Chapitre III

Interférences lumineuses

H. EL RHALEB
Université Mohammed V, Rabat,
Faculté des Sciences,
Département de Physique,
Laboratoire de Physique Théorique
Equipe Photonique
elrhaleb@fsr.ac.ma

LPT

Filière SMP, année 2015-2016

Quand deux ou plusieurs ondes lumineuses se superposent, leurs amplitudes s'ajoutent, pour donner une nouvelle onde dont l'amplitude dépend du déphasage entre ces ondes.

Il ne peut y avoir d'*interférences* observables entre ondes lumineuses que si les conditions suivantes sont respectées :

1. **elles sont issues d'un même point de la source ;**
2. **elles ont même fréquence ;**
3. **lorsque la lumière est polarisée, les directions de vibration du champs sont proches.**

I – Généralités

I.1 – Superposition de deux ondes

I.1.1 – Position du problème

Soient deux sources ponctuelles S_1 et S_2, monochromatiques de pulsations respectives ω_1 et ω_2. Un point M reçoit les deux ondes :

$$U_1(M,t) = A_1\cos(\omega_1 t - \varphi_{1M})$$

$$U_2(M,t) = A_2\cos(\omega_2 t - \varphi_{2M})$$

Les amplitudes instantanés émises par plusieurs sources sont additives, donc l'amplitude instantanée reçue en M vaut :

$$U(M,t) = U_1(M,t) + U_2(M,t)$$

I – Généralités

L' éclairement s' écrit alors :

$$I = 2 < U^2(M,t) >$$

$$= 2 < U_1^2 + U_2^2 + 2U_1U_2 >$$

$$= I_1 + I_2 + I_{1\text{-}2}$$

$$I_1 = 2 < U_1^2 >$$

$$I_2 = 2 < U_2^2 >$$

$$I_{1\text{-}2} = 4 < U_1U_2 >$$

Le terme $I_{1\text{-}2}$ mesures les corrélations entre les deux ondes U_1 et U_2. Lorsqu'il n' est pas nul, les deux ondes sont corrélées (**cohérentes**) et donnent lieu à des interférences. Dans le cas contraire, les deux ondes sont **incohérentes**.

I.1.2 – Premier critère de cohérence

Calculons $I_{1\text{-}2}$:

$$I_{1\text{-}2} = 4A_1A_2 < \cos(\omega_1 t - \varphi_{1M})\cos(\omega_2 t - \varphi_{2M}) >$$

$$= 2A_1A_2 < \cos\left[(\omega_1 + \omega_2)t - (\varphi_{1M} + \varphi_{2M})\right] >$$

$$+ 2A_1A_2 < \cos\left[(\omega_2 - \omega_1)t - (\varphi_{2M} - \varphi_{1M})\right] >$$

La valeur moyenne de $<\cos(\Omega t-\varphi)>$ est non nulle sauf pour $\Omega = 0$, et dans ce cas la fonction est constante. Le premier terme est donc toujours nul, est le second n'est pas nul que si les pulsations des deux ondes sont égales.

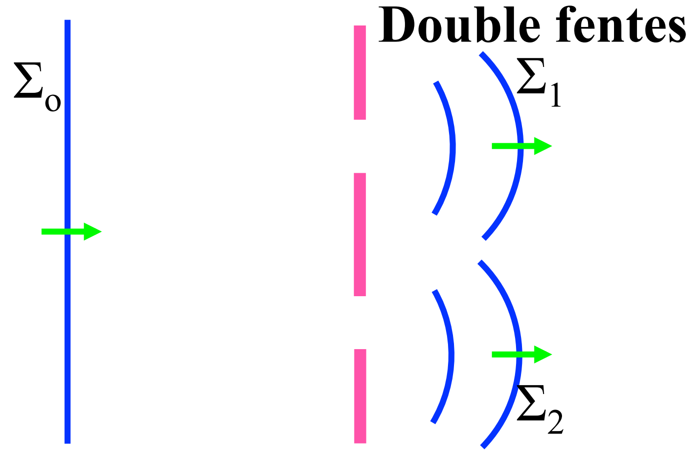
« Deux sources cohérentes ont nécessairement la même pulsation ».

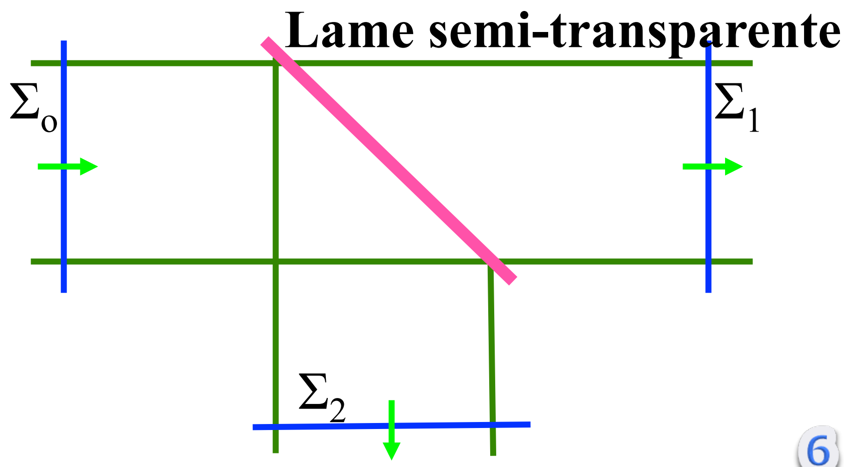
I – Généralités

Pratiquement, pour réaliser des interférences, nous partons d'une source unique, dont nous divisons l'onde émergente à l'aide d'un dispositif optique convenable appelé *séparateur de faisceau*.

Il en existe de nombreux modèles, qu'il est commode de répartir en deux grandes familles : les diviseurs d'amplitude et les diviseurs de front d'onde.

les diviseurs de front d'onde | **les diviseurs d'amplitude**





I – Généralités

I.1.3 – Différence de marche

Pour deux ondes cohérentes, l'intensité s'écrit :

$$I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2} < \cos\varphi_M >$$

Le déphasage φ_M est défini par :

$$\varphi_M = \varphi_{2M} - \varphi_{1M} = \varphi_{2S} - \varphi_{1S} + \frac{2\pi}{\lambda_o}(\underbrace{L_{S_2M} - L_{S_1M}}_{\delta_M \textit{ différence de marche}})$$

$$\boxed{\delta_M = c(\tau_{S_2M} - \tau_{S_1M})}$$

δ_M mesure en unité de longueur l'écart entre les temps de propagation de S_1 à M et de S_2 à M.

δ_M dépend du point M : on s'attend à observer un éclairement non uniforme.

I – Généralités

Expérimentalement, pour caractériser les interférences, on définit les *franges d'interférences* comme les surfaces où l'intensité I(M) est constante.

I.1.4 – Contraste des franges

Le contraste entre un maximum et un minimum d'intensité est évalué par le *facteur de visibilité* :

$$\boxed{V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}}\boxed{= \frac{2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}}{I_1 + I_2}}$$

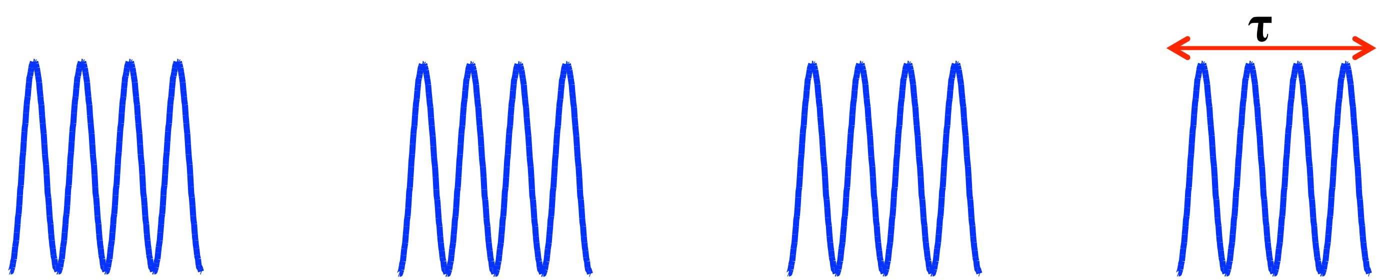
avec $I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$ **et** $I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$

V est maximum lorsque les ondes qui interfèrent sont cohérentes et ont même amplitude. Il est nul lorsque les ondes sont non cohérentes.

I – Généralités

I.1.5 – Cohérence temporelle

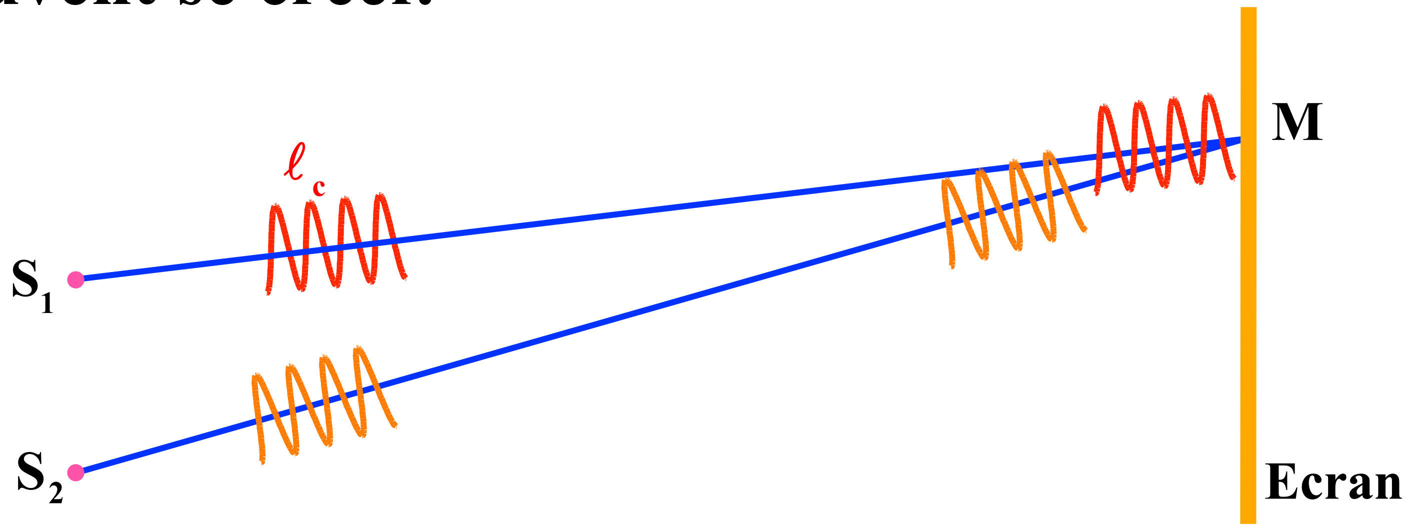
La lumière émise par un point lumineux peut être décrite comme une succession de ***trains d'ondes*** électromagnétiques identiques de durée τ (10^{-6} à 10^{-10} s), émis à des *instants aléatoires* par le point source.



Les trains d'onde émis, ayant une *longueur de cohérence* finie $\ell_c = c\tau$, ne donnent des interférences que si le train d'onde provenant d'une source secondaire se superpose à celui provenant de l'autre source secondaire.

I – Généralités

Si les trains d'onde ne peuvent se superposer dans la zone d'observée, les interférences lumineuses ne peuvent se créer.

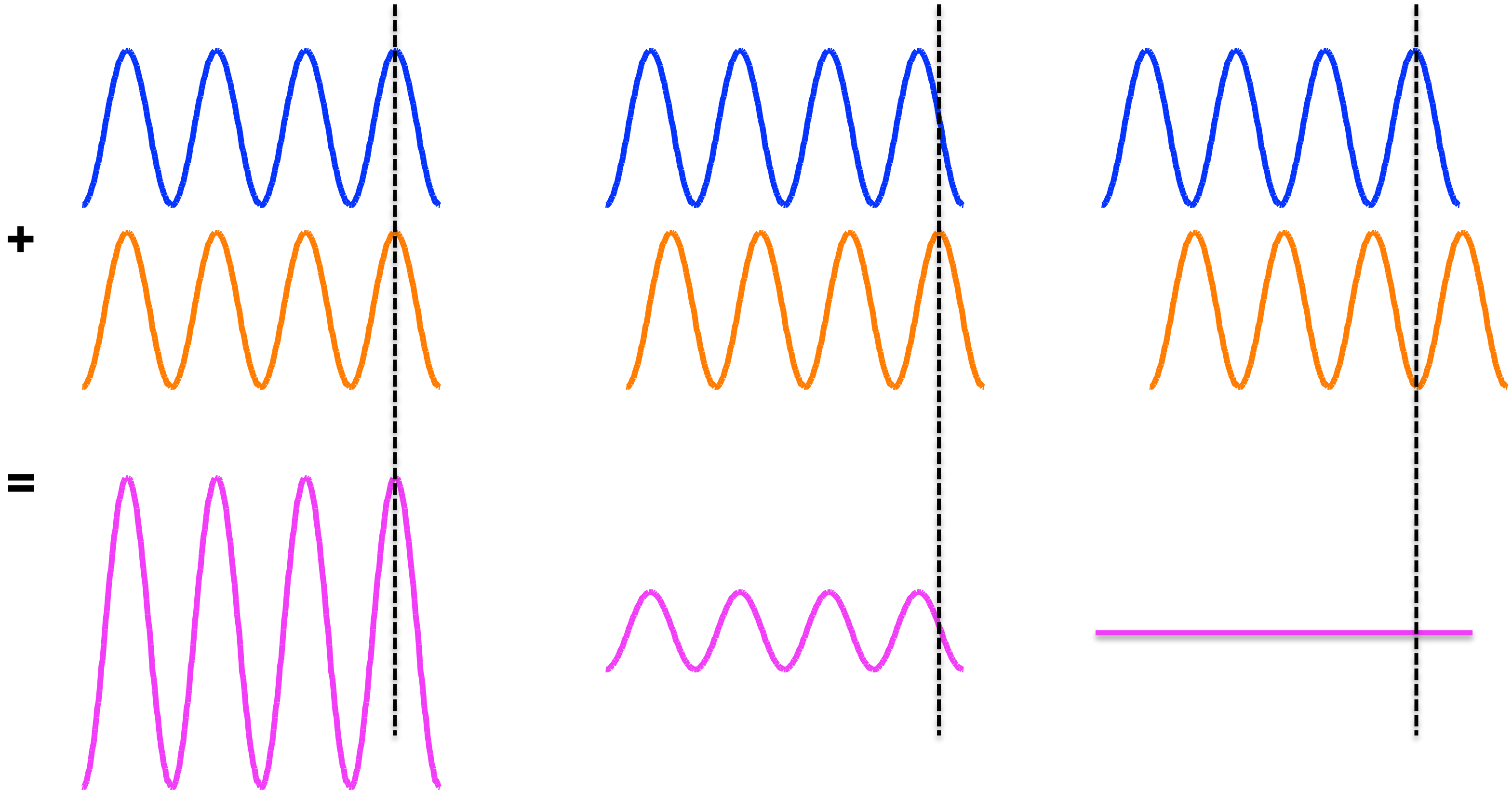


La condition de cohérence temporelle se traduit par :

$$\boxed{\delta \leq \ell_c}$$

Avec δ la différence de chemin optique entre les deux ondes au point d'observation.

I – Généralités



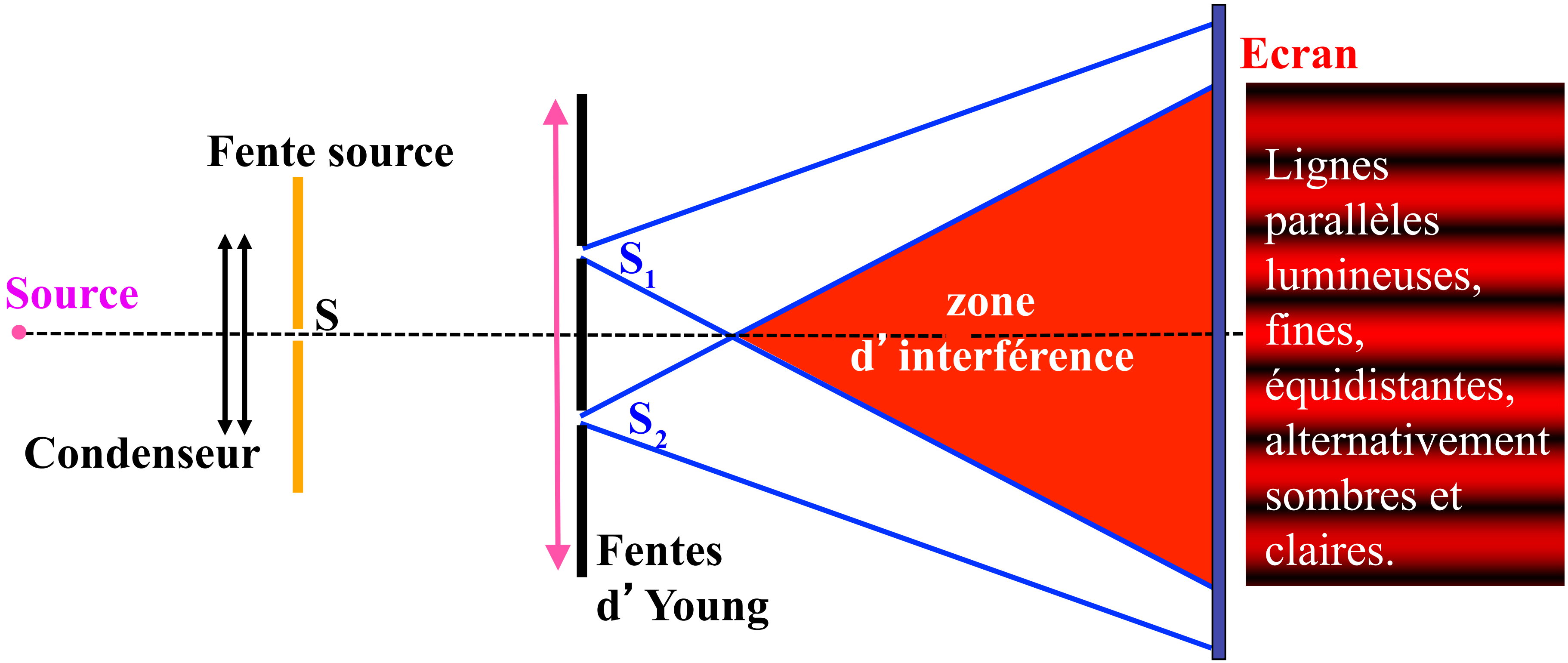
Interférences constructives

Interférences destructives

II – Théorie de l'expérience d'Young

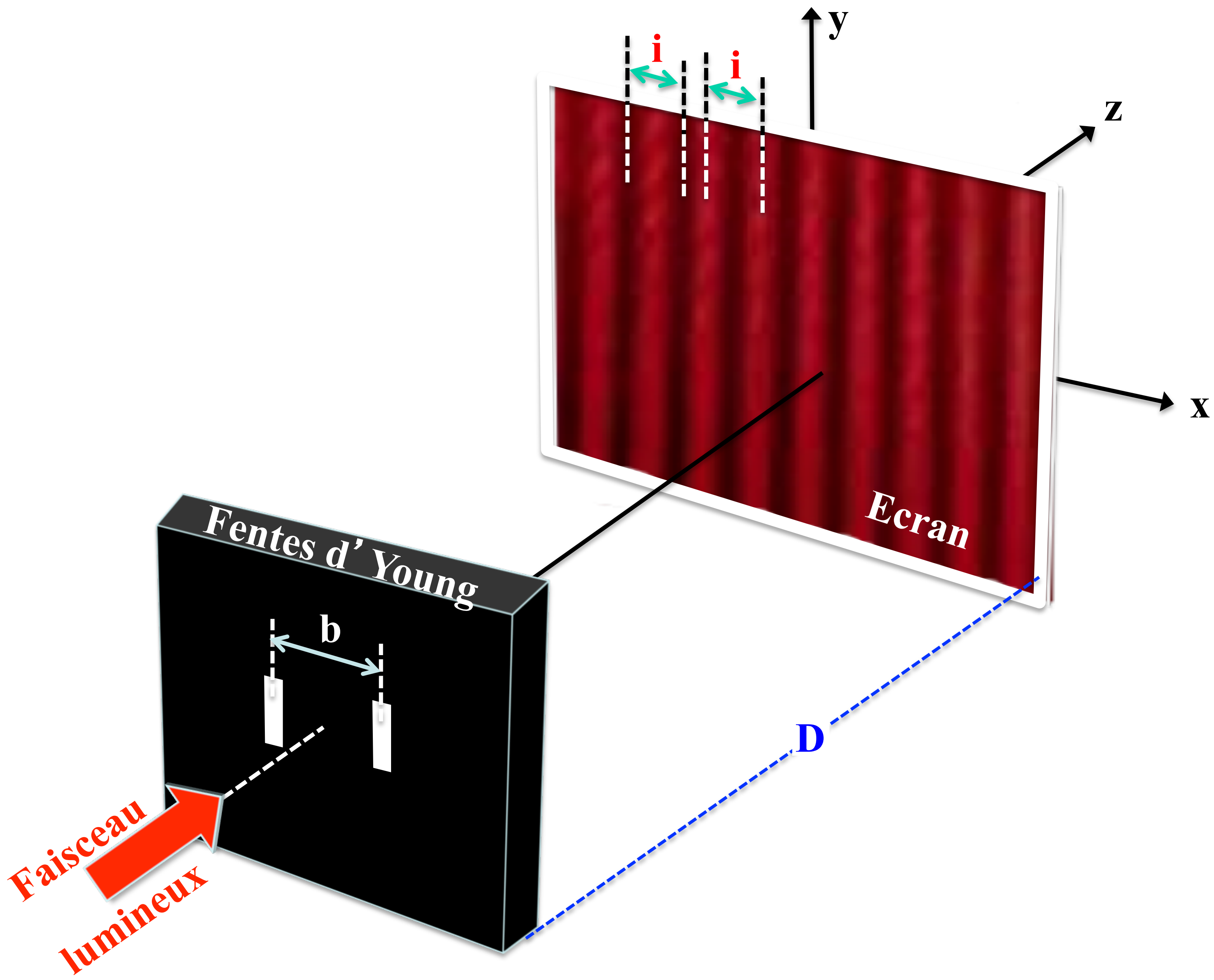
La première expérience historique qui a permis de mettre en évidence les interférences est l'expérience d'*Young* (pour des raisons de luminosité).

II.1 – Réalisation de l'expérience

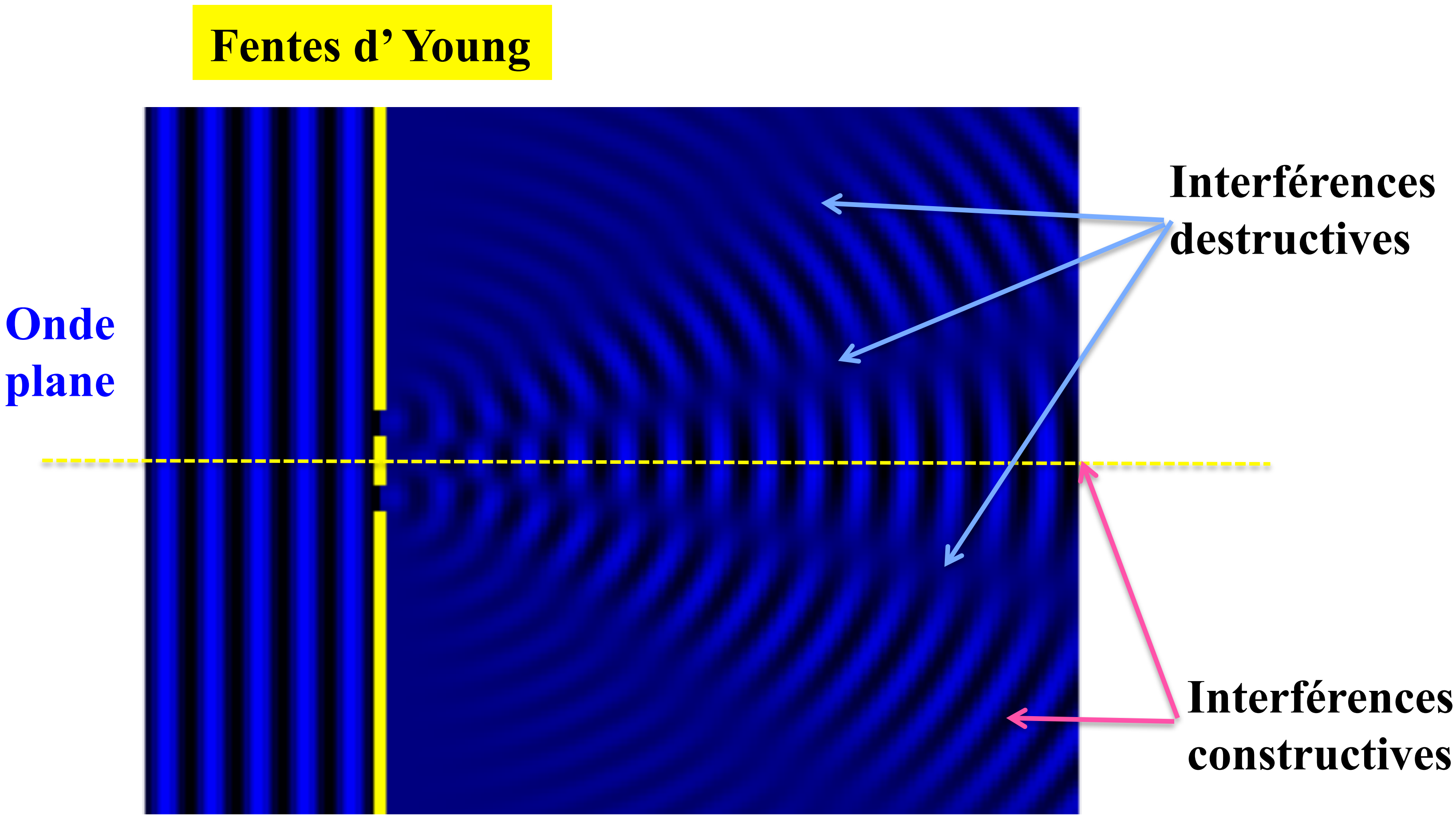


S_1 et S_2 jouent le rôle de sources secondaires.

