0 \text{ pour } |x| > d/2$$

$$\psi(\alpha) = \text{cte} d \frac{\sin(k\alpha d/2)}{(k\alpha d/2)} = \psi(0) \frac{\sin(\pi\alpha d/\lambda)}{\pi\alpha d/\lambda} = \psi(0) \text{sinc}\left(\frac{\alpha d}{\lambda}\right)$$

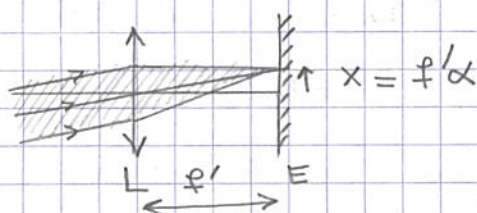
↑
direction angulaire

$$\psi(u) = \psi_0 \text{sinc}(au) \text{ avec } u = \frac{\alpha}{\lambda}$$

Diffraction déterminée par le paramètre a/λ : si $\lambda \ll a \Rightarrow$ diffraction négligeable

$$I(\alpha) = I_0 \text{sinc}^2(\alpha u)$$

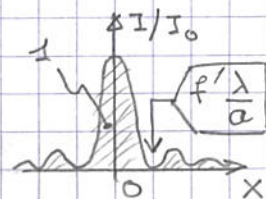
Observation dans le plan focal d'une lentille



$$I(x) = I_0 \text{sinc}^2\left(\frac{x}{f'} \frac{a}{\lambda}\right)$$

A deux dimensions:

$$I(x,y) = I_0 \text{sinc}^2\left(\frac{x}{f'} \frac{a}{\lambda}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{y}{f'} \frac{b}{\lambda}\right)$$



Application : critère de Rayleigh : la figure de diffraction est toujours centrée sur l'image géométrique de la source (placée au foyer objet d'une lentille pour éclairer le diaphragme) ; si deux sources $\Rightarrow$ les deux images ne sont séparées que si $\Delta x > f' \frac{\lambda}{a}$
 Conséquence : limitation du pouvoir de résolution des instruments d'optique en raison de la limitation de l'étendue des faisceaux.

II.3. Diffraction par une ouverture circulaire

Franges circulaires $\Rightarrow$ rayon angulaire de la frange centrale

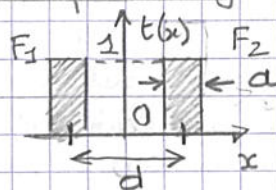
$$\alpha = \frac{1,22 \lambda}{D}$$

$$\Delta x = f' \alpha > \frac{1,22 \cdot f' \cdot \lambda}{D}$$

II.4. Diffraction par deux fentes : dispositif d'Young

$$t(x) = 1 \text{ pour } \frac{d-a}{2} < |x| < \frac{d+a}{2}$$

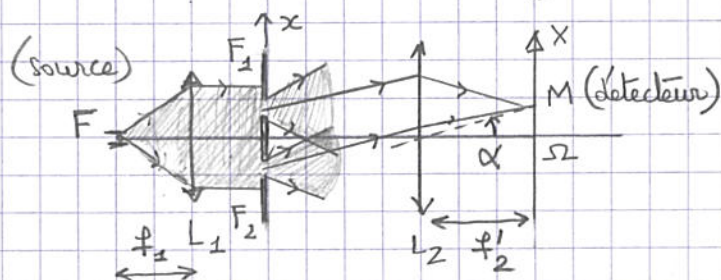
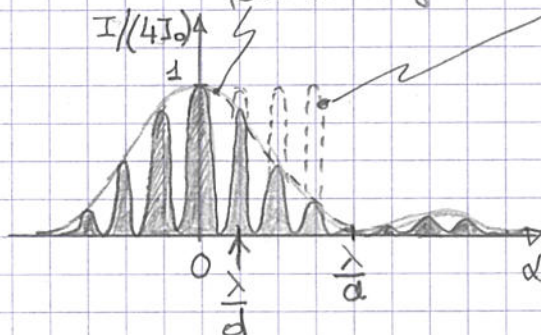
Cohérence dans l'éclairage de F_1 et F_2
 $\Rightarrow$ on somme les amplitudes