II – Théorie de l’expérience d’Young



II – Théorie de l’expérience d’Young



II – Théorie de l'expérience d'Young

II.2 – Calcul d'intensité

Les conditions de cohérences étant remplies, déterminons la répartition de l'éclairement I de l'écran.

$$U_{1M} = A_1 \exp(i(\omega t - \varphi_1))$$

$$U_{2M} = A_2 \exp(i(\omega t - \varphi_2))$$

$$U_M = U_{1M} + U_{2M} = \exp(i\omega t)\left[A_1 \exp(-i\varphi_1) + A_2 \exp(-i\varphi_2)\right]$$

Les récepteurs utilisés en optique ne sont sensibles qu'à l'intensité lumineuse I, valeur moyenne dans le temps du produit de l'amplitude U par la quantité complexe conjuguée U^* :

$$\boxed{I_M = U_M U_M^*}$$

II – Théorie de l'expérience d'Young

$$I_M = \left(A_1\exp(-i\varphi_1) + A_2\exp(-i\varphi_2)\right)\left(A_1\exp(i\varphi_1) + A_2\exp(i\varphi_2)\right)$$

$$= A_1^2 + A_2^2 + A_1A_2\left(\exp(-i(\varphi_1 - \varphi_2)) + \exp(i(\varphi_1 - \varphi_2))\right)$$

$$\boxed{I_M = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi)}$$

avec $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ le déphasage entre les deux ondes en M.

L'intensité I dépend des amplitudes des deux ondes et le déphasage entre elles à leur arrivée au point M.

L'intensité est maximale pour $\cos(\varphi) = 1$:

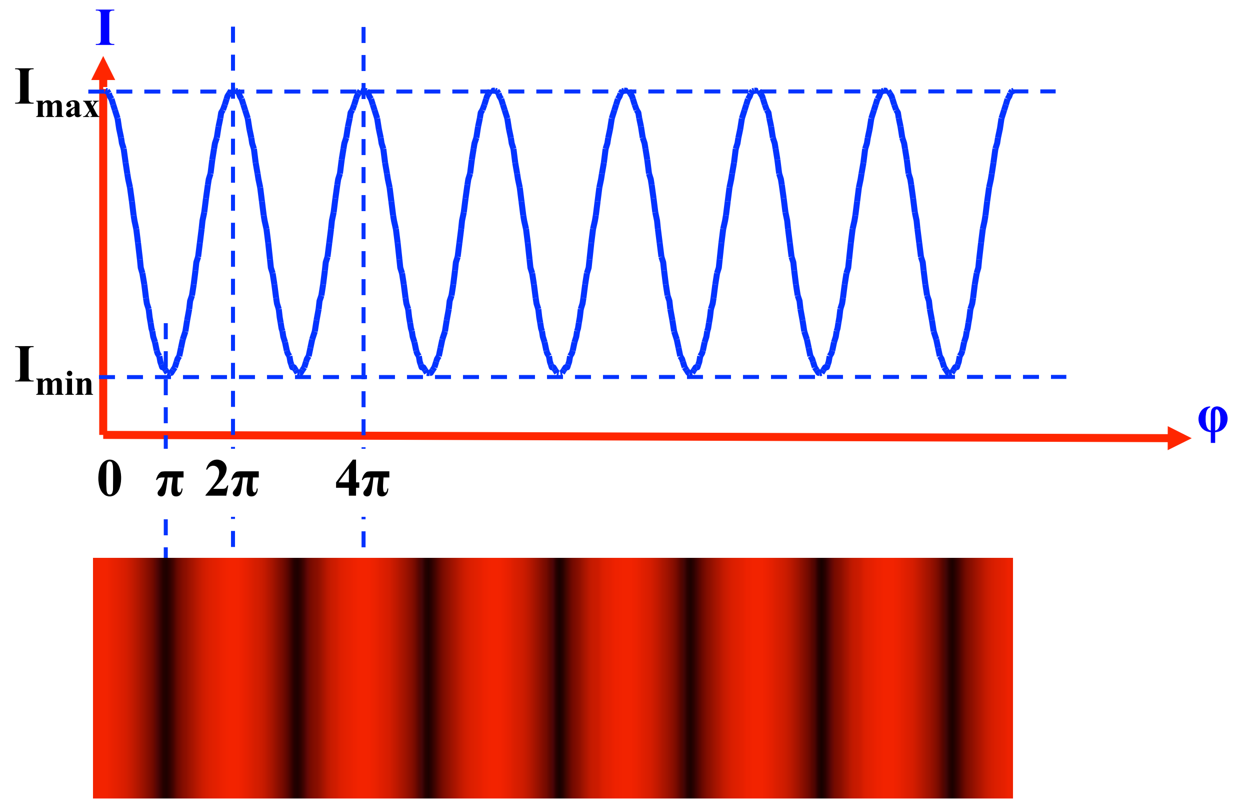
$$\boxed{I_{max} = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2} \quad \text{et} \quad \varphi = 2m\pi$$

L'intensité est minimale pour $\cos(\varphi) = -1$:

$$\boxed{I_{min} = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2} \quad \text{et} \quad \varphi = (2m+1)\pi$$

II – Théorie de l'expérience d'Young

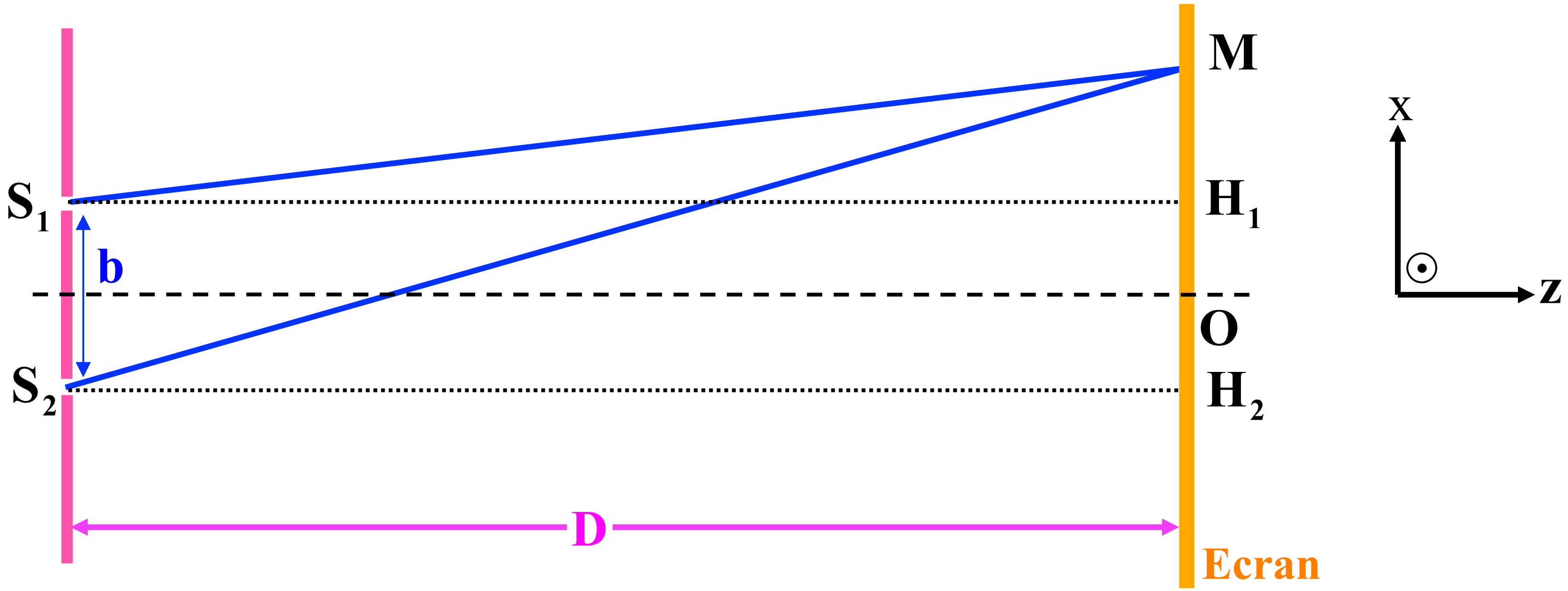
La répartition de l'intensité en fonction du déphasage se représente comme suit :



II – Théorie de l'expérience d'Young

II.4 – Calcul du déphasage

Il faut relier l'intensité au point M de l'écran où se forment les franges.



Supposons que les amplitudes des vibrations des sources sont identiques.

II – Théorie de l'expérience d'Young

La différence de marche δ est :

$$\delta = L_{S_2M} - L_{S_1M} = n(S_2M - S_1M)$$

$$(S_1M)^2 = D^2 + \left(x - \frac{b}{2}\right)^2$$

$$(S_2M)^2 = D^2 + \left(x + \frac{b}{2}\right)^2$$

$$(S_2M)^2 - (S_1M)^2 = \left(x + \frac{b}{2}\right)^2 - \left(x - \frac{b}{2}\right)^2$$

$$(S_2M - S_1M)(S_2M + S_1M) = 2xb$$

En pratique, D > b et D > x, on peut alors écrire :

$$S_2M + S_1M = 2D$$

II – Théorie de l’expérience d’Young

La différence de marche s’écrit alors :

$$\delta = \frac{nxb}{D}$$

Le déphasage est alors :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = \frac{2\pi nxb}{\lambda D}$$

Connaissant le déphasage, l’intensité s’exprime en fonction de la position du point **M** par :

$$I_M = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\left(\frac{2n\pi xb}{\lambda D}\right)$$

φ étant proportionnel à x, l’intensité en fonction de x aura la même forme la variation de I en fonction de φ.

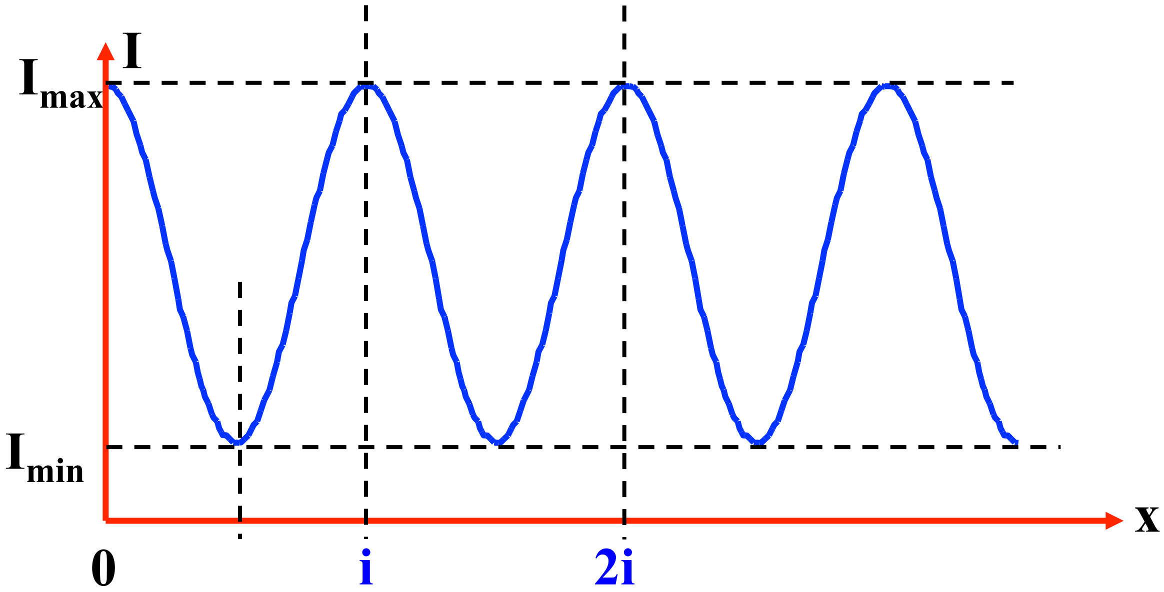
II – Théorie de l'expérience d'Young

II.5 – Franges d'interférence

$I(M)$ est maximale quand : $\dfrac{n\pi x_m b}{\lambda D} = m\pi$ (m est un entier)

$$\Rightarrow \quad \delta = \frac{n x_m b}{D} = m\lambda \qquad \text{et} \qquad x_m = m\frac{\lambda D}{nb} = m\, i$$

$i = \dfrac{\lambda D}{nb}$ est l'interfrange, constante indépendante de x, les interfranges sont équidistantes.



Dans le plan $x = 0$, la constante $m = 0$ et $\delta = 0$.

$\Rightarrow$ La frange centrale est lumineuse.

Les franges d'interférences sont rectilignes, parallèles à l'axe des y (même orientation que les fentes) et équidistantes.

L'expression de l'interfrange montre que l'aspect de l'écran change si :

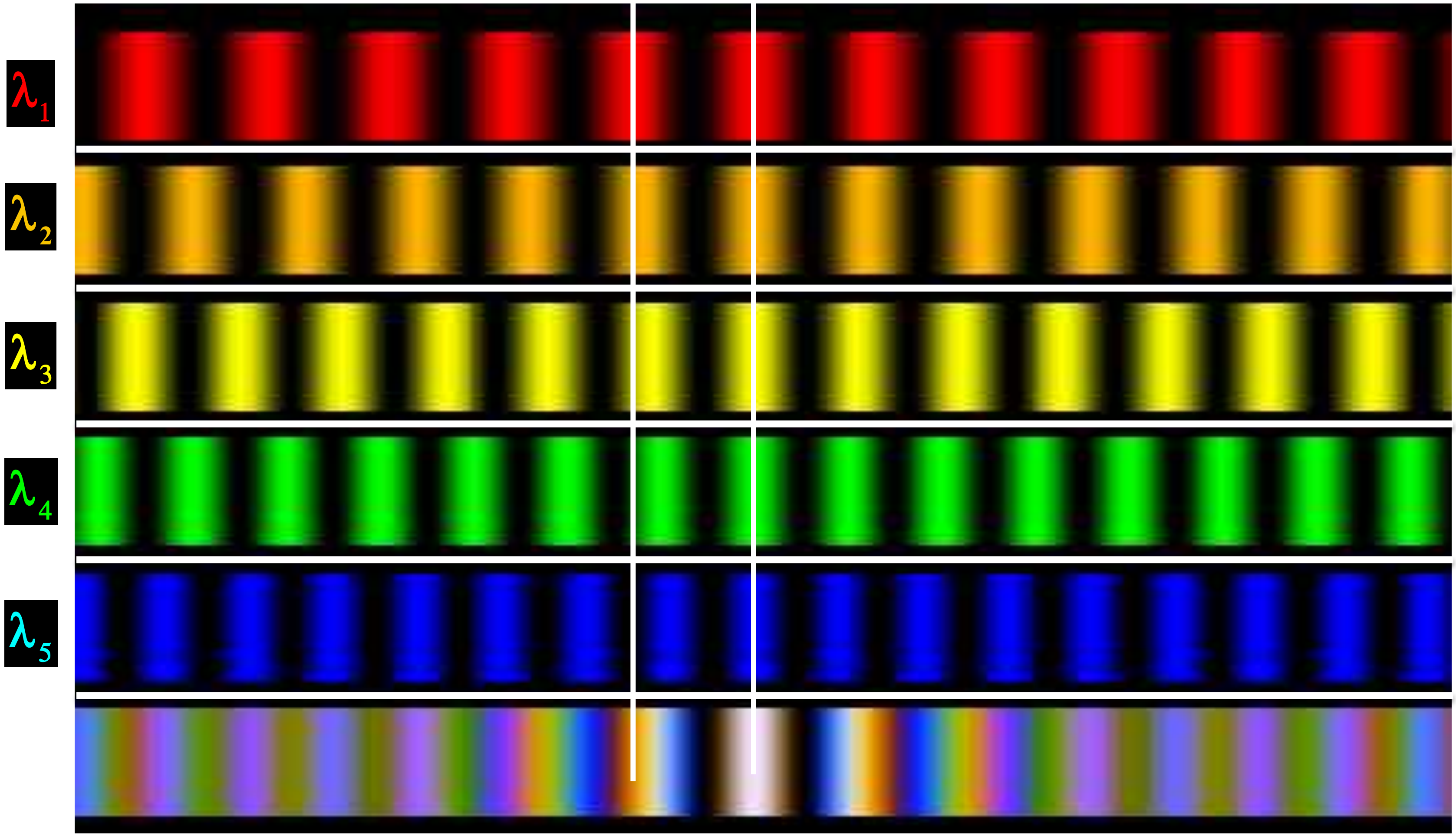
- ✓ **les franges n'étant pas localisées, lorsqu'on éloigne l'écran des sources (augmente D), i augmente ;**
- ✓ **si d augmente, i diminue;**
- ✓ **i augmente avec λ.**

L'ordre d'interférence p est défini comme le rapport de la différence de marche δ sur la longueur d'onde λ :

$$\boxed{p = \frac{\delta}{\lambda}}$$

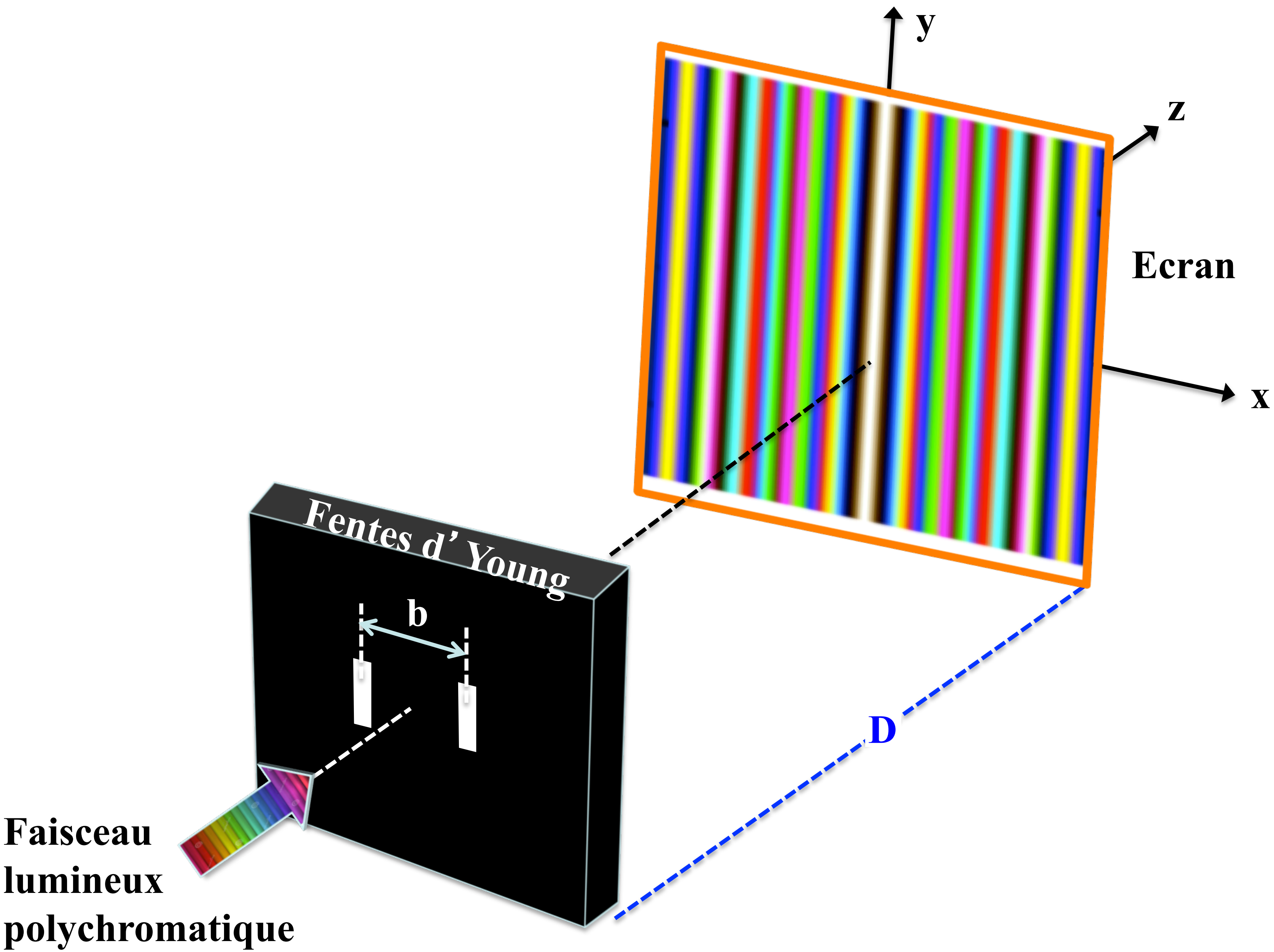
- ✓ **Pour des interférences constructives, p donne le numéro de la frange à partir de la frange centrale.**
- ✓ **Pour des interférences destructives, p est demi entier.**

II.6 – Interférences en lumière blanche



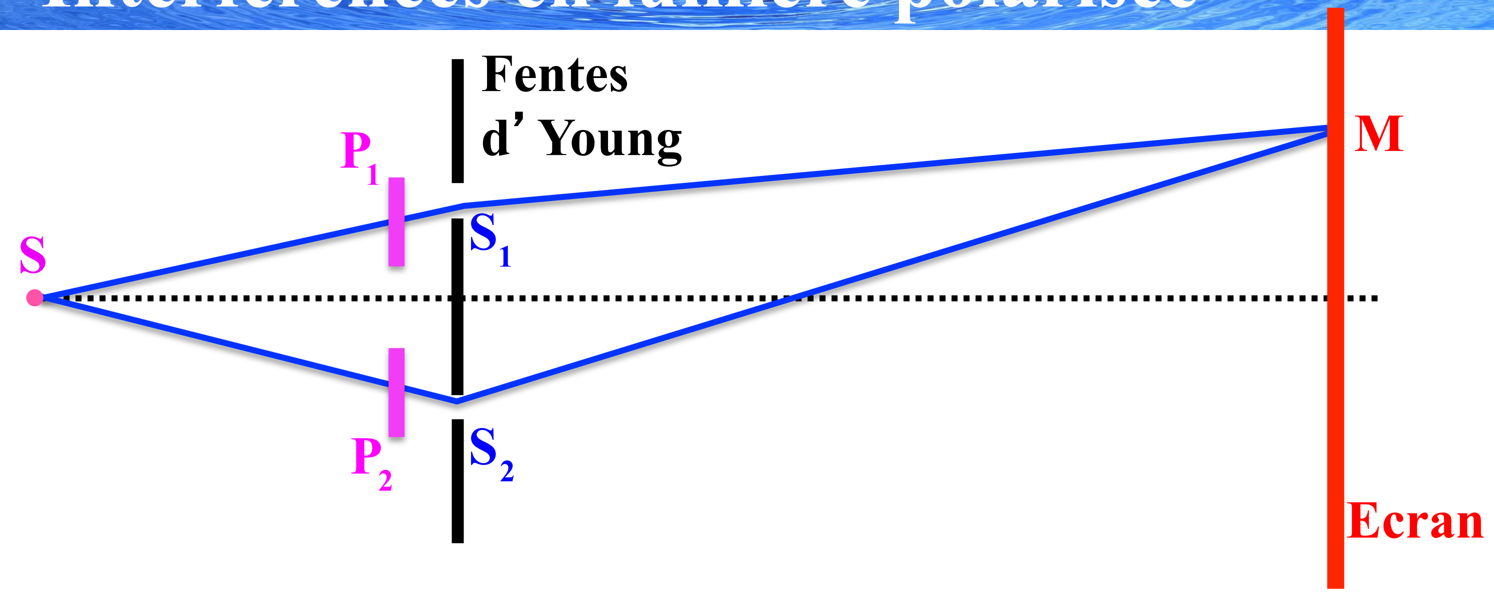
Autour de la frange blanche, on observe un dégradé de couleurs formant l'échelle des teintes de *Newton*.

II – Théorie de l’expérience d’Young



II – Théorie de l'expérience d'Young

II.6 – Interférences en lumière polarisée

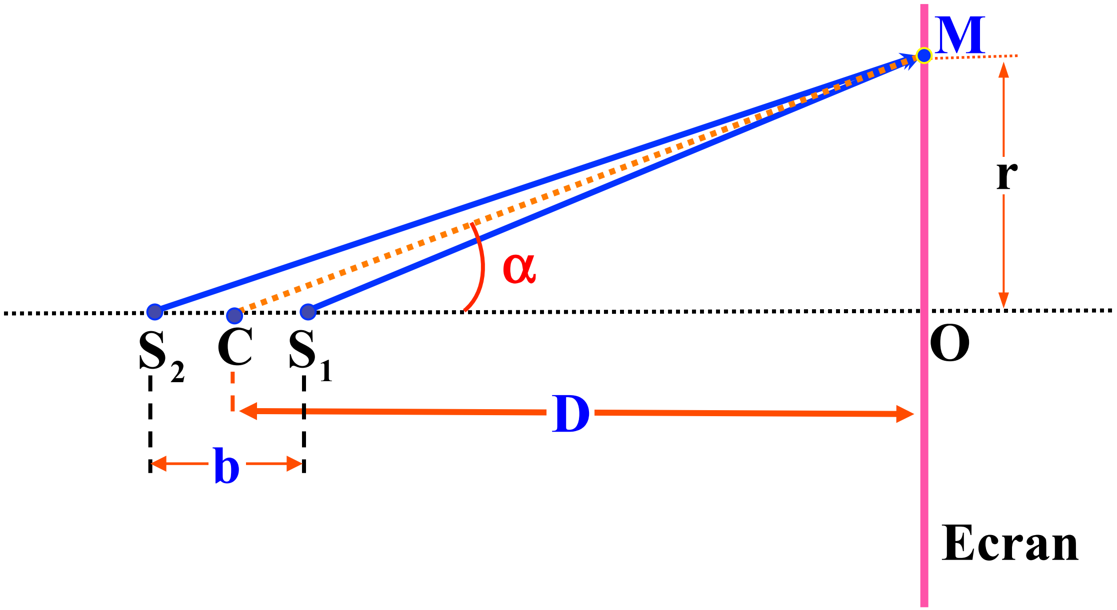


Lorsque la lumière incidente est naturelle ou polarisée rectilignement :

- ✓ **Si P_1 et P_2 sont parallèles, on observe des interférences,**
- ✓ **Si l'on fait tourner P_2 dans son plan, le contraste des franges diminue, pour s'annuler quand P_1 et P_2 sont perpendiculaires.**

III – Ecran perpendiculaire aux sources

Disposons l'écran perpendiculairement à S_1S_2. Le dispositif présente alors une symétrie axiale autour de la droite S_1S_2.



Le chemin optique séparant S_2 de M s'écrit alors :

$$L_{S_2M} = S_2M = \left|\overrightarrow{S_2C} + \overrightarrow{CM}\right|$$

III – Ecran perpendiculaire aux sources

$$L_{S_2M} = \sqrt{\left(\frac{D}{\cos(\alpha)}\right)^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 + bD}$$

Pour un écran placé loin des sources (D >> b) :

$$L_{S_2M} = \frac{D}{\cos(\alpha)}\sqrt{1 + \left(\frac{b.\cos(\alpha)}{2D}\right)^2 + \frac{b.\cos^2(\alpha)}{D}}$$

$$\approx \frac{D}{\cos(\alpha)} + \frac{b.\cos(\alpha)}{2}$$

De la même manière, on calcule :

$$L_{S_1M} \approx \frac{D}{\cos(\alpha)} - \frac{b.\cos(\alpha)}{2}$$

III – Ecran perpendiculaire aux sources

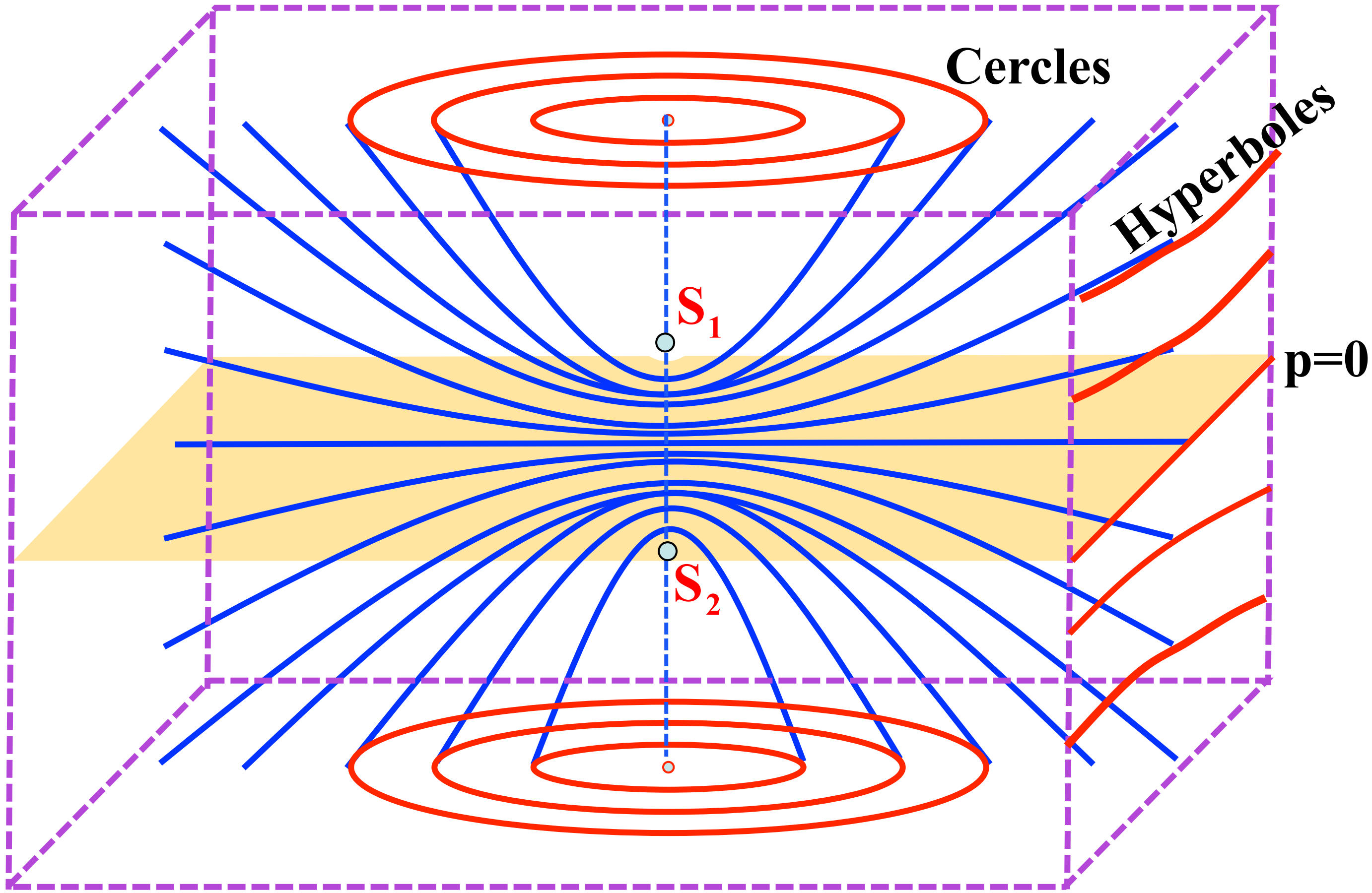
On obtient donc pour la différence de chemin optique :

$$\delta(M) = L_{SS_2M} - L_{SS_1M} \approx L_{SS_2} - L_{SS_1} - b.\cos(\alpha)$$

La différence de chemin optique ne dépendant de l'éclairement. On en déduit que les franges sont des anneaux centrés en O.

<u>Remarque</u> : De par la symétrie axiale autour de S_1S_2, la forme des franges était prévisible sans même que le calcul de δ soit nécessaire.

III – Ecran perpendiculaire aux sources



Les courbes qui vérifient δ = cte sont des hyperboloïdes de foyer S_1 et S_2.

Les franges observées sur un écran sont la coupe de cette famille de surfaces par le plan d'observation.

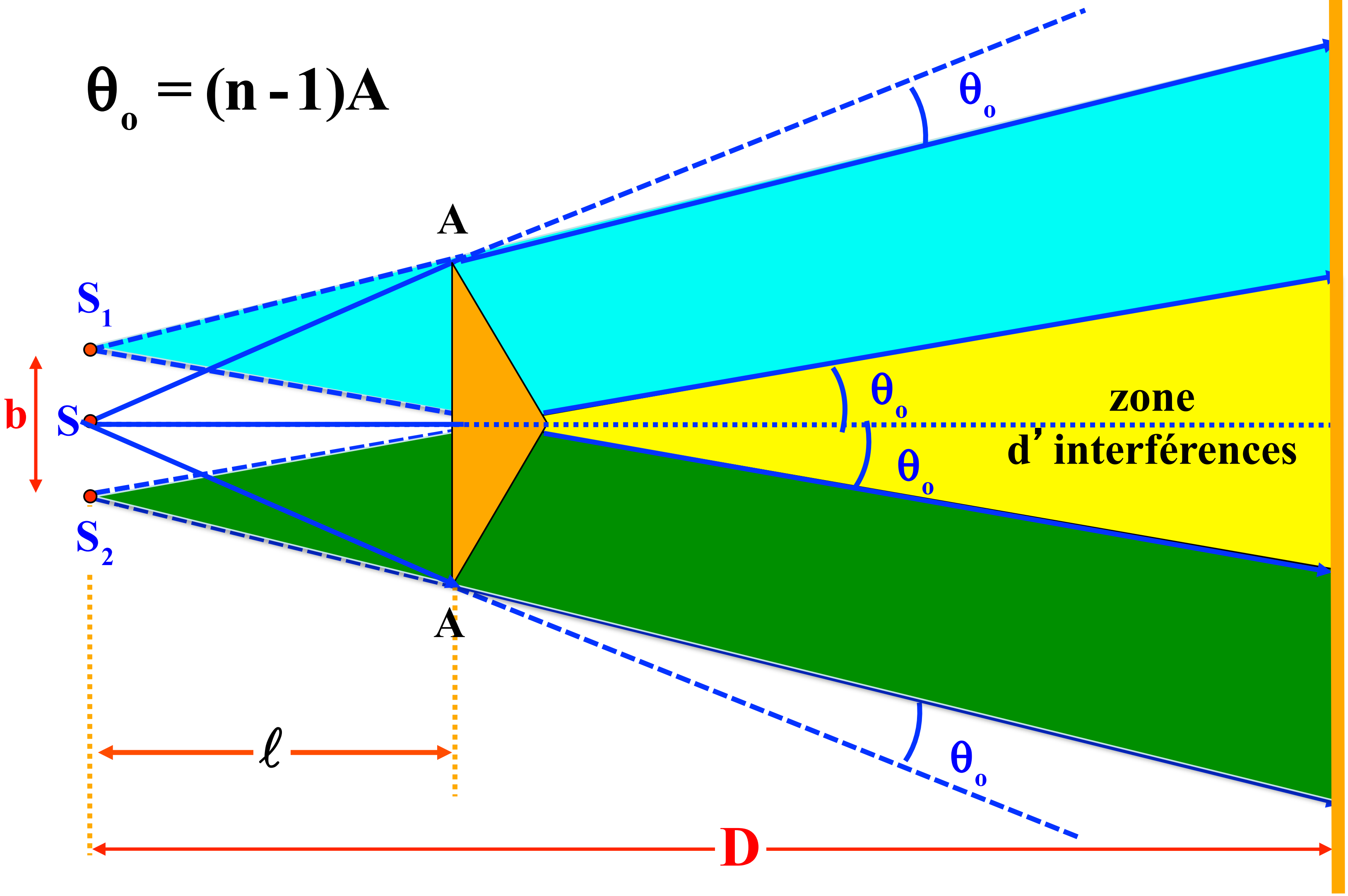
IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde

On peut obtenir des franges d'interférences analogues à celles du dispositif d'*Young* à l'aide d'autres types de dispositifs expérimentaux : il consiste à obtenir à partir d'une source S deux sources S_1 et S_2 voisines dont les rayons peuvent interférer.

IV.1 – Biprisme de Fresnel

Il est formé de 2 prismes de même petit angle A, accolés par leur base. Une source fente lumineuse S monochromatique envoie un faisceau divergent sur le biprisme.

IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde



La distance $b = S_1S_2$ s'exprime en fonction de A, n et ℓ :

$$b = S_1S_2 = 2\theta_o\ell = 2(n-1)A\ell$$

IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde

Les interférences apparaissent dans tout l'espace où les 2 faisceaux se superposent.

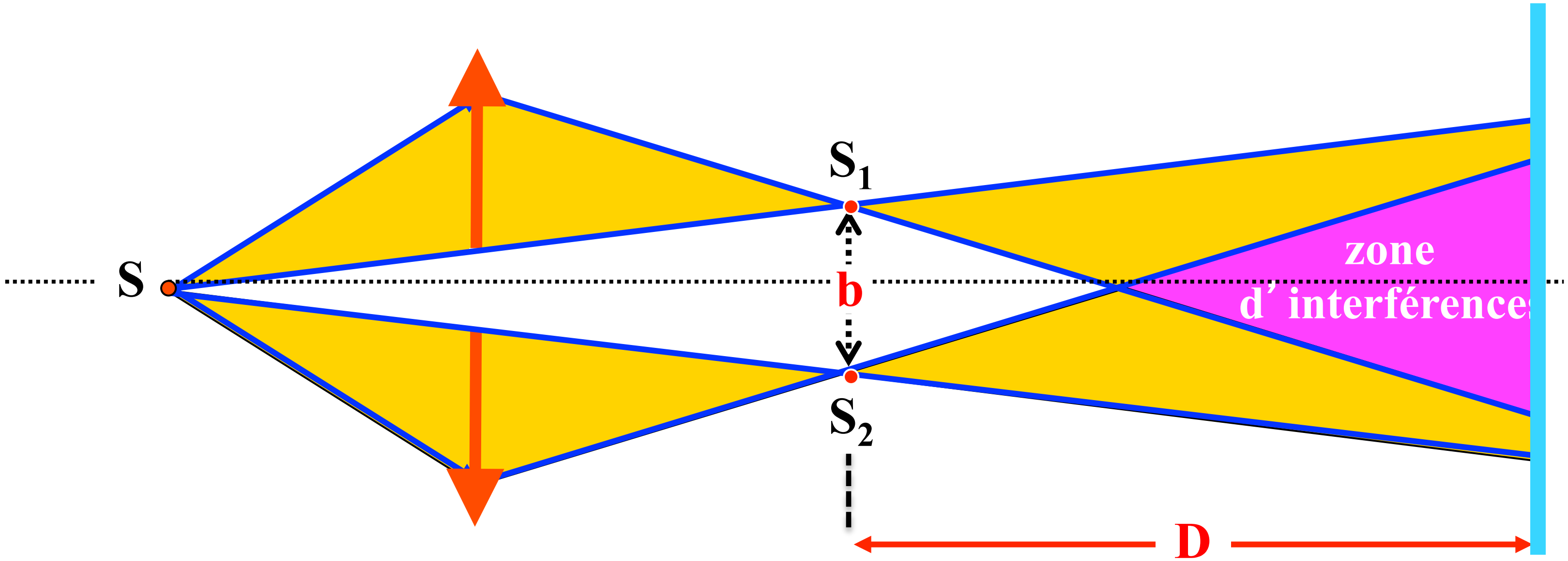
Les franges ont les mêmes propriétés que les franges obtenues avec les fentes d'*Young* : ce sont des lignes parallèles à la fente source, et équidistances.

Dans le plan médian, les 2 faisceaux parcourent la même distance. La différence de marche optique est nulle : ce plan est lumineux.

Les relations mathématiques obtenues dans le cas des fentes d'*Young* sont encore valables.

IV.2 – Bilentille de Billet

On utilise 1 lentille mince convergente sciée en deux parties légèrement décalées l'une par rapport à l'autre. Chaque demi-lentille donne une image réelle de la source S. Ces 2 images sont les 2 sources cohérentes.

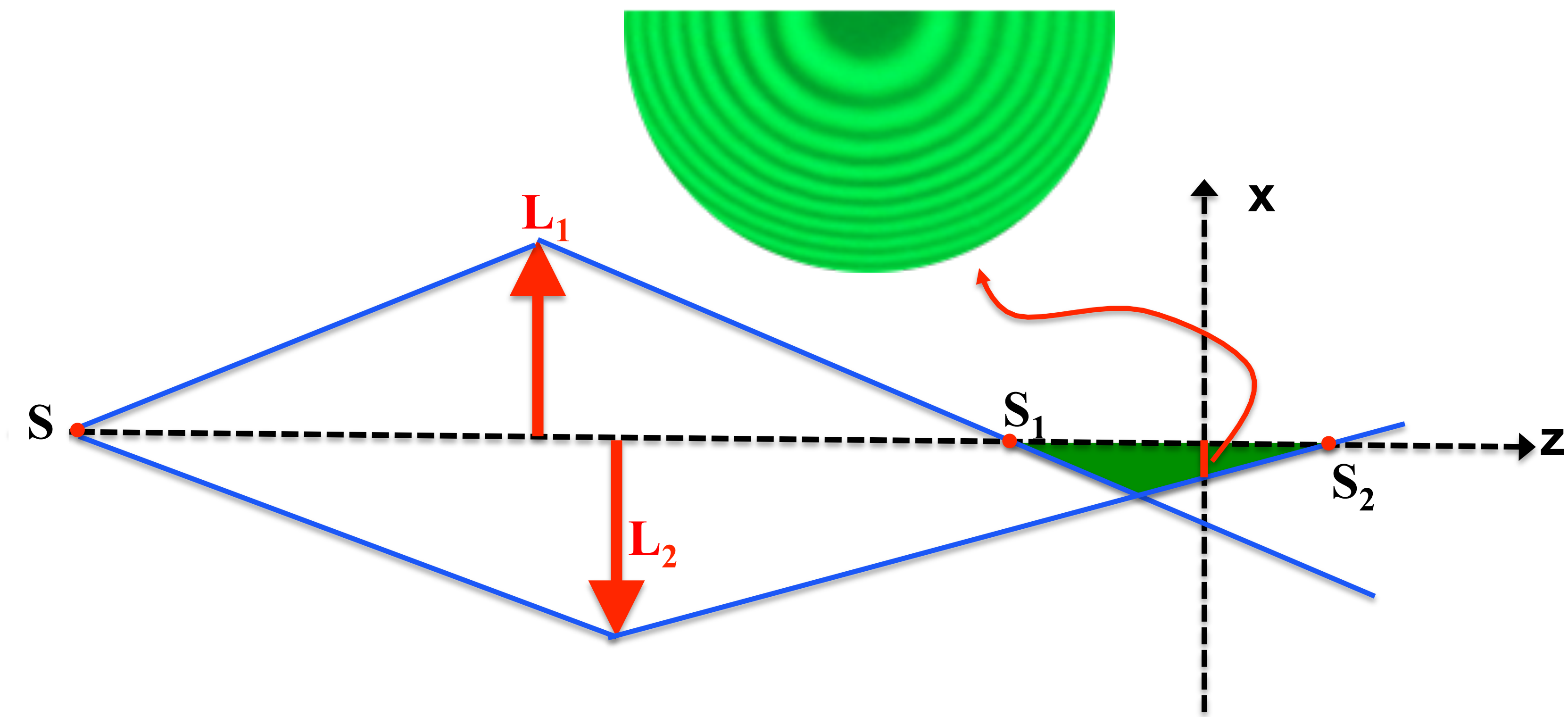


Les mêmes relations que précédemment sont encore valables.

IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde

IV.3 – Bilentilles de Meslin

Une source ponctuelle éclairant 2 demi-lentilles identiques L_1 et L_2 décalées le long de l'axe.

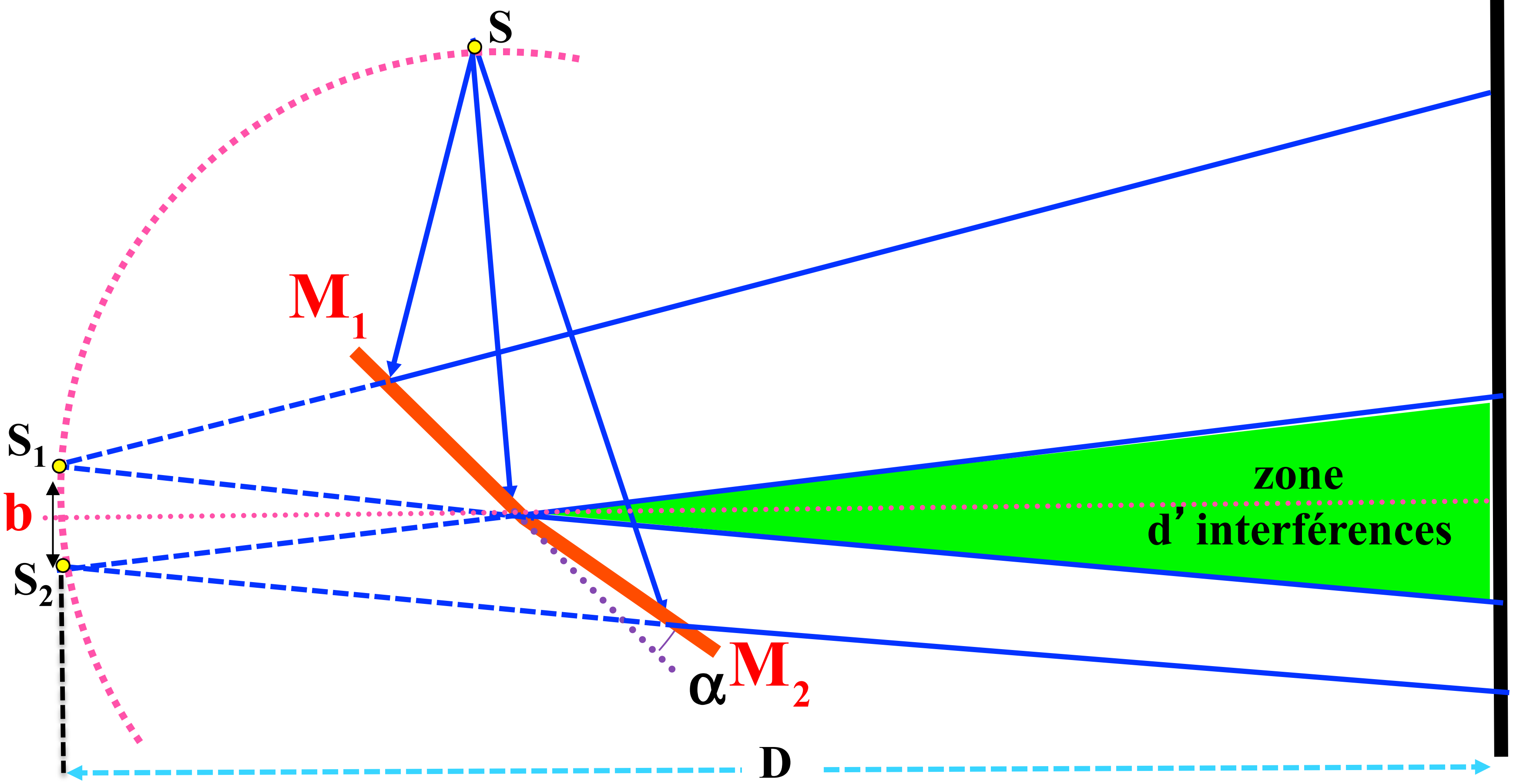


Les franges sont mieux des demi cercles dans l'espace de la demi lentille la plus éloignée de la source S.

IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde

IV.4 – Miroirs de Fresnel

Il s'agit de deux miroirs plans M_1 et M_2 qui font un petit angle α (quelques minutes) entre eux. La source ponctuelle S éclaire les miroirs sous incidence rasante.



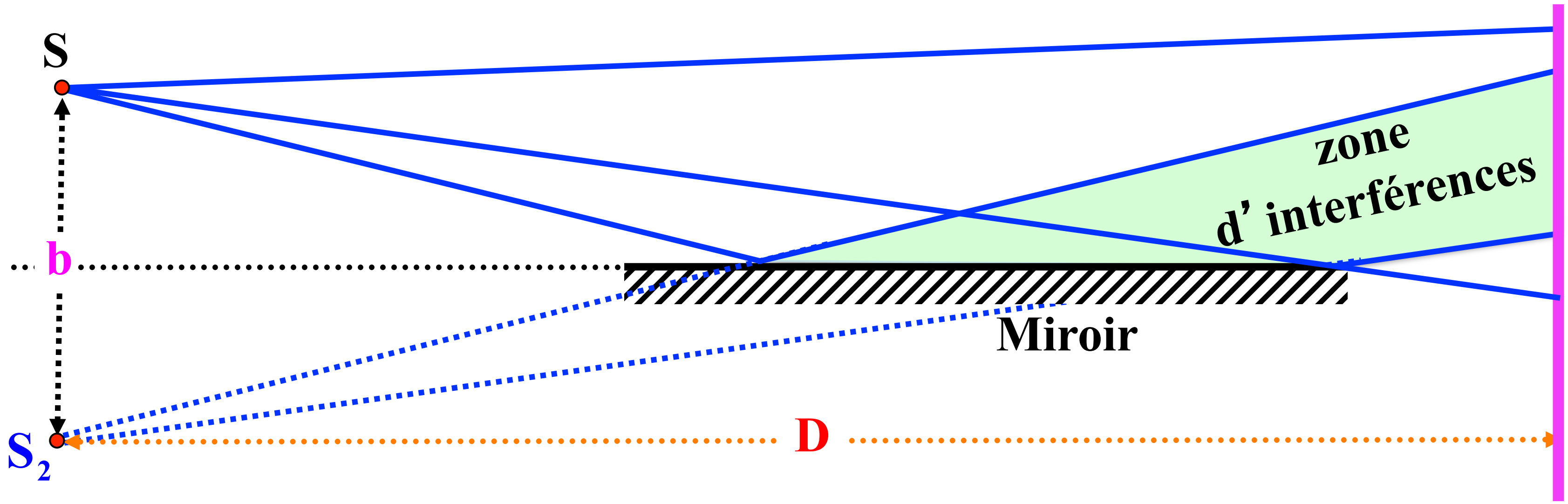
IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde

Le faisceau issu de S se réfléchit sur chacun des miroirs : on obtient deux images S_1 et S_2 de la source, l'une à travers le miroir M_1, l'autre à travers le miroir M_2. (S_1 est le symétrique de S par rapport au miroir M_1 et S_2 est le symétrique de S par rapport au miroir M_2). L'angle S_1AS_2 vaut 2a.

Les interférences se forment dans la zone où les faisceaux se superposent. Ce sont des franges parallèles à l'arrête A commune aux deux miroirs.

IV.5 – Miroir de Lloyd

Un miroir plan **M** donne d'une source ponctuelle **S** une image (virtuelle) S_1. Le faisceau réfléchi semble provenir de S_1 et il interfère directement avec une partie du faisceau issu de **S**.



Le champ d’interférence est l’espace limité par le miroir et les rayons qui se réfléchissent sur ses bords.

IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde

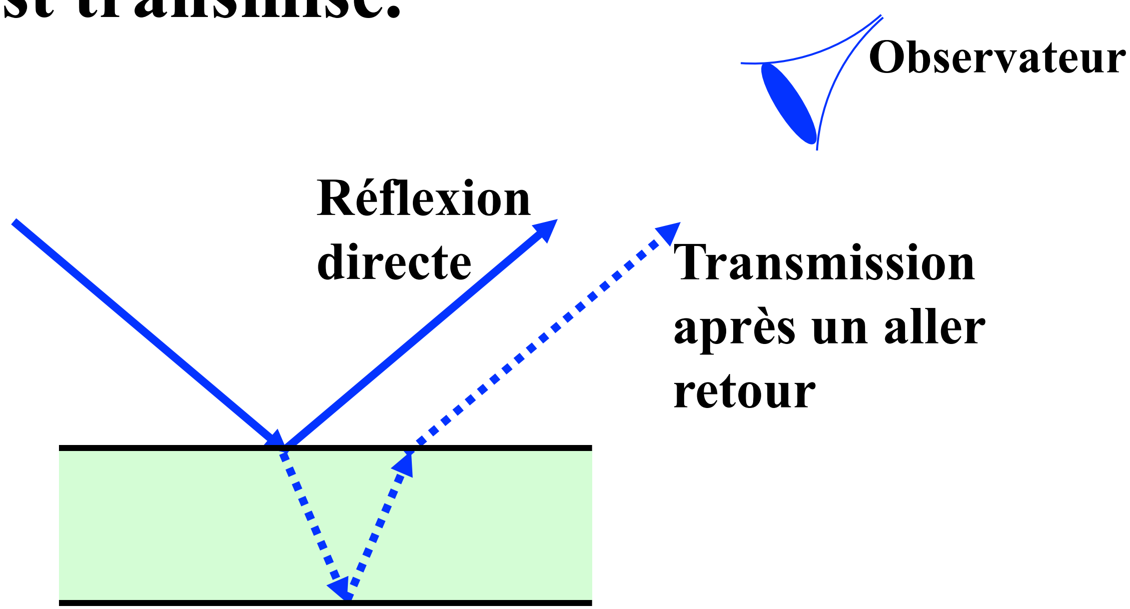
Tout rayon issu de S et qui se réfléchi sur le miroir semble provenir de S_2. S_2 est le symétrique de S par rapport au miroir plan.

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

V.1 – Lame à face parallèle

Une lame à faces parallèles d'épaisseur e est d'indice n permet de dédoubler un rayon lumineux réfléchi ou transmis.

Une partie de l'amplitude incidente est réfléchie, alors que l'autre est transmise.



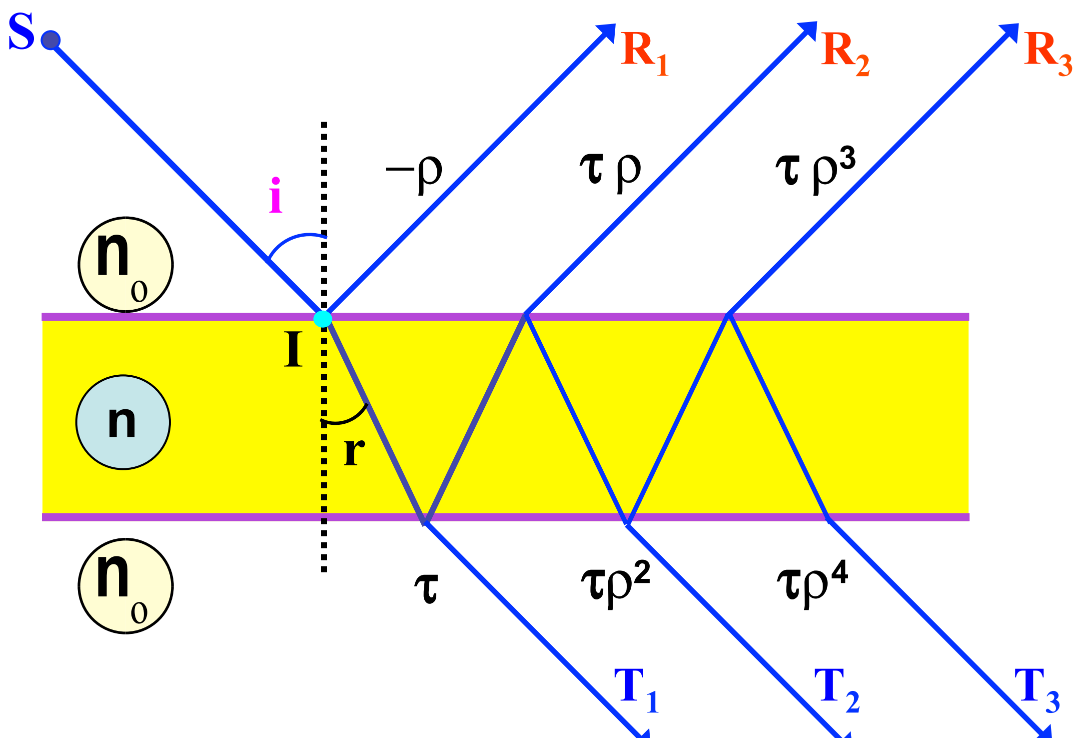
Les 2 faisceaux qui interférent sont parallèles entre eux.

La zone de recouvrement est envoyé à l'infini.

On parle d' ***interférences localisées à l'infini*****.**

V.1.1 – Calcul d'intensité

On suppose que l'onde incidente, d'intensité I_o, a une incidence faible sur le premier dioptre.



$$\rho_{ij} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j}$$

$$\rho_{ji} = -\rho_{ij} = \rho$$

$$t_{ij} = \frac{2n_i}{n_i + n_j}$$

$$\tau = t_{ij} t_{ji}$$

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

Soit une lame d'indice n = 1,5 placée dans l'air.

Les amplitudes des R_1, R_2, R_3 et T_1, T_2, T_3 sont :

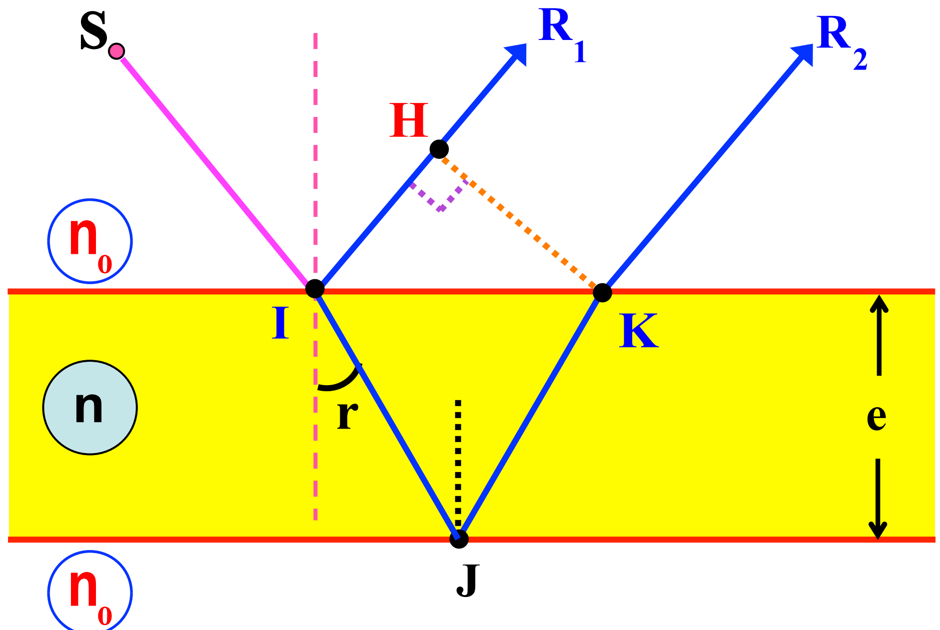
R_1	R_2	R_3	T_1	T_2	T_3
ρ	$\tau\rho$	$\tau\rho^3$	τ	$\tau\rho^2$	$\tau\rho^4$
0,2	0,192	0,0077	0,96	0,04	0,0015

L'amplitude du troisième rayon (réfléchi ou transmis) est négligeable devant celle des deux premiers. On ne conserve en réflexion que R_1, R_2 et en transmission T_1, T_2.

On parle d'*interférence à deux ondes*, ce qui correspond au cas de lames à faces *naturelles* qui ont un coefficient de réflexion très petit.

V.1.2 – Différence de marche optique

Soit une lame on fait arriver un rayon incident de faible inclinaison i (l' angle r est également petit).



La différence de chemin optique entre les deux ondes qui interfèrent provient de la différence entre le chemin parcouru dans le verre par le faisceau 2 (IJK) et la distance (IH) dans l' air parcourue par le faisceau 1.

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

Par réflexion sur le deuxième dioptre, une différence de marche supplémentaire s'ajoute.

La différence de marche s'écrit : $\delta = n(IJ + JK) - IH + \frac{\lambda}{2}$

Or $n(IJ + JK) = 2nIJ = \frac{2ne}{\cos(r)}$

En appliquant la relation de *Snell-Descartes* en **I** :

$$IH = IK\sin(i) = IK(n\sin(r)) = 2e.tg(r)(n\sin(r)) = \frac{2ne.\sin^2(r)}{\cos(r)}$$

$$\delta = \frac{2ne}{\cos(r)} - \frac{2ne\sin^2(r)}{\cos(r)} + \frac{\lambda}{2} = \frac{2ne(1 - \sin^2(r))}{\cos(r)} + \frac{\lambda}{2}$$

$$\boxed{\delta = 2ne.\cos(r) + \frac{\lambda}{2}}$$

V.1.3 – Déphasage entre les deux faisceaux

Le déphasage provenant de la différence de marche s'écrit :

$$\varphi = \frac{2}{\lambda}\delta$$

La réflexion d'une onde sur la surface séparation de deux milieux transparents d'indice n_1 et n_2 se fait :

- ✓ sans changement de phase, si $n_1 > n_2$,
- ✓ en introduisant un déphasage de π , si $n_1 < n_2$.

Le déphasage total est alors :

$$\boxed{\varphi = \frac{4\pi n e.\cos(r)}{\lambda} + \pi}$$

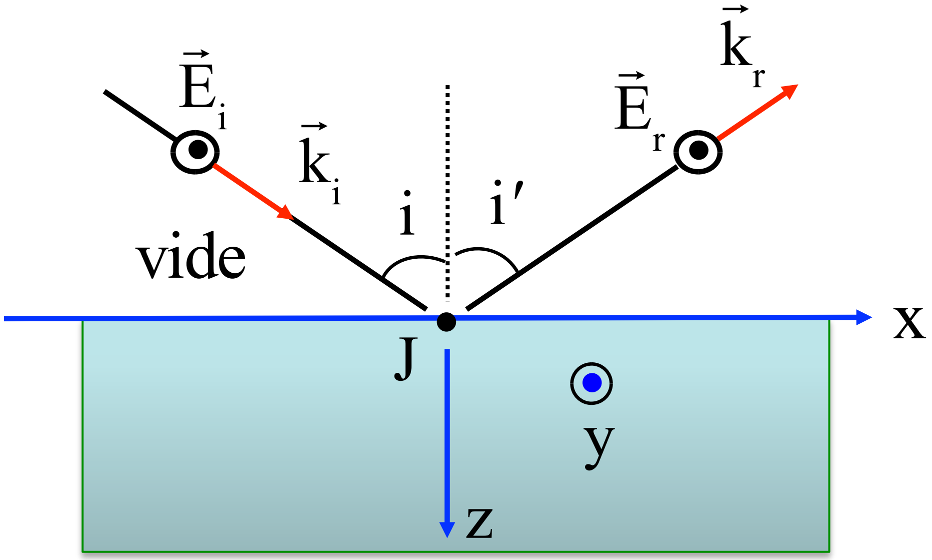
Origine de la différence de marche supplémentaire δs

Réflexion sur un *conducteur parfait* : origine au point z = 0.

Données : champ incident $\vec{E}_i = E_{i0}\exp\left(j(\omega t - \vec{k}_i\vec{r})\right)\vec{e}_y$

Inconnu : champ réfléchi $\vec{E}_r = E_{r0}\exp\left(j(\omega t - \vec{k}_r\vec{r})\right)\vec{e}$

Pour connaître $\vec{E}_r$ il faut déterminer E_{r0} et l'angle i′.



V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

A la surface de séparation (z = 0) continuité des composantes tangentielle de $\vec{E}$.

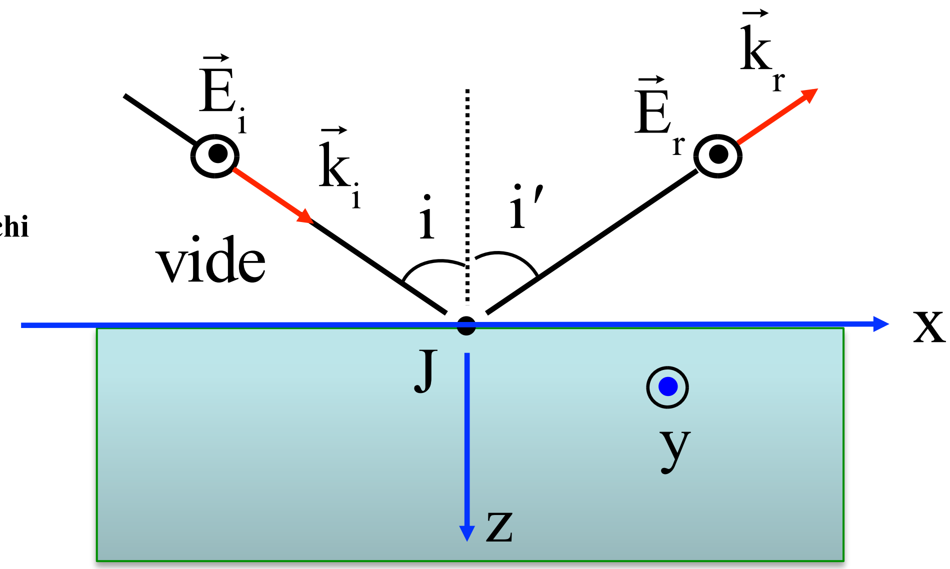
$$\Rightarrow \quad E_{T1} = E_{T2}$$

Dans un conducteur parfait on a :

$$\vec{E}_{cond} = \vec{0} \Rightarrow E_{T2} = 0$$

$$\Rightarrow E_{T1} = 0 = E_{T_{incident}} + E_{T_{réfléchi}}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} E_{i0} = -E_{r0} \\ i = i' \end{cases}$$



Donc le champ réfléchi s'écrit :

$$\vec{E}_r = -E_{i0}\exp\left[j(\omega t - \vec{k}_r.\vec{r})\right]\vec{e}_y = E_{i0}\exp\left[j(\omega t - \vec{k}_r.\vec{r} \pm \pi)\right]\vec{e}_y$$

V.1.4 – Figures d’interférences

Pour obtenir des franges brillantes, le déphasage entre deux rayons qui interférent doit être un multiple de 2π. On en déduit :

$$\boxed{\cos(r) = (2m+1)\frac{\lambda}{4ne}}$$

Chaque nouvelle valeur de m impose une inclinaison r différente (d’où un angle d’incidence i différent).

Tous les rayons émergents qui interférent au niveau d’un même anneau correspondent à des rayons incidents ayant le même angle d'incidence. Ces franges d'interférences sont appelées *anneaux d’égale inclinaison*.

V – Interféromètre à diviseurs d’amplitude

V.1.5 – Rayons des anneaux

La figure d’interférences est formée d’anneaux concentriques. Au centre arrivent les rayons dont l’incidence i est nulle.

L’ordre interférence donne le numéro de l’anneau :

$$p = \frac{\delta}{\lambda} = \frac{2ne.\cos(r)}{\lambda} + \frac{1}{2}$$

Quand r augmente, cos(r) diminue, p est alors maximal au centre (le centre est brillant).

$$p_o = \frac{2ne}{\lambda} + \frac{1}{2}$$

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

Soit i_m le rayon angulaire du m[ième] anneau.

L'incidence est faible, on peut faire l'approximation :

$$\cos(r) = 1 - \frac{r^2}{2} \qquad \text{(r en radian)}$$

L'ordre interférence du m[ième] anneau vaut :

$$p_m = \frac{2ne.(1 - r^2/2)}{\lambda} + \frac{1}{2}$$

En linéarisant la relation de *Snell-Descartes* ($i = nr$) on déduit :

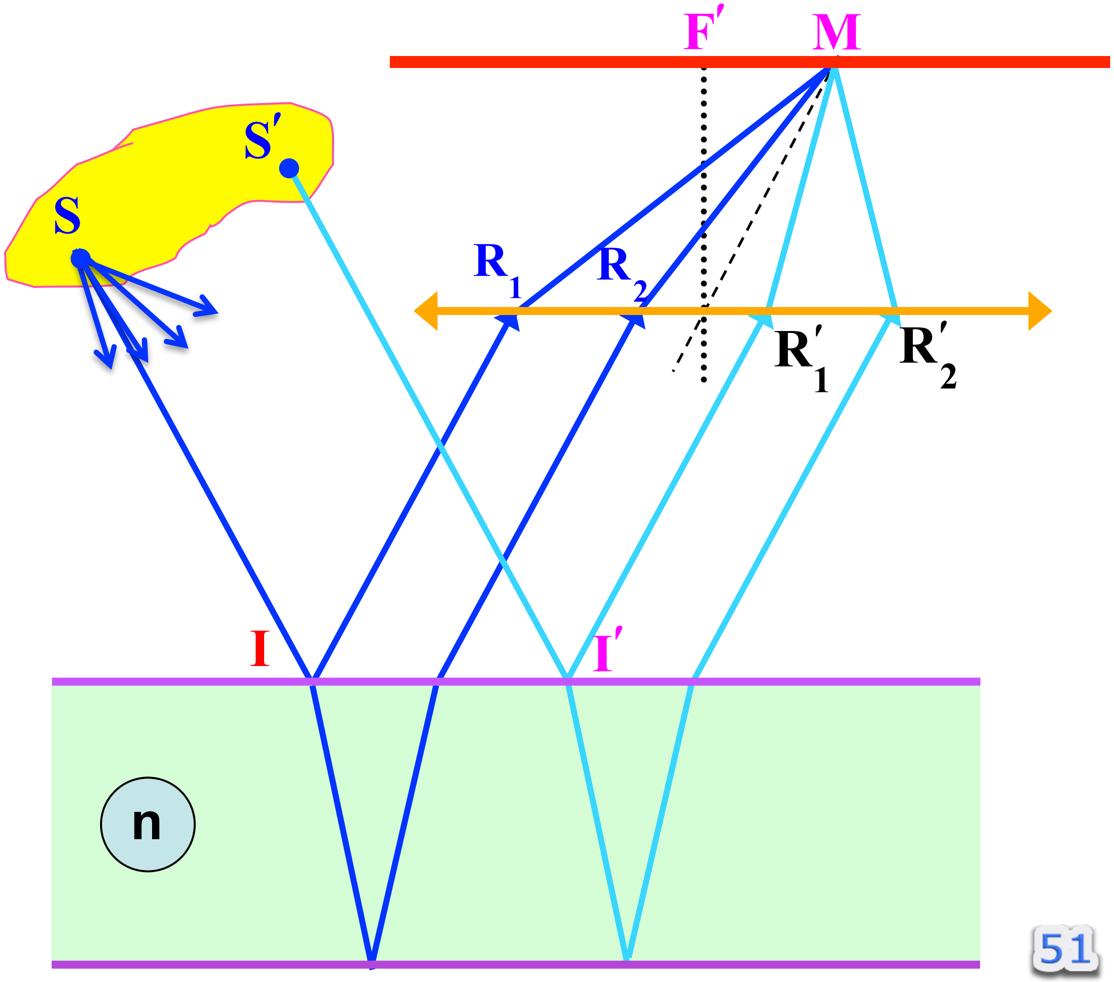
$$i^2 = \frac{n\lambda_o}{e}(p_o - p_m)$$

Le rayon angulaire du m[ième] anneau :

$$\boxed{i_m = \sqrt{\frac{n\lambda}{e}}\sqrt{p_o - p_m}}$$

Les interférences ayant lieu à l'infini, l'image est projetée sur un écran à l'aide d'une lentille convergente de distance focale f'.

Le déphasage est le même pour une incidence donnée, d'où la possibilité d'utiliser une source étendue.



V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

L'image des anneaux se forme au foyer secondaire image de la lentille.

Soit $x = F'M$ le rayon de l'anneau.

$$x = f'i = f'nr$$

Par suite

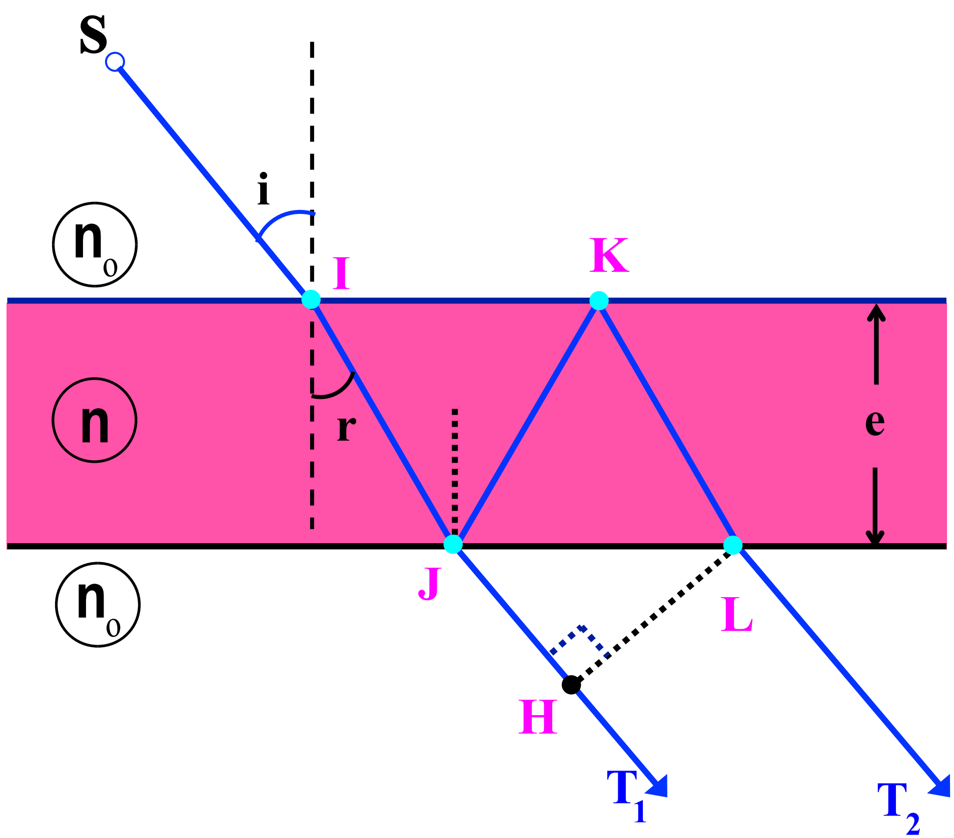
$$\boxed{x_m = f'i_m = f'\sqrt{\frac{n\lambda}{e}}\sqrt{p_o - p_m}}$$

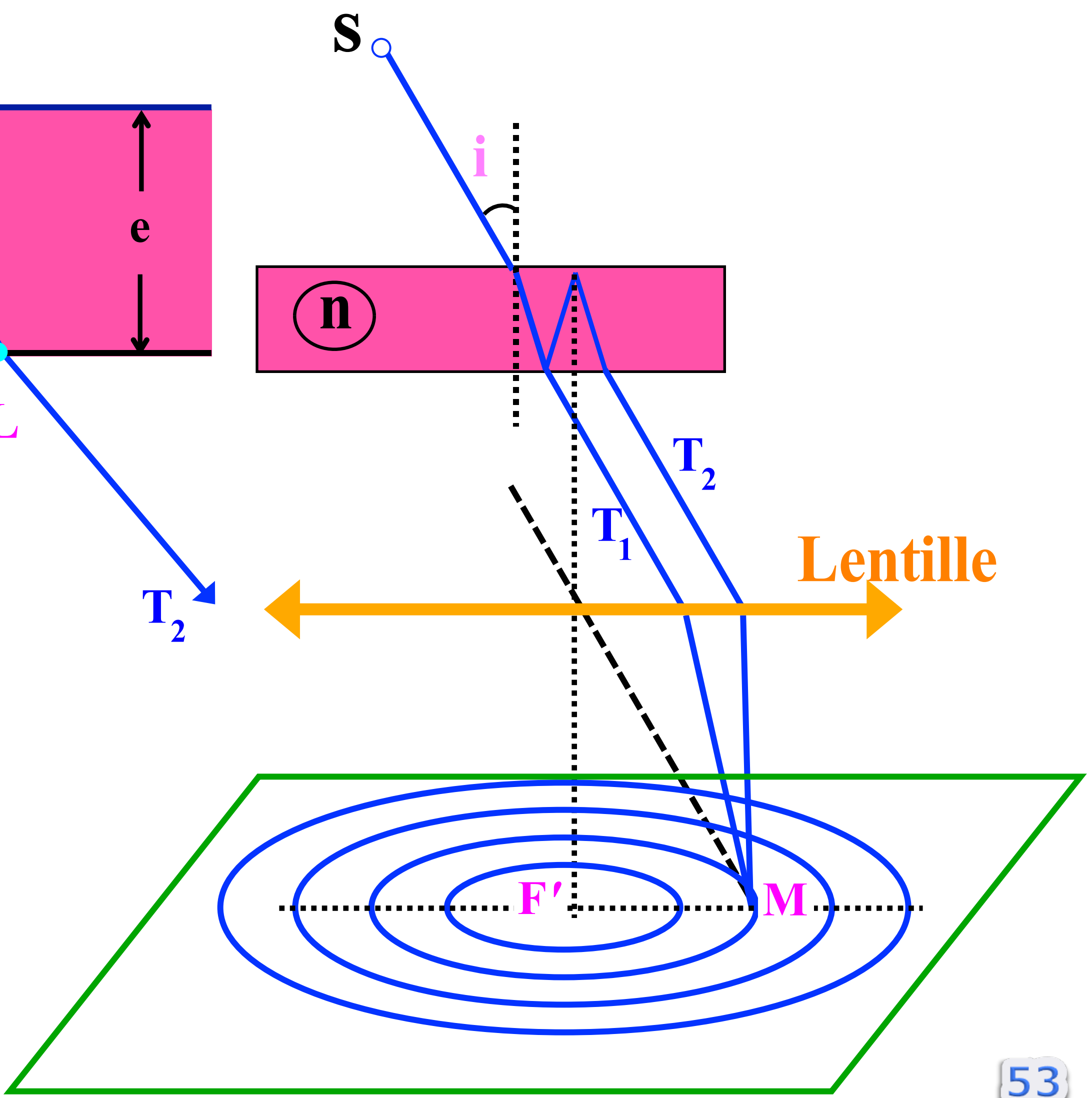
V.1.6 – Visualisation en transmission

On s'intéresse aux deux rayons principaux transmis T_1 et T_2.

Par raisonnement analogue au cas précèdent, la différence de marche est identique. En revanche φ ne comporte pas le terme supplémentaire π.