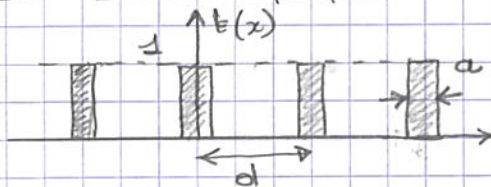
$$I(d) = 2I_0 \frac{\sin^2(\pi\alpha a/\lambda)}{(\pi\alpha a/\lambda)^2} [1 + \cos(2\pi\alpha d/\lambda)]$$

diffraction par une fente de largeur a

interférence entre deux sources identiques cohérentes ($x = f'_2 \alpha$; $i_0 = \frac{\lambda}{d}$)



II.5. Réseaux optiques



N fentes éclairées de manière cohérente

$$I = I_0 \frac{\sin^2(\pi \alpha a / \lambda)}{(\pi \alpha a / \lambda)^2} |R(\alpha)|$$

↑
fonction réseau
(interférence en N fentes)

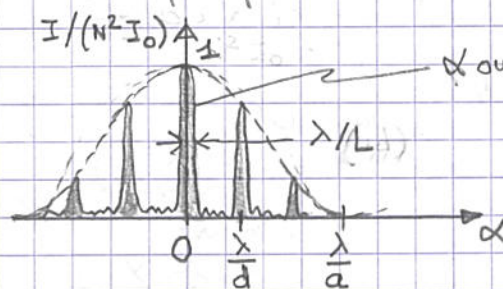
$$R(\alpha) = \left| \sum_{n=0}^{N-1} \exp(-in\phi) \right|^2 \quad \text{avec } \phi = 2\pi \alpha \frac{d}{\lambda}$$

$$\sum_{n=0}^{N-1} \exp(-in\phi) = \frac{1 - \exp(-iN\phi)}{1 - \exp(-i\phi)} \Rightarrow \left| \sum_{n=0}^{N-1} \exp(-in\phi) \right|^2 = N^2 \frac{\sin^2(N\phi/2)}{N^2 \sin^2(\phi/2)}$$

fonction périodique de période 2π

$R(\alpha) \rightarrow N^2$ si $\phi \rightarrow 0$ (frange centrale $\rightarrow N^2$: effet de cohérence)

Maxima principaux distants de $\Delta\phi = 2\pi \Rightarrow \Delta\alpha = \frac{\lambda}{d}$



α ou ϕ petits $\Rightarrow R(\alpha) \approx \frac{\sin^2(N\phi/2)}{(N\phi/2)^2} = \frac{\sin^2(N\alpha d/\lambda)}{(N\alpha d/\lambda)^2}$

largeur à mi-hauteur $\approx \frac{\lambda}{Nd} = \frac{\lambda}{L}$

L = largeur éclairée du réseau

Application : spectromètres à réseaux (les plus utilisés : plus dispersifs, plus large gamme que ceux à prismes)

Pouvoir de résolution

$$\mathcal{P}_r = m N$$

↑
ordre de diffraction

On utilise surtout les réseaux en réflexion

Conclusion : La diffraction ne peut s'interpréter que dans le cadre de l'optique ondulatoire ; à ce titre l'optique géométrique apparaît comme une approximation lorsque $\lambda \ll a$ (a dimension du diaphragme le plus petit du système optique)

La diffraction est un obstacle au pouvoir de résolution des instruments d'optique ; pour "contourner" le critère de Rayleigh, il faut se placer en optique non propagative (champ proche) ou avoir recours à des phénomènes ondulatoires de plus courte λ (optique électronique, neutronique, atomique)

La diffraction par un ensemble d'objets périodiques (réseaux) est exploitée pour la spectrométrie optique (électronique ; atomique). En particulier ces réseaux cristallins diffractent la lumière X, les e^- lents et les neutrons de faible énergie.