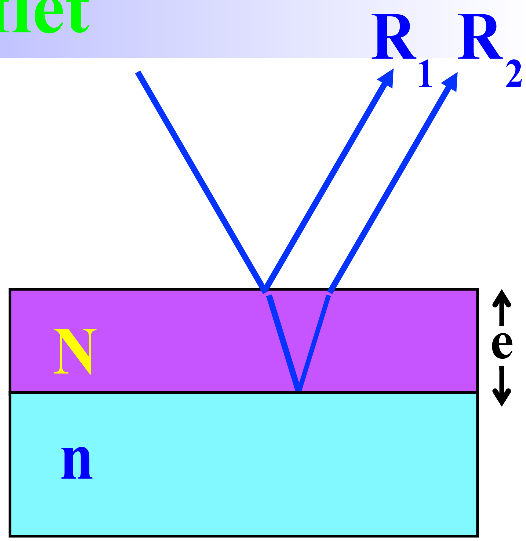
V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude





V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

V.1.7 – Application : Traitement Antireflet



Le principe de l'antireflet est de minimiser l'intensité **I** réfléchie en déposant sur le verre un matériau aux propriétés adéquates.

$$I(M) = 2I_o\left(1+\cos\varphi\right)$$

Pour minimiser **I** on agit sur deux paramètres:

$$\cos\varphi = -1 \Rightarrow \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2Ne_m = (2m+1)\pi \Rightarrow e_m = (2m+1)\frac{\lambda}{4N}$$

On minimise d'autant mieux **I** lorsque $R_1 = R_2$.

Un calcul théorique montre que pour satisfaire cette condition l'indice de l'antireflet **N** doit être :

$$\boxed{N = \sqrt{n}}$$

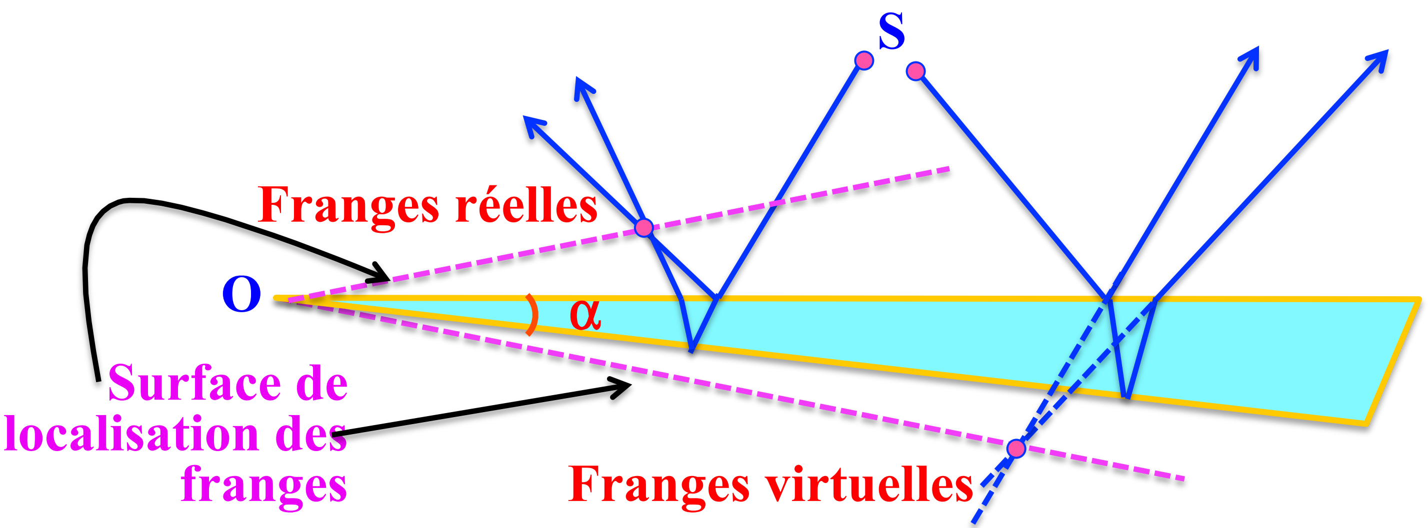
V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

V.2 – Lame coin

La lame de coin est une lame de verre ou d'air dont les deux dioptres forment un angle **α**.

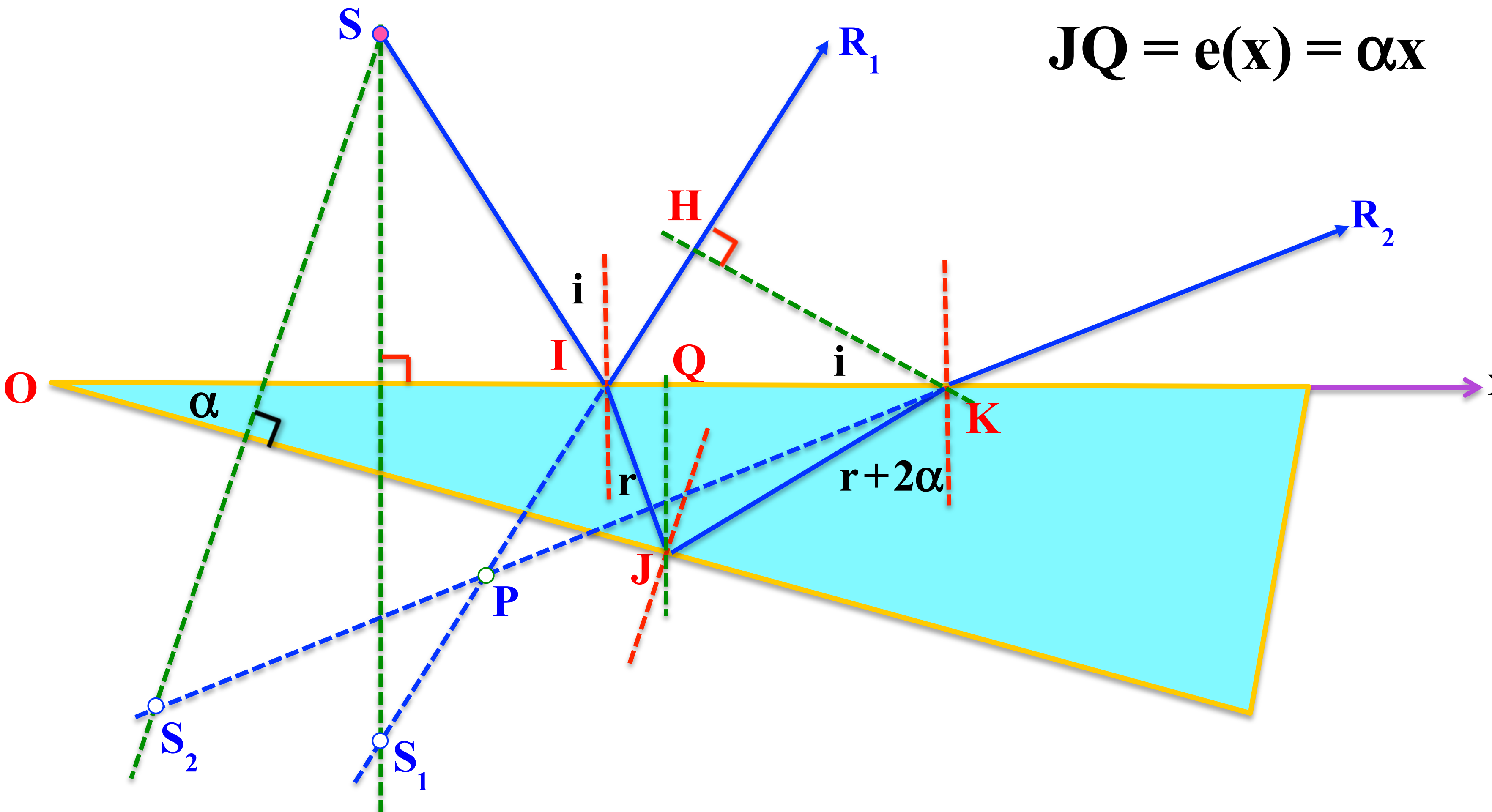
V.2.1 – Lame prismatique

La lame prismatique d'indice **n** est éclairée sous incidence presque normale par une source **S**.



Les interférences obtenus sont localisées au voisinage de la lame.

V – Interféromètre à diviseurs d' amplitude



$$JQ = e(x) = \alpha x$$

$$\delta_{géo} = L_{IJK} - L_{IH} \quad \begin{cases} L_{IJK} = n\dfrac{e(x)}{\cos(r)} + n\dfrac{e(x)}{\cos(r+2\alpha)} \\ L_{IH} = ne(x)\big(tg(r) + tg(r+2\alpha)\big)\sin(r) \end{cases}$$

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

Lorsque l'angle α est faible :

$$\boxed{\delta = \delta_{géo} + \frac{\lambda}{2} = 2ne(x)\cos(r) + \frac{\lambda}{2}}$$

Dans l'expression de la différence de marche optique totale, on a ajouté une différence de marche supplémentaire λ/2 (voir diapo 46).

Le système de frange est appelé *franges d'égales épaisseur*.

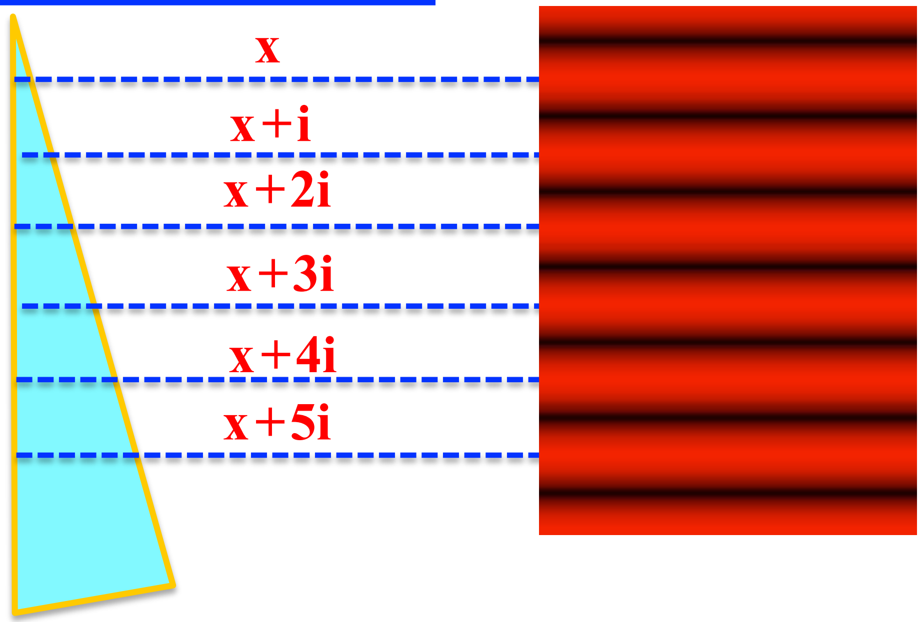
$$\boxed{\delta = 2n\alpha x\cos(r) + \frac{\lambda}{2}}$$

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

Franges Brillantes $\delta = m\lambda \Rightarrow$ $$\boxed{x_m = \left(m - \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda}{2n\alpha.\cos(r)}}$$

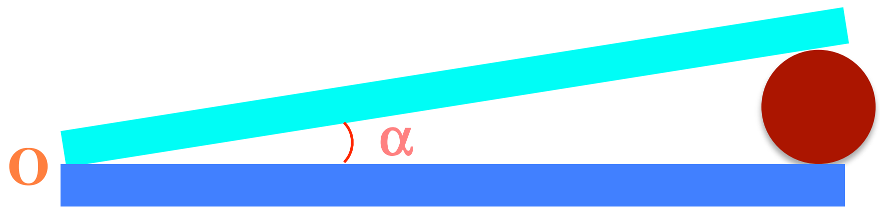
Franges Sombres $\delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \Rightarrow$ $$\boxed{x_m = m\frac{\lambda}{2n\alpha.\cos(r)}}$$

$$\Rightarrow \boxed{i = \frac{\lambda}{2n\alpha.\cos(r)}}$$

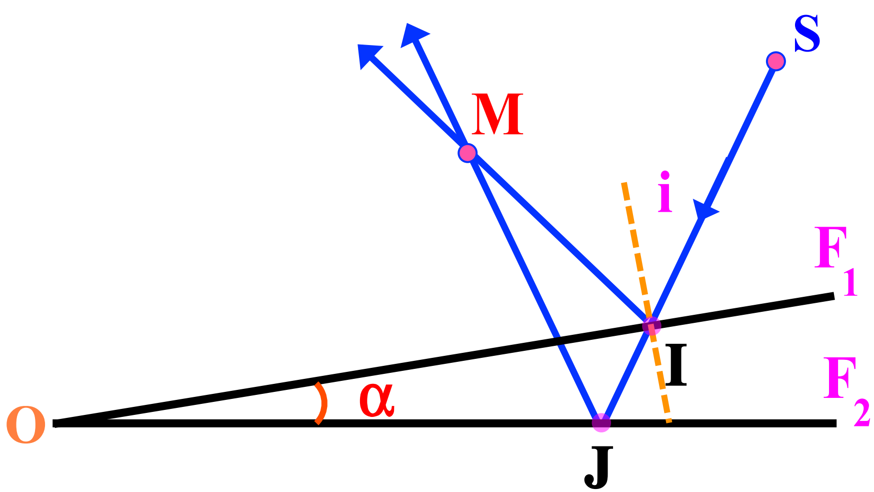


V.2.2 – Coin d’air

Le coin d’air est réalisé par deux lames de verre ayant un arrête commune et faisant entre elles un très petit angle α.



Les lames qui délimitent le coin d’air ne seront pas représentées. Seules les deux surfaces en regard , F_1 et F_2, ou se produisent les réflexions sont indiquées.



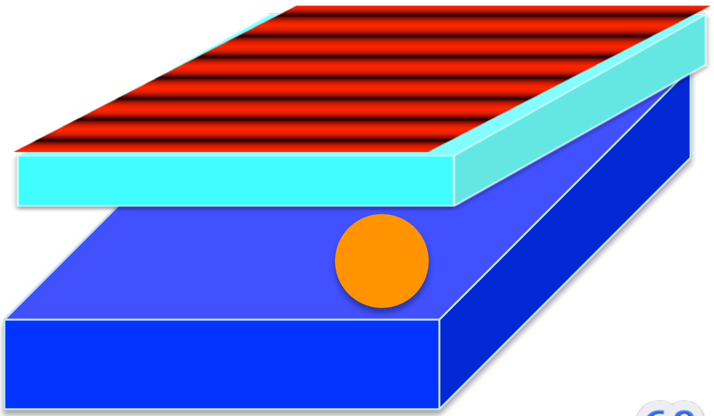
V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

La différence de marche se déduit de celle d'une lame de verre prismatique (n = 1):

$$\Rightarrow \quad \boxed{\delta = 2\alpha x \cos(r) + \frac{\lambda}{2}}$$

Au voisinage de l'incidence normale lorsque $r \to 0$ le point $M \to I$. La surface de localisation des franges se confond alors avec celle de la lame de verre.

Exemple : Un coin d'air de ce type éclairé en lumière monochromatique produit des franges bien rectilignes. Pour $\lambda = 589$ nm et un angle de 1' , on observe un interfrange de 1 mm.



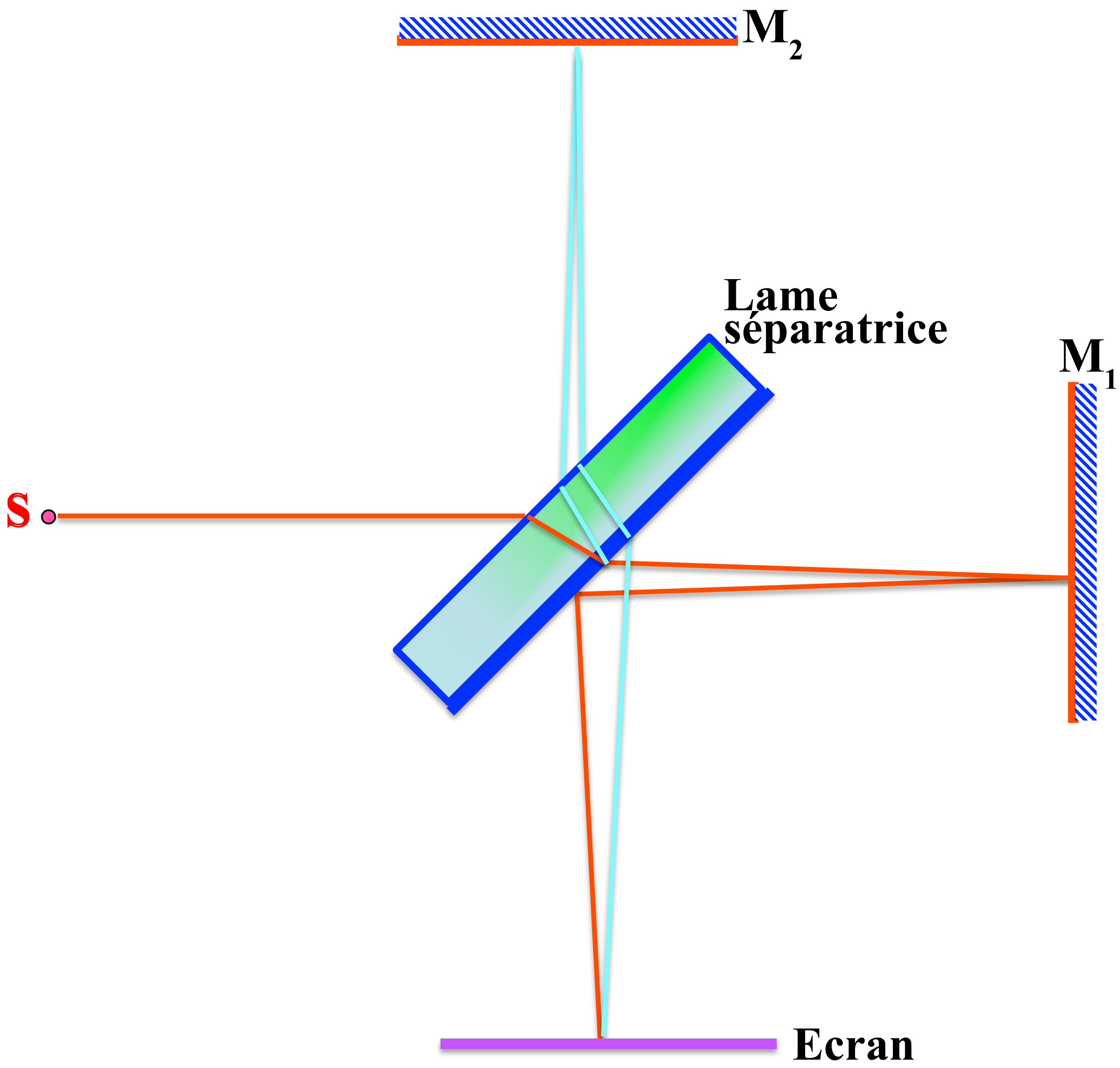
V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

V.3 – Interféromètre de Michelson

Il est constitué de 2 miroirs plans et d'une lame semi-réfléchissante placée à 45°. Le faisceau initial est séparé par la lame séparatrice en deux faisceaux. Chacun se dirige vers un miroir. Les faisceaux réfléchis reviennent vers la séparatrice et se retrouvent sur le même axe de sortie.

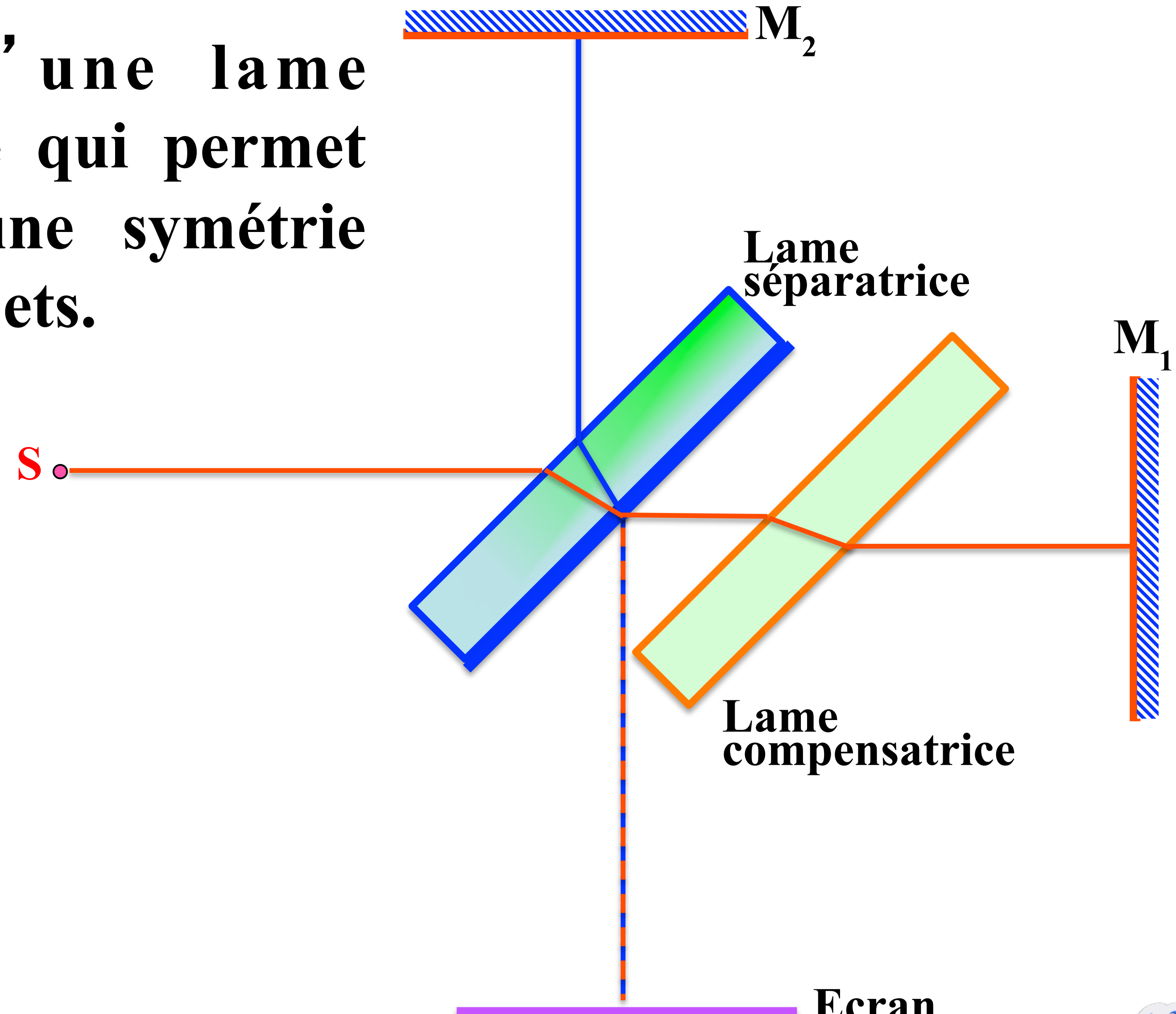
Si les conditions de cohérence sont respectés, il se forme des interférences lumineuses observables à la sortie de l'interféromètre.

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

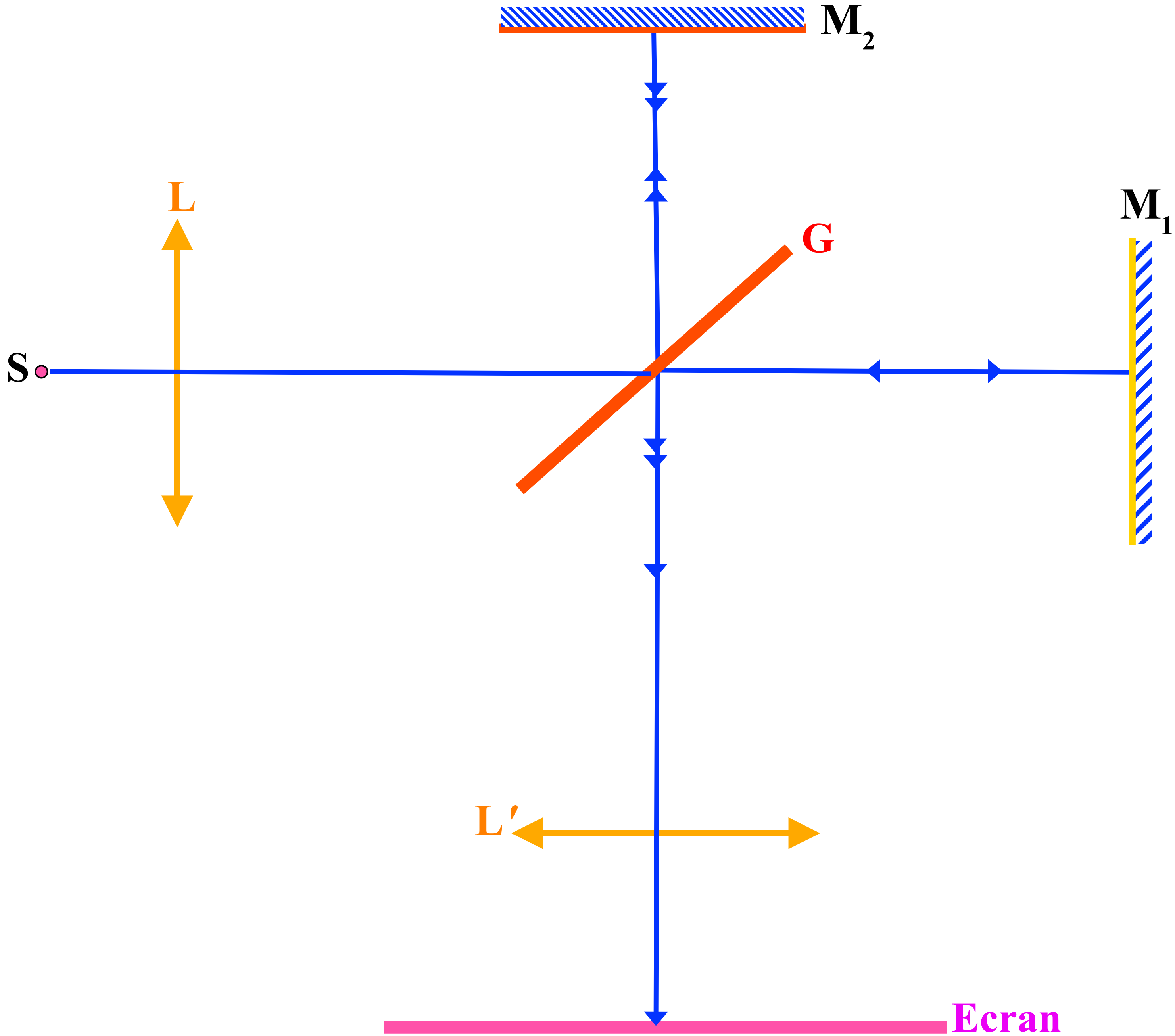


V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

Nécessité d'une lame compensatrice qui permet de rétablir une symétrie entre les 2 trajets.



V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude



V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

La source S est placée au foyer d'une lentille convergente L. Un faisceau cylindrique en émerge. L'ensemble forme un collimateur.

La lame séparatrice est une lame semi-réfléchissante. Le miroir plan M_1 est mobile.

Le miroir plan M_2 est fixe.

La lentille L′ permet de projeter les interférences sur un écran.

On va voir dans les deux paragraphes suivants que l'interféromètre de *Michelson* peut être réglé en *lame d'air* ou en *coin d'air* suivant les positions relatives des deux miroirs.

IV.3.1 – Réglage en lame à faces parallèles ou lame d'air

Le miroir M_1 est déplacé le long de l'axe de la source de sorte que l'image M_1' reste parallèle à M_2.

Il se forment des anneaux localisés à l'infini.

On peut montrer que ce montage est équivalent à deux miroirs M_2 et M_1' parallèles entre eux et distants de e, le miroir M_1' étant l'image du miroir M_1 donné par la séparatrice.

L'ensemble M_1', M_2 constitue une *lame d'air à faces parallèles* d'épaisseur e, d'indice $n = 1$.

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

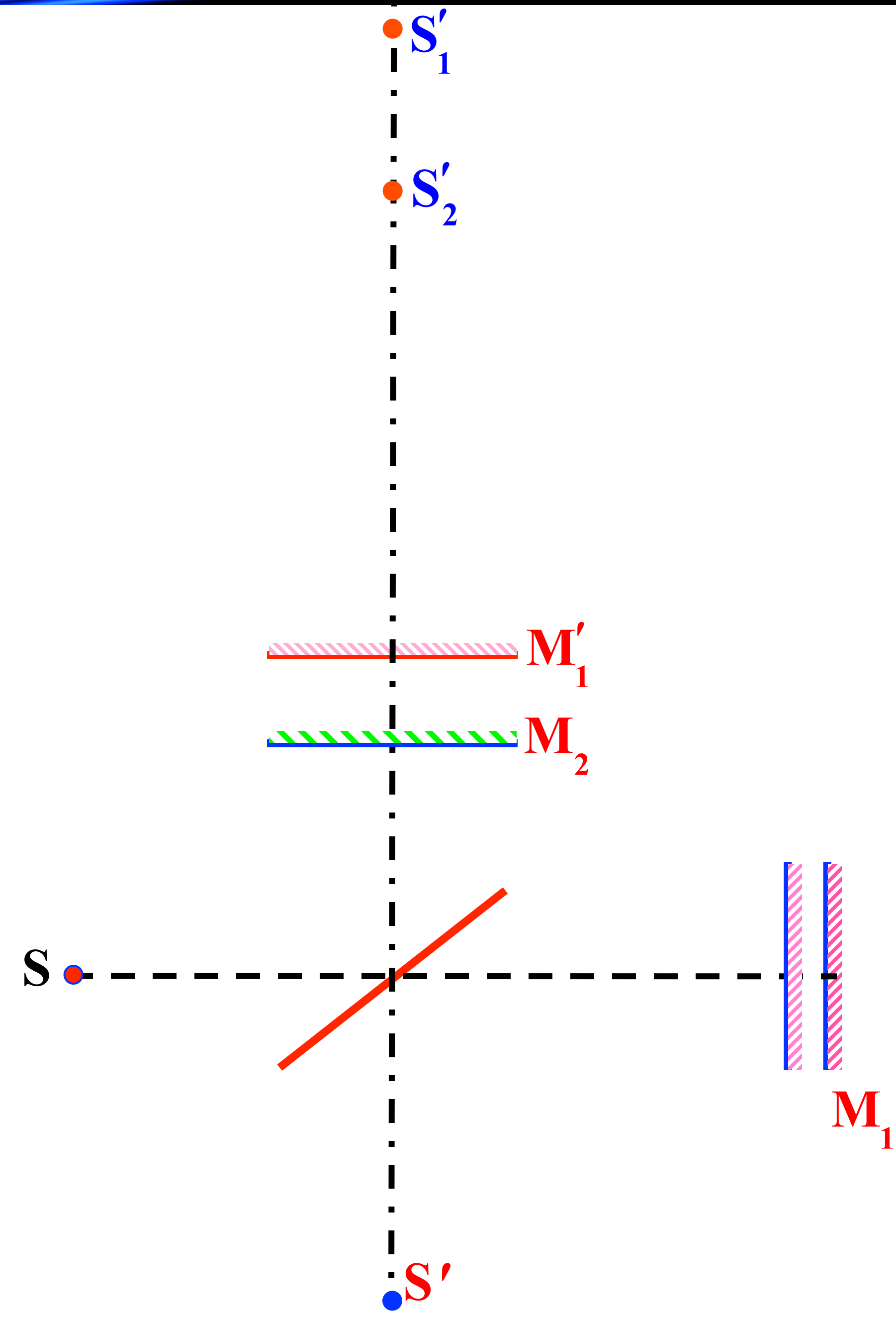
Les réflexions sur les deux miroirs étant du même type la différence de marche est égale à :

$$\delta = 2e.\cos(r)$$

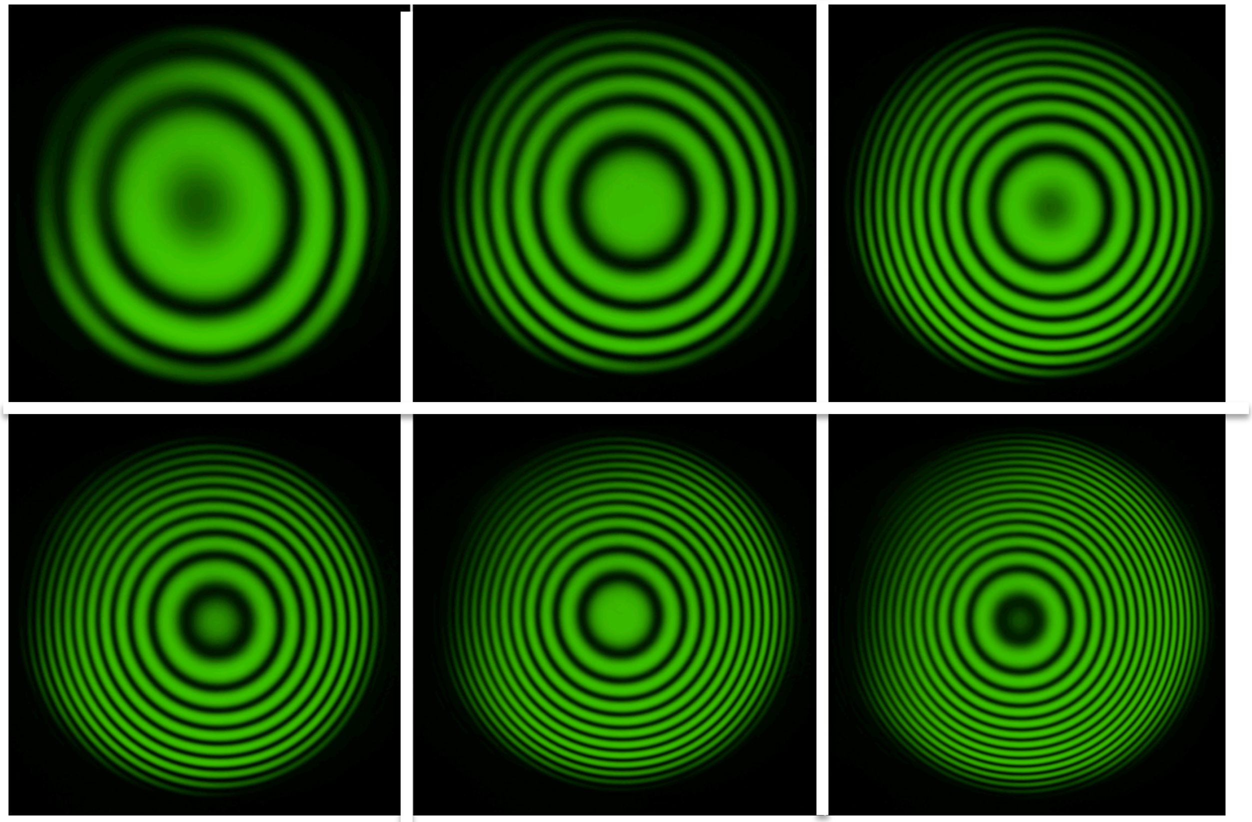
S' est l'image de la source S donnée par la lame séparatrice.

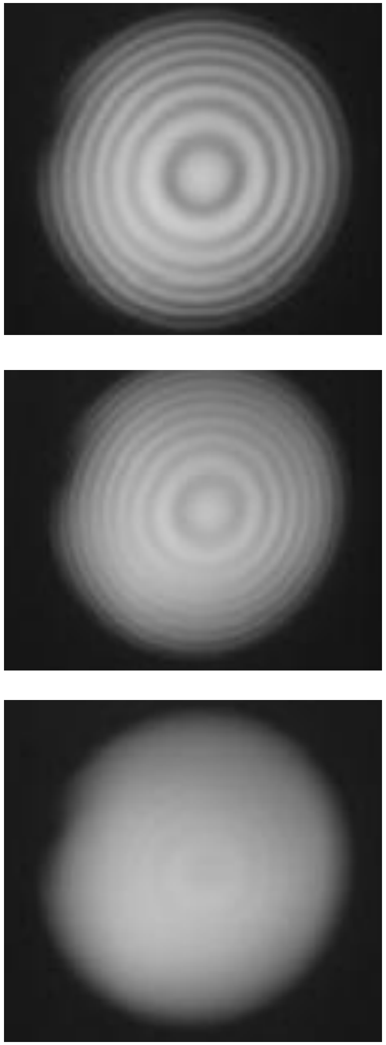
Les deux sources cohérentes S'_1 et S'_2 sont les images de S' données respectivement par les miroirs M'_1 et M_2.

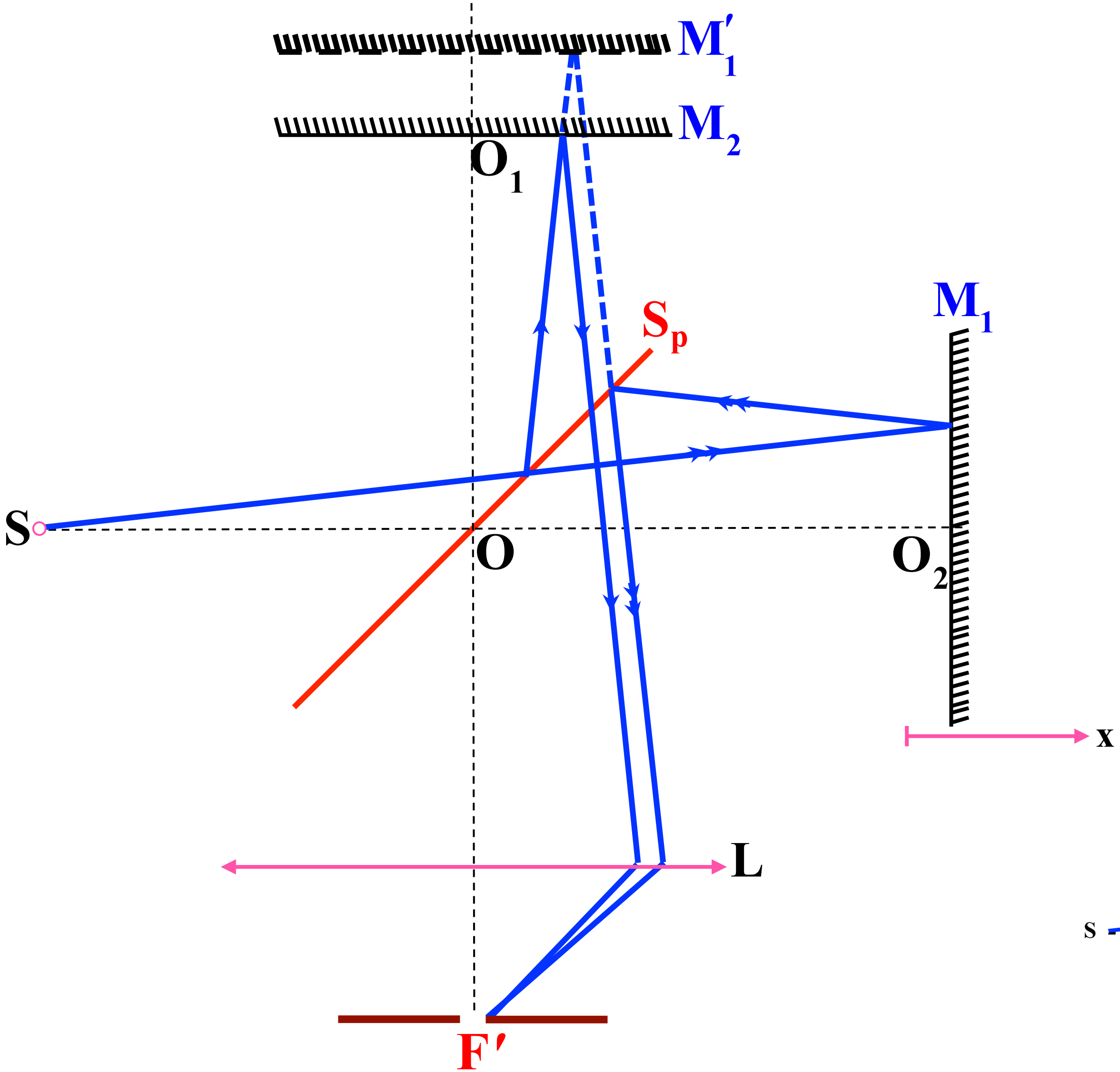
V – Interféromètre à diviseurs d' amplitude

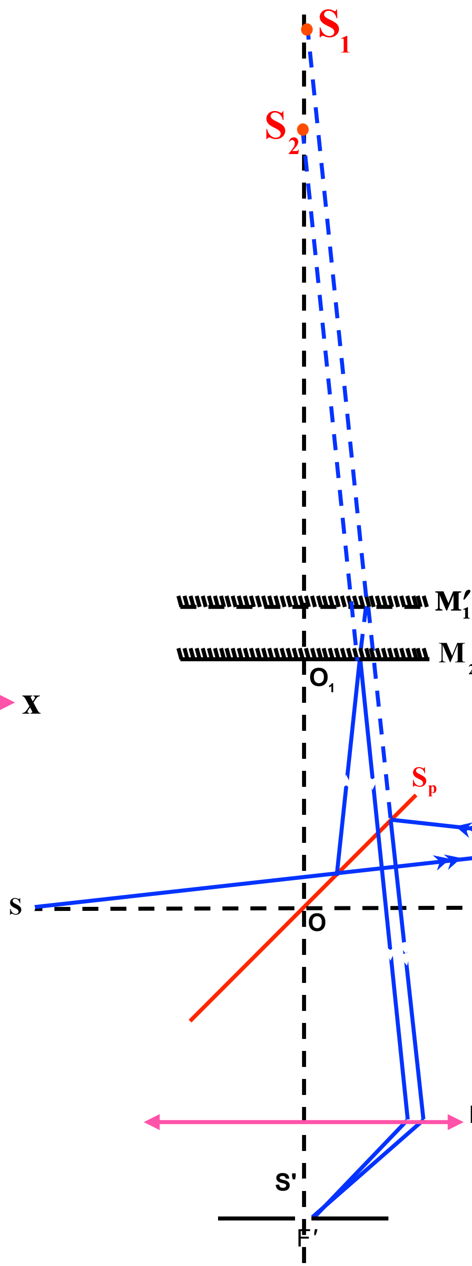


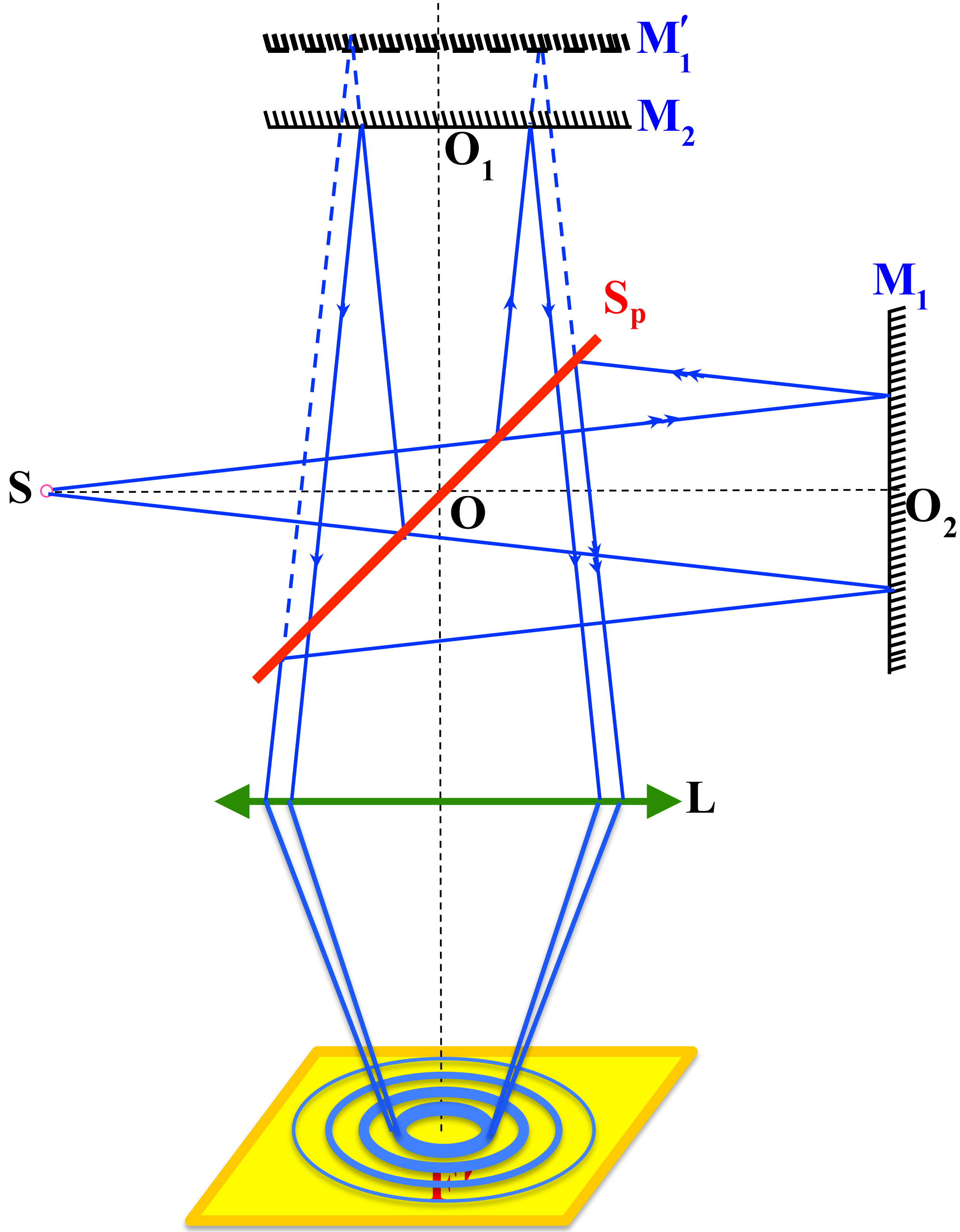
V – Interféromètre à diviseurs d’amplitude






M′1
M2
O1
Sp
M1
S
O
O2
x
L
F′


S1
S2
M′1
M2
O1
Sp
M1
S
O
O2
L
S'
F′


M'1
M2
O1
Sp
M1
S
O
O2
L
F'

V.3.2 – Réglage en coin d'air

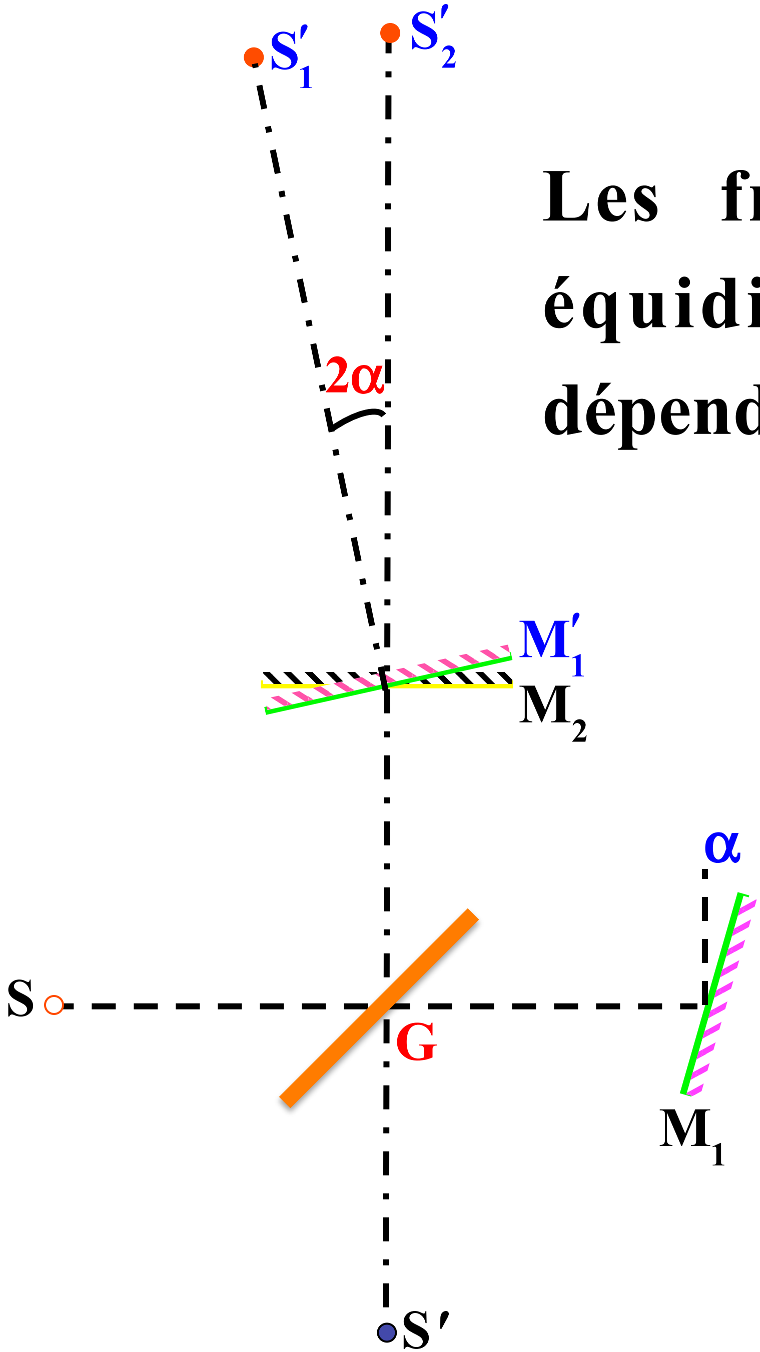
Si, à partir de la position précédente, on fait subir au miroir M_1 une petite rotation d'un angle α, l'image S'_1 tourne d'un angle 2α.

On cherche l'image de la source S à travers la séparatrice et M'_1. L'ensemble M'_1, M_2 constitue un *coin d'air* d'indice $n = 1$.

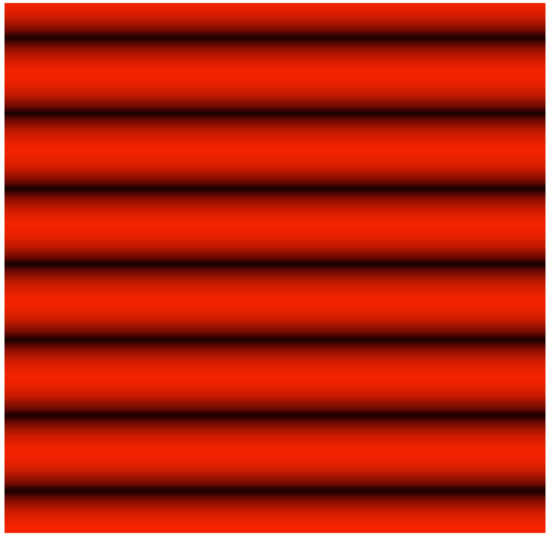
Les réflexions sur les deux miroirs étant du même type la différence de marche est égale à :

$$\delta = 2e$$

Les franges d'interférences sont des *franges d'égale épaisseur*.



Les franges sont rectilignes et équidistantes. L'interfrange dépend de l'inclinaison α de M_1.



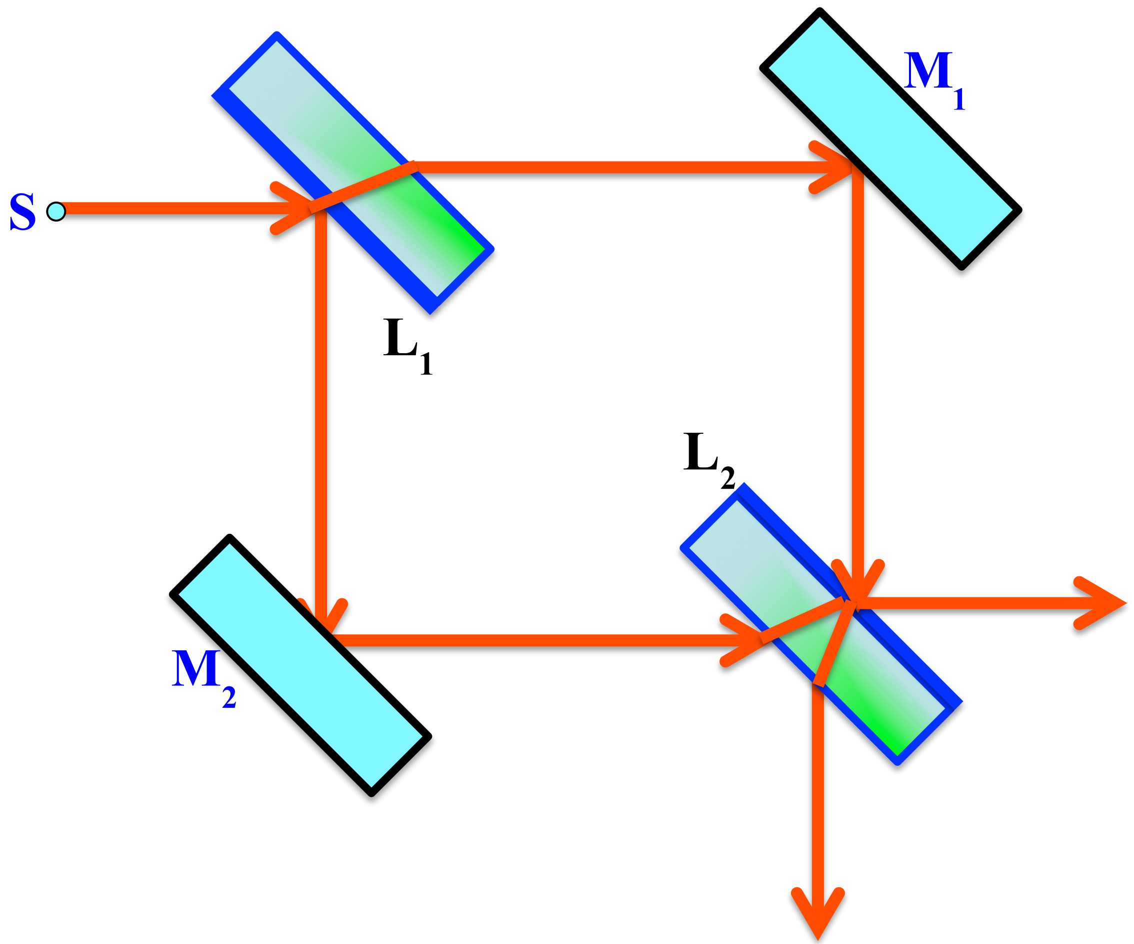
V.4 – Interféromètre de Mach-Zender

L'interféromètre de *Mach-Zender* est le plus simple des interféromètres. A l'aide d'un système séparateur, le faisceau initial est séparé en deux faisceaux cohérent le long de deux bras.

Les miroirs et les lames semi-réfléchissantes permettent de superposer les deux faisceaux sortants.

Pour des longueurs égales des deux bras, on obtient des interférences constructives (zone de superposition des faisceaux lumineuse).

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude



Toute modification de l'un ou l'autre des trajets est détecté par des variations de luminosité dans les interférences.

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

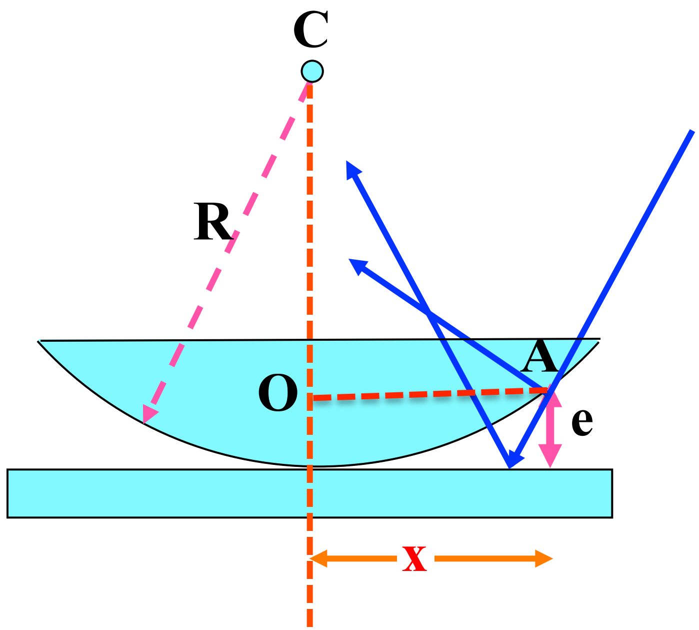
Ainsi, l'introduction d'une lame de verre dans l'un des bras, introduit une légère différence de marche entre les deux faisceaux et les franges se déplacent. L'étude de ces franges permet de déterminer l'indice ou l'épaisseur de la lame introduite.

V.5 – Les anneaux de Newton

On remplace une des lames de verre du coin d'air par une calotte sphérique de rayon R.

A une distance OA = x de l'axe OC.

$$R^2 = (R - e)^2 + x^2$$



Or $e \ll R$ $\Rightarrow$ $e \approx \dfrac{x^2}{2R}$

En incidence normale :

$$\boxed{\delta = 2e + \frac{\lambda}{2} = \frac{x^2}{R} + \frac{\lambda}{2}}$$

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

Les franges brillantes correspondent à $\delta = m\lambda$:

$$\boxed{x = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)R\lambda}}$$

se sont des anneaux de rayon x puisque la symétrie du dispositif est de révolution autour de l'axe OC.

Les franges sombres correspondent à $\delta = (m + 1/2)\lambda$:

$$\boxed{x = \sqrt{mR\lambda}}$$

Les rayons x des anneaux dépendent de λ. En éclairant avec une lumière blanche, les anneaux seront colorés.

V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

V.7 – Intérêt des interféromètres

Un interféromètre a pour principal intérêt de mesurer (ou de contrôler) des dimensions, des déplacements…

Les relations obtenues permettent de déterminer :

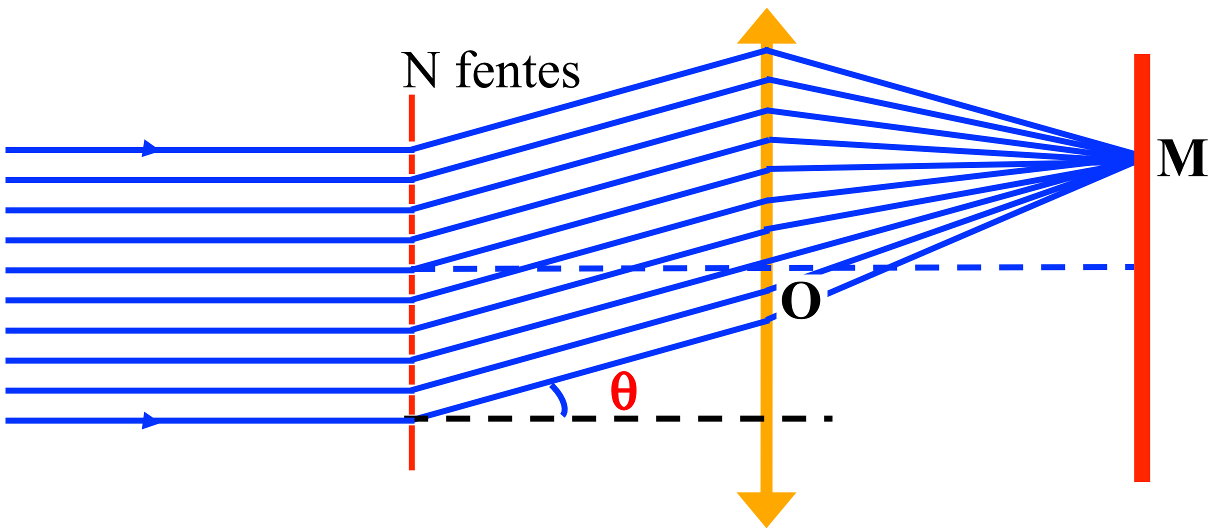
- ✓ **une longueur d'onde inconnue par mesure d'interfrange,**
- ✓ **l'épaisseur ou l'indice d'un corps introduit dans l'un des bras de l'interféromètre, par mesure de déplacement des franges.**

VI – Interférences à ondes multiples

Naturellement, le phénomène d'interférence peut exister avec plusieurs sources cohérentes.

VI.1 – Division du front d'onde

On remplace les fentes de *Young* par N fentes identiques équidistantes et éclairées par une onde plane.



La différence de marche introduite entre deux rayons consécutifs est : $\delta = e.\sin(\theta)$

VI – Interférences à ondes multiples

Si l'amplitude en M de la vibration issue de S_1 s'écrit :

$$U_1 = U_o e^{i\omega t}$$

La vibration issue de S_k s'écrit : $U_k = U_o e^{i(\omega t-(k-1)\varphi)}$

avec $\varphi = \dfrac{2\pi}{\lambda}\delta$

Au point M, l'amplitude totale U s'écrit :

$$U = \sum_{k=1}^{N} U_k = U_o e^{i\omega t}\left(1 + e^{i\varphi} + \ldots + e^{i(k-1)\varphi}\right)$$

U est la somme des termes d'une progression géométrique :

$$U = U_o e^{i\omega t}\frac{1-e^{iN\varphi}}{1-e^{i\varphi}}$$

VI – Interférences à ondes multiples

d'où l'intensité I :

$$I = U_o^2 \frac{1 - e^{iN\varphi}}{1 - e^{i\varphi}} \frac{1 - e^{-iN\varphi}}{1 - e^{-i\varphi}} = U_o^2 \frac{1 - \cos(N\varphi)}{1 - \cos(\varphi)} = I_o \left[\frac{\sin \frac{N\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} \right]^2$$

I est maximum pour $\varphi = 2m\pi$ (m un entier) :

$$\boxed{I_{max} = N^2 \times I_o}$$

Donc l'éclairement maximal est N^2 fois plus lumineux qu'avec une seule fente.

Aux points définis par $\delta = m\lambda$, nous avons donc des maximums d'intensité lumineuse, appelés maximums principaux. Le nombre m est appelé l'ordre de diffraction.

VI – Interférences à ondes multiples

Entre 2 maximums principaux, il y a (N-2) maximums secondaires d'intensité très faible.

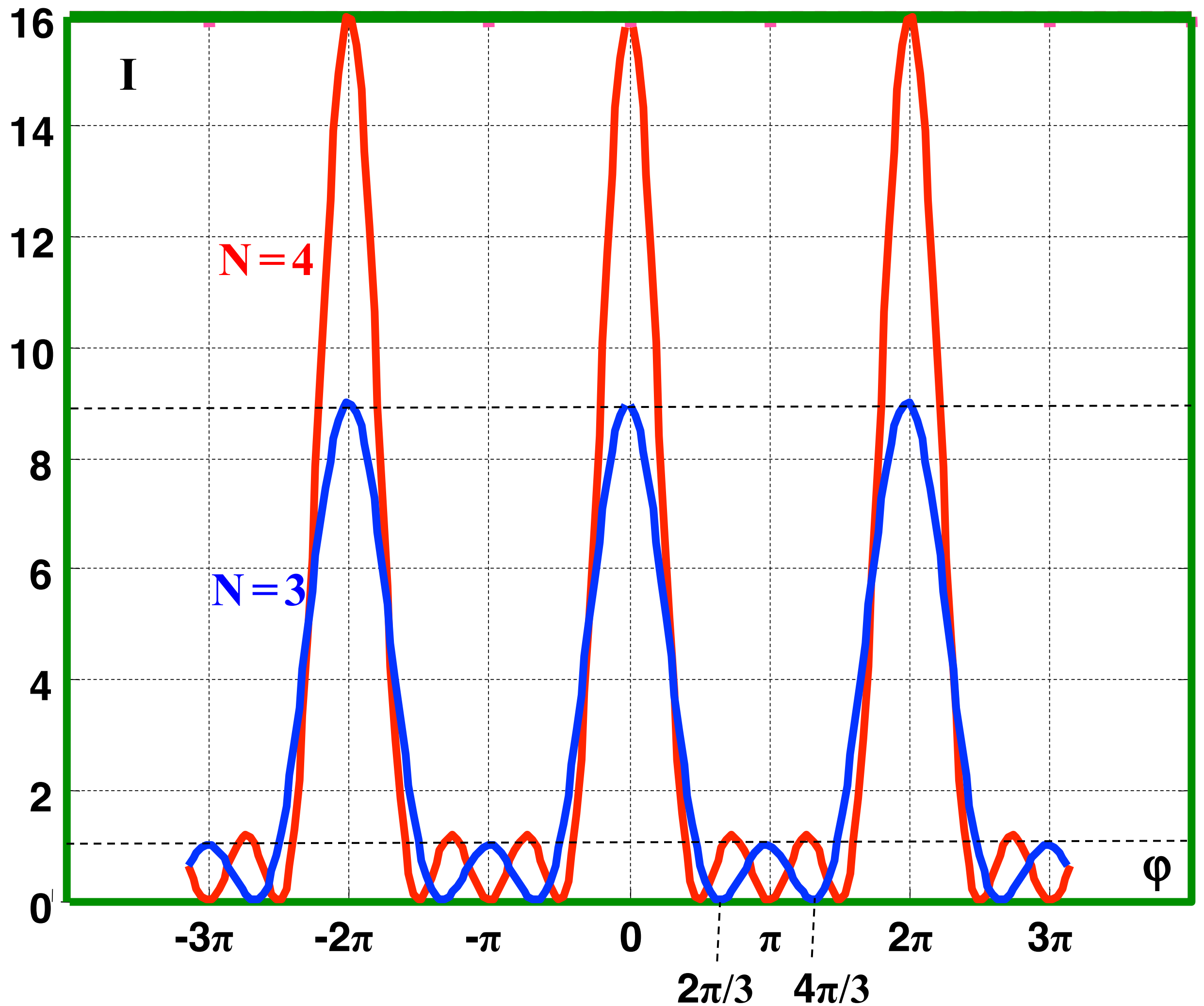
$$N\,tg\left(\frac{\pi\delta}{\lambda}\right) - tg\left(\frac{N\pi\delta}{\lambda}\right) = 0$$

$$\delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2N}$$

L'intensité de ces maximums secondaires vaut sensiblement I_o. Elle reste donc constante lorsque le nombre de sources varie. Toutefois, leur intensité relative, par rapport à celle des maximums principaux, diminue lorsque N croît.

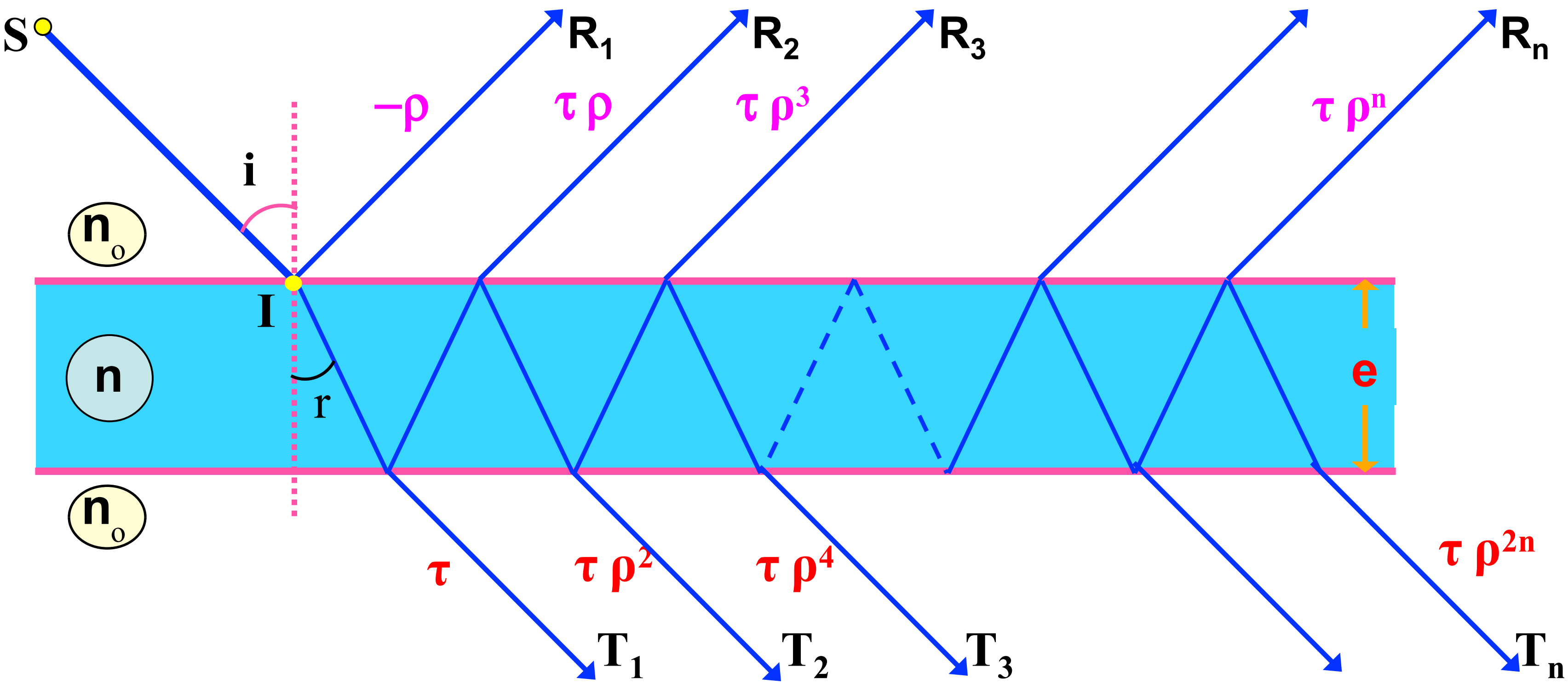
VI – Interférences à ondes multiples

Le premier minimum de **I** est obtenu pour $N\varphi/2 = \pi$, ce qui correspond à $\delta = \lambda/N$.



VI – Interférences à ondes multiples

VI.2 – Division de l'amplitude : Fabry-Perot



A chaque nouvelle transmission, l'amplitude diminue :

$$T_1 > T_2 > \ldots\ldots > T_n$$

$$T_1 = t^2 = \tau \qquad T_2 = \rho^2 t^2 = \tau\rho^2$$

T_n aura donc la forme : $T_n = \rho^2 t^{2n} = \tau\rho^n$

VI – Interférences à ondes multiples

L'amplitude résultante est :

$$U = t^2 U_o e^{i\omega t}\left(1+\rho^2 e^{i\varphi}+(\rho^2 e^{i\varphi})^2+\ldots+(\rho^n e^{i\varphi})^n+\ldots\right)$$

U est la somme des termes d'une progression géométrique. Comme $\rho^n \to 0$, quand $n \to 0$.

soit

$$\boxed{U = \frac{t^2 U_o e^{i\omega t}}{1-\rho^2 e^{i\varphi}}}$$

En posant $q^2 = \dfrac{4\rho^2}{(1-\rho^2)^2}$, $I = UU^*$ s'écrit :

$$\boxed{I = \frac{I_o}{1+q^2 \sin^2 \dfrac{\varphi}{2}}}$$

La fonction I s'appelle la fonction d'*Airy*.

VI – Interférences à ondes multiples

La différence réside essentiellement dans le *contraste des franges* et la *finesse* des profils.

L'intensité maximale I_{max} est obtenue pour :

$$\sin^2\frac{\varphi}{2} = 0 \qquad \text{soit} \quad \varphi = 2m\pi$$

$$\Rightarrow \qquad I_{max} = I_o$$

L'intensité minimale I_{min} est obtenue pour :

$$\sin^2\frac{\varphi}{2} = 1 \qquad \text{soit} \quad \varphi = (2m+1)\pi$$

$$\Rightarrow \qquad I_{min} = \frac{I_o}{1+q^2}$$

VI – Interférences à ondes multiples

Au voisinage au maximum $2m\pi$, cherchons pour quelle valeur de $\varphi = 2m\pi + \Delta\varphi$ l'intensité prend la moitié de sa valeur :

$$I = \frac{I_{max}}{2} = \frac{I_o}{2}$$

$$\Rightarrow \quad \frac{I_o}{2} = \frac{I_o}{1 + q^2 \sin^2\left(m\pi + \frac{\Delta\varphi}{2}\right)}$$

$$\Rightarrow \quad q^2 \sin^2\left(m\pi + \frac{\Delta\varphi}{2}\right) = 1$$

$$\Rightarrow \quad \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = \pm\frac{1}{q}$$

VI – Interférences à ondes multiples

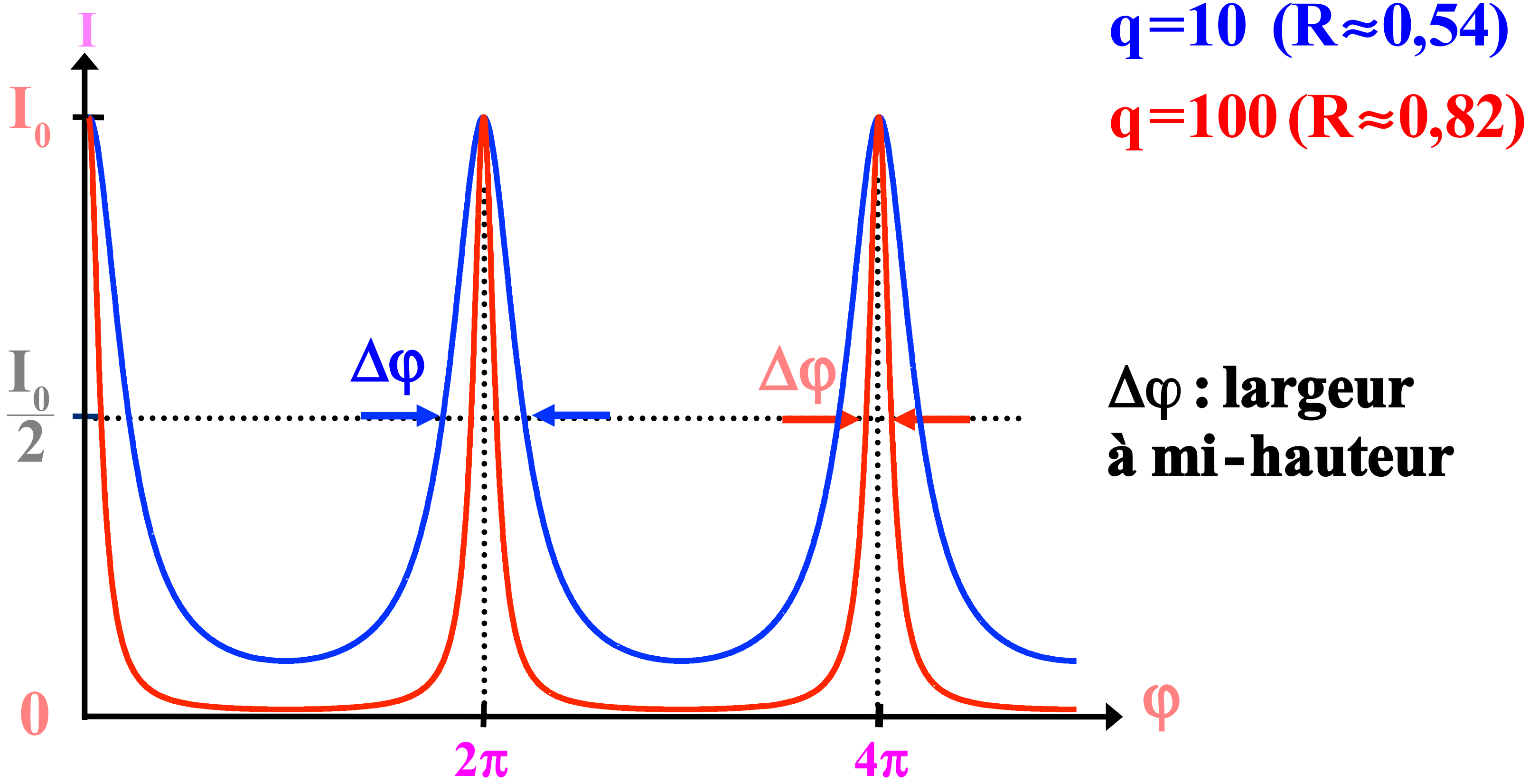
Si q est assez grand (coefficient de réflexions élevés) $\Delta\varphi$ est petit :

$$\Delta\varphi = \pm\frac{2}{q}$$

La largeur d'une frange, est alors :

$$2\Delta\varphi = \frac{2(1-\rho^2)}{\rho} = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}$$

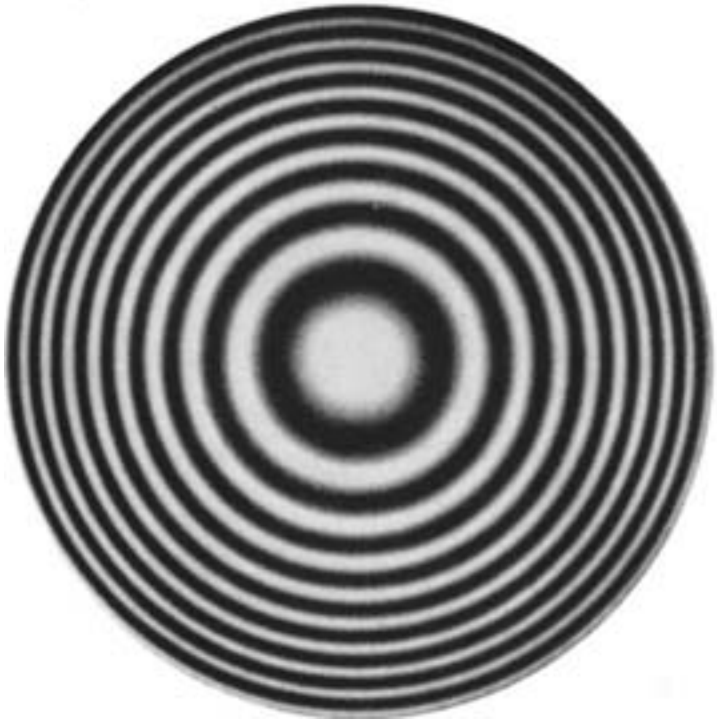
VI – Interférences à ondes multiples



Lorsque R augmente, la largeur à mi-hauteur et l' intensité minimale diminuent.

VI – Interférences à ondes multiples

q=10 (R≈0,54)



q=100 (R≈0,82)

VI – Interférences à ondes multiples

En principe, les seules franges observées avec un interféromètre de *Fabry-Pérot* sont des franges d'égale inclinaison.

La différence de marche introduite entre deux rayons consécutifs est :

$$\delta = 2ne.\cos(r)$$

Il y a un anneau brillant (interférence constructive) pour toutes les radiations telles que :

$$2ne.\cos(r) = m\lambda$$

avec m ordre d'interférence (il est toujours très élevé, de l'ordre de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de milliers).

VII – Visibilité et cohérence

Lorsqu' on réalise des expériences d' interférences, on remarque que $V < 1$. Il y a 2 causes à cela :

1 - La source primaire n' est pas rigoureusement *ponctuelle*. Chaque point de S émet des trains d' onde et contribue en M à un état interférentiel. Les trains d' ondes étant aléatoire, il en est de même pour les états interférentiels correspondants.

$\Rightarrow$ le contraste sera diminué.

$\Rightarrow$ La source n' est pas cohérente spatialement

VII – Visibilité et cohérence

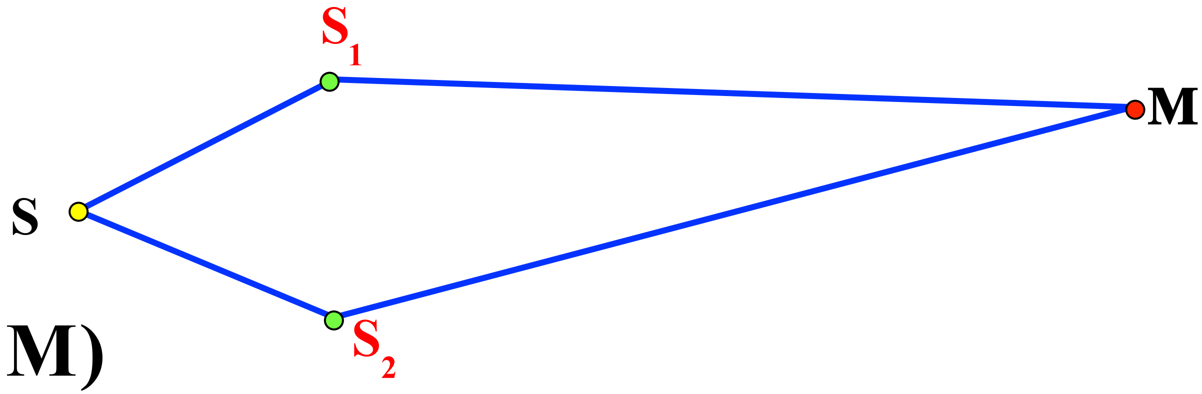
2 - La source primaire n'est pas rigoureusement *monochromatique*. Chaque fréquence donne en M son propre état interférentiel.

⇒ La source n'est pas *cohérente temporellement*

VII-1 – Critère de cohérence

La cohérence d'une source se trouve dans l'étude de la phase φ au point M.

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$$

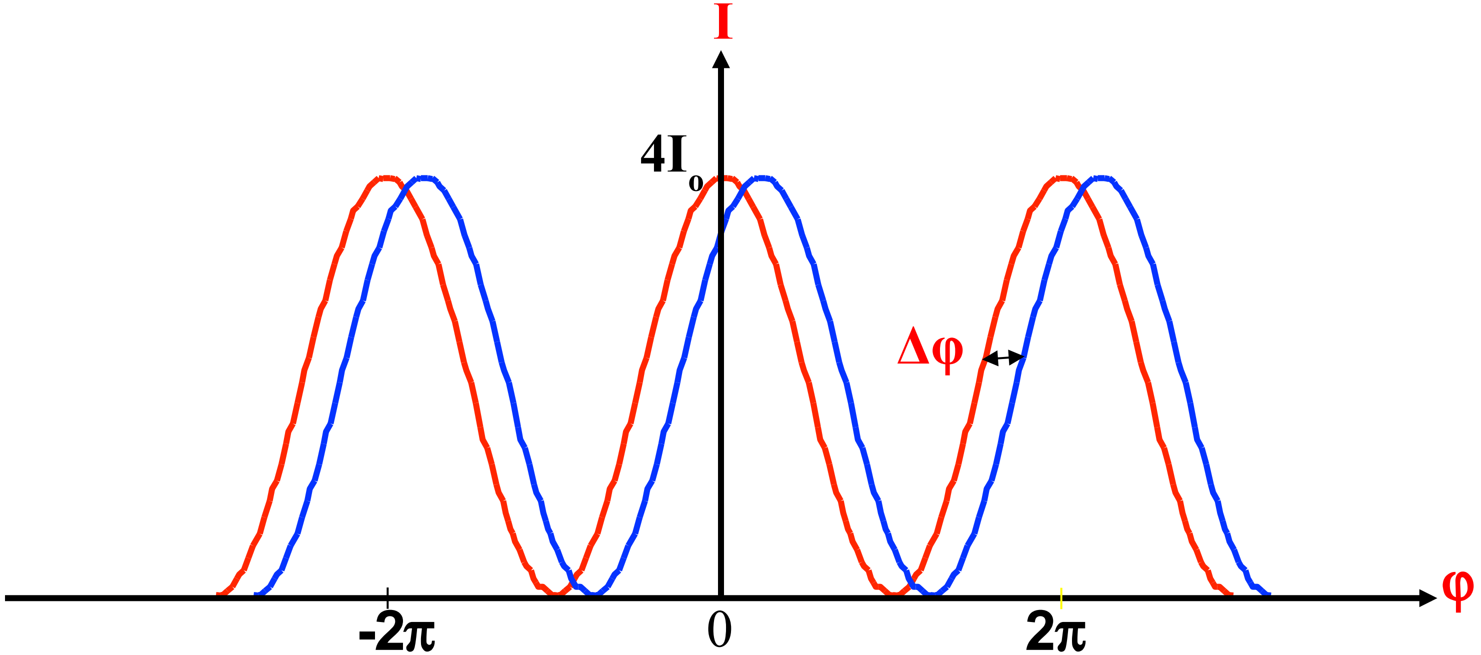


$$\delta = (SS_2M) - (SS_1M)$$

VII – Visibilité et cohérence

Si φ varie de $\Delta\varphi$ tout en gardant un contraste acceptable, la cohérence est dite partielle ou totale. En revanche si la visibilité devient nulle, l'incohérence est totale.

On admet comme critère de cohérence : $\boxed{\Delta\varphi \ll 2\pi}$



VII – Visibilité et cohérence

La variation de φ en M peut avoir 2 origines :

- Une variation de δ en M : $\Delta\varphi = \dfrac{2\pi}{\lambda}\Delta\delta$

- Une variation de fréquence : $\Delta\varphi = 2\pi\dfrac{\Delta\nu}{c}\delta$

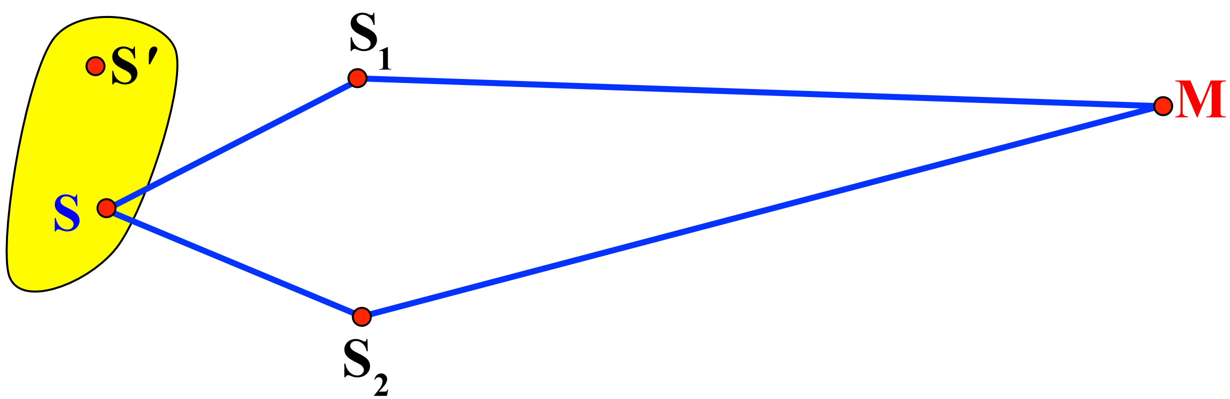
VII-2 – Cohérence spatiale

Considérant une source monochromatique et un point S de cette source se déplaçant de ΔS.

Si S se déplace de ΔS ($\Delta S = SS'$) le déphasage varie de :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\delta$$

VII – Visibilité et cohérence



$$\Delta\delta = \Delta\left[(SS_2M) - (SS_1M)\right]$$

$$= \Delta(SS_2) - \Delta(SS_1)$$

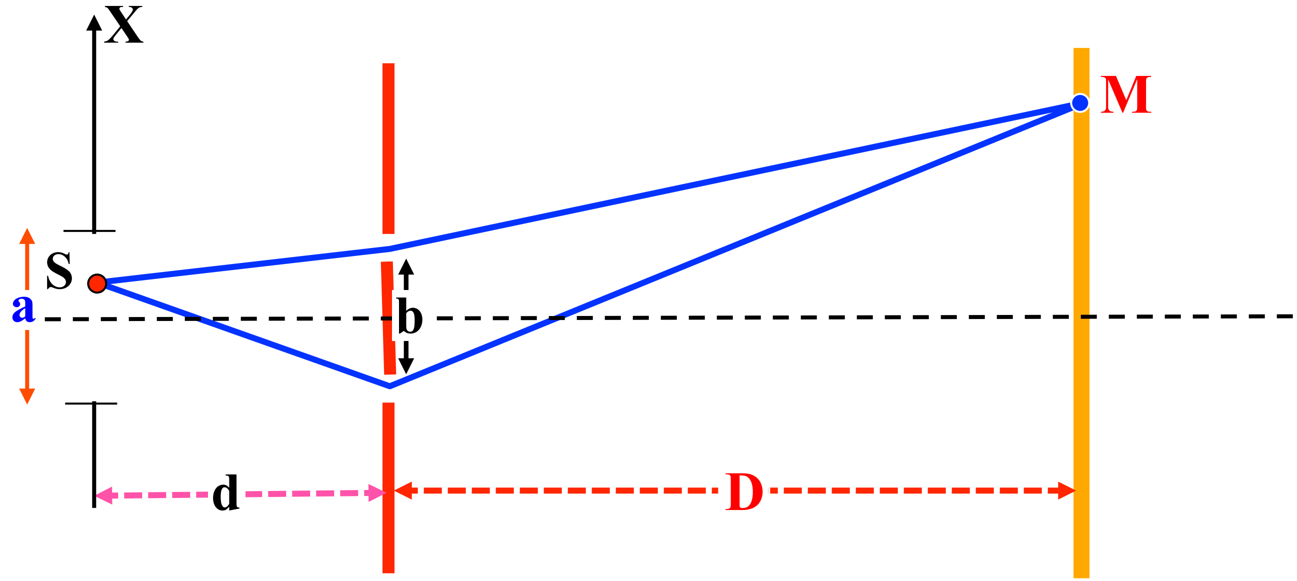
$$= (S'S_2 - S'S_1) - (SS_2 - SS_1)$$

Les déplacements ΔS de S peuvent être :

1 – Si ΔS est // à S_1S_2.

VII – Visibilité et cohérence

Afin d'évaluer un peu plus quantitativement la perte de cohérence spatiale, étudions l'effet d'une *source étendue* sur le dispositif des trous d'*Young*.



Isolons une bande de la source de largeur dX. L'intensité correspondante est proportionnelle à dX :

$$dI = 2I_o\left[1+\cos\varphi\right]dX$$

VII – Visibilité et cohérence

La différence de marche introduite par le fait que cette source est hors de l'axe médian des deux trous vaut :

$$\delta' = \frac{bX}{d}$$

et la différence de marche totale en M vaut donc :

$$\delta = \frac{bX}{d} + \frac{bx}{D}$$

Intégrons alors sur toutes la source :

$$I = 2I_o \int_{-a/2}^{a/2} \left(1 + \cos \frac{2\pi b}{\lambda} \left(\frac{X}{d} + \frac{x}{D} \right) \right) dX$$

Ou encore :

$$I = 2I_o \left[a + \frac{\lambda . d}{2\pi b} \left(\sin \frac{2\pi b}{\lambda} \left(\frac{x}{D} + \frac{a}{2d} \right) - \sin \frac{2\pi b}{\lambda} \left(\frac{x}{D} - \frac{a}{2d} \right) \right) \right]$$

$$I = 2I_o a\left[1 + \frac{\lambda.d}{\pi ab}\sin\left(\frac{\pi ab}{\lambda d}\right)\cos\left(\frac{2\pi bx}{\lambda D}\right)\right]$$

En posant $2I_o b = I'_o$ **et** $u = \frac{\pi ab}{\lambda d}$ **alors :**

$$\boxed{I = I'_o\left[1 + \mathrm{sinc}(u)\cos\left(\frac{2\pi bx}{\lambda D}\right)\right]}$$

L'intensité obtenu dans le cas d'une source ponctuelle est modulée par le *sinus cardinal*. On retrouve d'ailleurs bien l'expression d'une source ponctuelle pour $u \ll 1$ **(**$\mathrm{sinc}(u) \approx 1$**).**

La position des franges brillantes correspond à :

$$\cos\left(\frac{2\pi bx}{\lambda D}\right) = +1$$

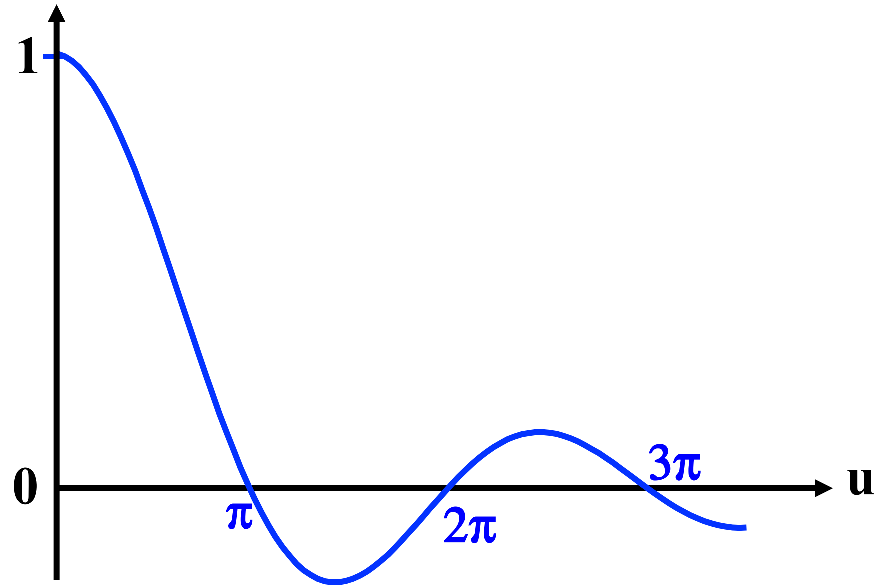
VII – Visibilité et cohérence

Celle des franges sombres à : $\cos\left(\dfrac{2\pi bx}{\lambda D}\right) = -1$

d'où

$$I_{max} = I'_o\left(1 + \mathrm{sinc}(u)\right) \quad \text{et} \quad I_{min} = I'_o\left(1 - \mathrm{sinc}(u)\right)$$

D'où le facteur de visibilité : $\boxed{V_s = \mathrm{sinc}(u)}$



VII – Visibilité et cohérence

L'étendue spatiale de la source entraîne donc une baisse du contraste, et donc une baisse de visibilité du phénomène.

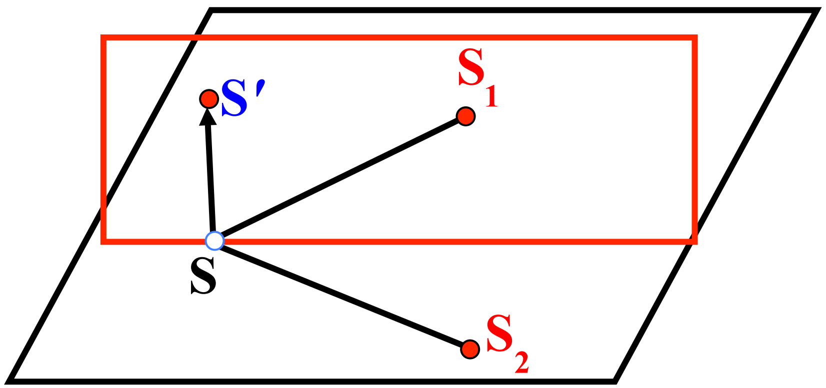
Lorsque V_s devient négatif : les franges brillantes occupent la positon des franges sombres et réciproquement; c'est l'*inversion du contraste des franges*.

Pour λ = 500 nm, a = 1 mm, d = 30 cm, et u = 1,9 (V_s = 0,5) alors b ≈ 1/10 mm.

$$\Downarrow$$

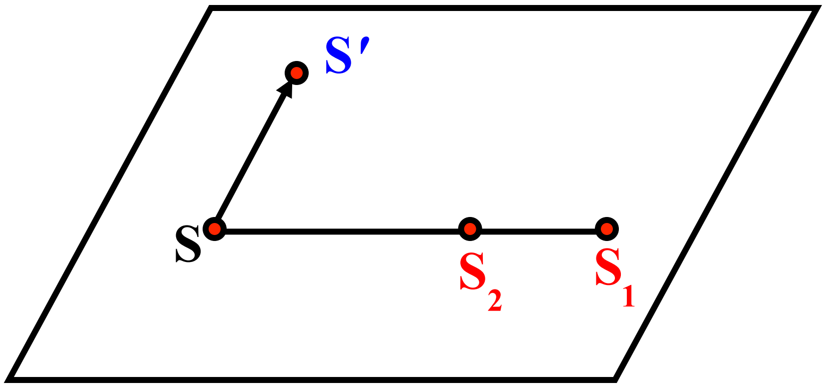
La condition de finesse de la source est assez sévère.

2 – Si ΔS appartient au plan perpendiculaire au plan de SS_1S_2, on montre qu'au second ordre en ΔS, $\Delta\delta \approx 0$ donc $\Delta\varphi = 0$.



L'extension spatiale de la source selon Y n'introduit aucune différence de marche supplémentaire au niveau des trous, et donc entraîne la superposition des diverses figures d'interférences en coïncidence. On utilise donc cette extension pour obtenir plus de lumière sans perte de contraste.

3 – Si S, S_1 et S_2 sont alignés, au second ordre on a également $\Delta\delta \approx 0$ donc $\Delta\varphi = 0$.



VII.3 – Cohérence temporelle

La seconde cause de perte de contraste lors d'un phénomène d'interférence est qu'une source n'est jamais parfaitement monochromatique : elle est en général caractérisée par une largeur spectrale $\Delta\nu$ centrée autour d'une fréquence ν_o.

Plusieurs causes sont à l'origine de cette non monochromaticité :

- l'agitation moléculaire, et plus précisément la durée qui sépare deux collisions, qui confère à la répartition spectrale un profil lorentzien.

VII – Visibilité et cohérence

- l'effet Doppler : la lumière est émise par des atomes qui sont en agitation thermique et cette agitation provoque un déplacement de la fréquence autour de ν_o pour un observateur dans le référentiel "fixe" du laboratoire. Ceci confère à la répartition spectrale un profil gaussien.

Pour simplifier l'analyse on suppose que le profil est rectangulaire de largeur $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$, l'intensité étant alors directement proportionnelle à $d\nu$.

L'intensité s'écrit donc :

$$I = 2I_o \int_{\nu_1}^{\nu_2} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi b x}{cD} \nu \right) \right] d\nu$$

VII – Visibilité et cohérence

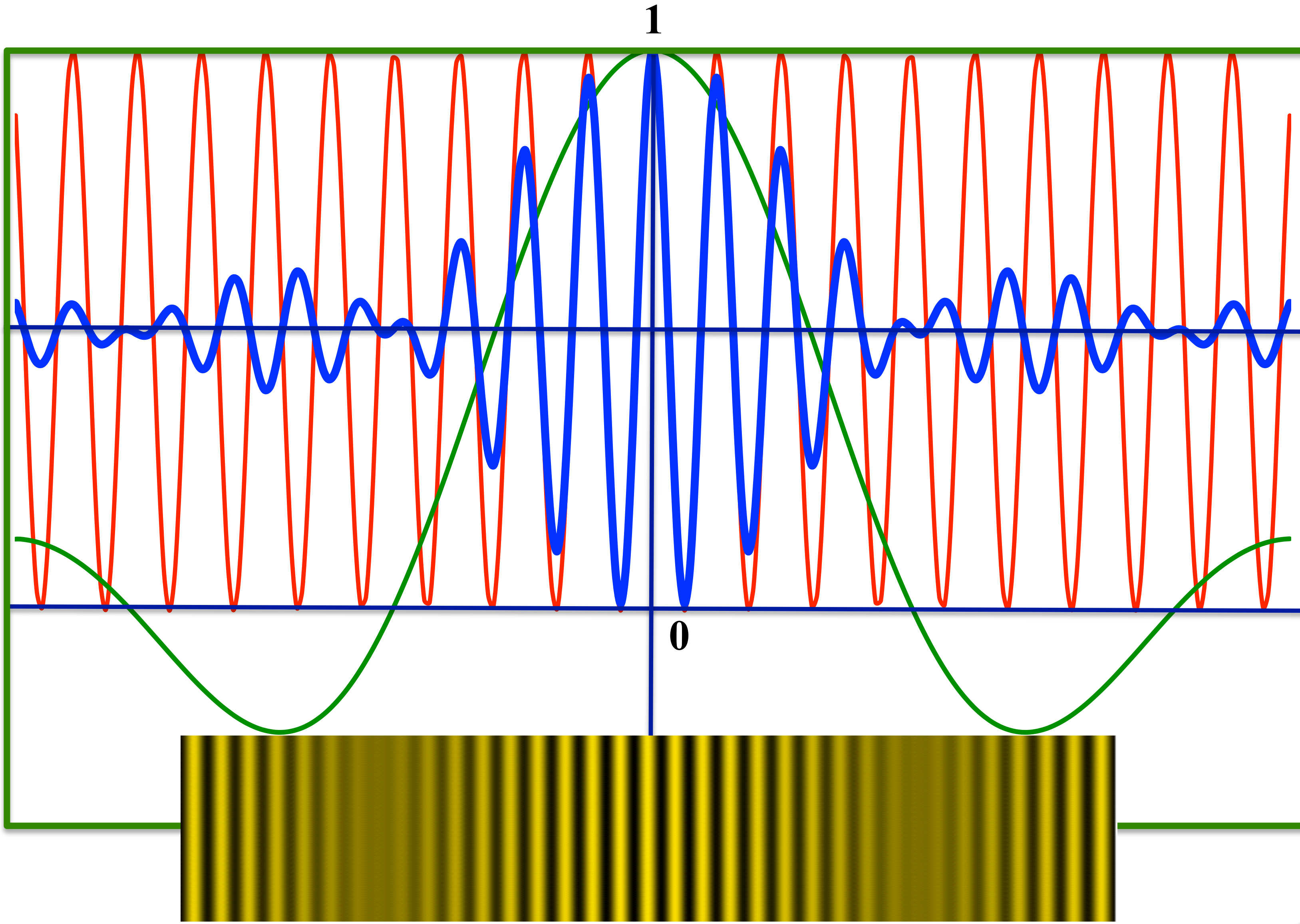
En posant $2I_o \Delta\nu = I'_o$ et $v = \dfrac{\pi b x \Delta\nu}{cD}$, et en introduisant $\nu_o = \dfrac{\nu_1 + \nu_2}{2} = \dfrac{c}{\lambda_o}$ alors :

$$\boxed{I = I'_o\left[1 + \operatorname{sinc}(v)\cos\left(\frac{2\pi b x}{\lambda_o D}\right)\right]}$$

Il est facile de voir que le facteur de visibilité est :

$$\boxed{V_t = \operatorname{sinc}(v)}$$

VII – Visibilité et cohérence



VII – Visibilité et cohérence

On obtient donc un bon contraste V si $v < \pi$, soit donc :

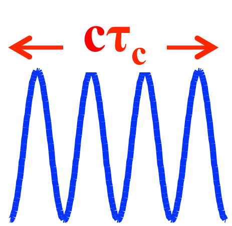
$$\frac{ax}{D} < \frac{c}{\Delta\nu} \quad \Rightarrow \quad \delta < c\tau_c \quad \text{avec} \quad \tau_c = \frac{1}{\Delta\nu}$$

τ_c est appelé *temps de cohérence* de la source.

$c\tau_c = \ell_c$ est la *longueur de cohérence* de la source.

On ne peut obtenir d'interférences bien contrastées que si $\delta < \ell_c$.

L'interprétation physique est ici assez délicate, mais un modèle utile consiste à décrire le rayonnement émis par la source comme superposition de trains d'onde indépendants et de durée τ_c.



VII – Visibilité et cohérence

La cohérence temporelle s'interprète alors : *Tant que la différence de marche reste inférieure à cette longueur, les trains d'ondes qui interfèrent sur l'écran correspondent à la même émission atomique, tandis qu'au dessus, ce sont des trains d'onde différents, qui présentent alors entre eux une phase aléatoire : il n'y a donc plus d'interférences*.

VII – Visibilité et cohérence

On peut préciser quelques valeurs :

	$\Delta\nu$	ℓ_c
Raie D du sodium (bec Bunsen)	10 GHz	3 cm
Raie verte du mercure	1 GHz	30 cm
laser monomode	1 MHz	300 m
Laser He-Ne monomode (stabilisé)	100 kHz	3 km

VII – Visibilité et cohérence

En pratique les sources ne sont jamais parfaitement cohérentes spatialement et temporellement, on aura par conséquent :

$$\mathbf{I = I'_o\left[1 + V_s V_t . \cos\left(\frac{2\pi b x}{\lambda D}\right)\right]}$$

Tout ce qui vient d'être dit s'applique à tous les systèmes interférentiels.