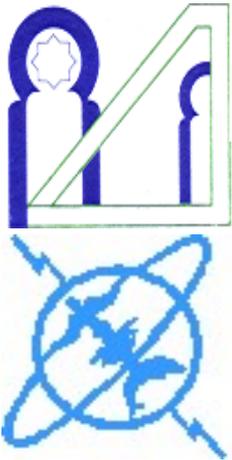


## Chapitre IV

# Interférences lumineuses



**H. EL RHALEB**

Université Mohammed V, Rabat, Agdal

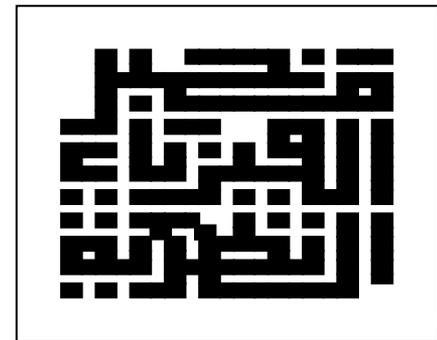
Faculté des Sciences,

Département de Physique,

Laboratoire de Physique Théorique

Equipe Photonique

[elrhaleb@fsr.ac.ma](mailto:elrhaleb@fsr.ac.ma)



**Filière SMP, année 2013-2014**

**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  $\omega_1$  et  $\omega_2$ .

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 instantanées 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 :

$$\begin{aligned} I &= 2 \langle U^2(\mathbf{M}, t) \rangle \\ &= 2 \langle U_1^2 + U_2^2 + 2U_1U_2 \rangle \end{aligned}$$

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

$$I_1 = 2 \langle U_1^2 \rangle$$

$$I_2 = 2 \langle U_2^2 \rangle$$

$$I_{1-2} = 4 \langle U_1U_2 \rangle$$

Le terme  $I_{1-2}$  mesure 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 – Généralités

## I.1.2 – Premier critère de cohérence

Calculons  $I_{1-2}$  :

$$\begin{aligned} I_{1-2} &= 4A_1A_2 \langle \cos(\omega_1 t - \varphi_{1M}) \cos(\omega_2 t - \varphi_{2M}) \rangle \\ &= 2A_1A_2 \langle \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (\varphi_{1M} + \varphi_{2M})] \rangle \\ &\quad + 2A_1A_2 \langle \cos[(\omega_2 - \omega_1)t - (\varphi_{2M} - \varphi_{1M})] \rangle \end{aligned}$$

La valeur moyenne de  $\langle \cos(\Omega t - \varphi) \rangle$  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.

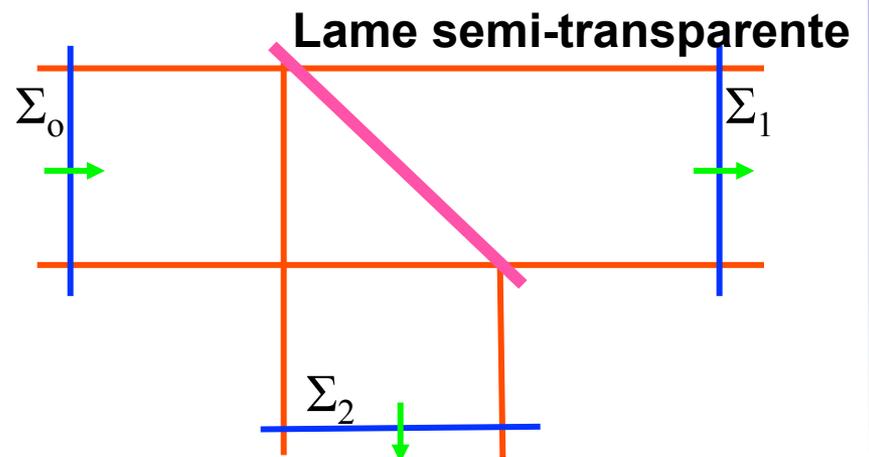
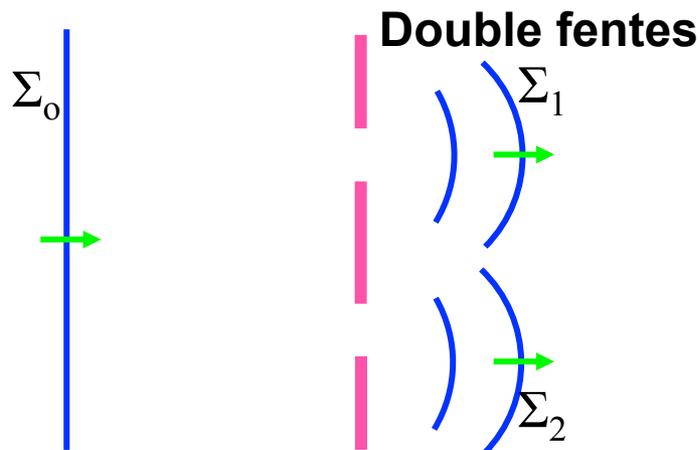
*« Deux sources cohérentes ont nécessairement la même pulsation ».*

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 :

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

Le déphasage  $\varphi_M$  est défini par :

$$\varphi_M = \varphi_{2M} - \varphi_{1M} = \varphi_{2S} - \varphi_{1S} + \frac{2\pi}{\lambda_0} (\underbrace{L_{S_2M} - L_{S_1M}}_{\delta_M})$$

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

$\delta_M$  *différence  
de marche*

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

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

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

### 1.1.4 – Contraste des franges

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

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

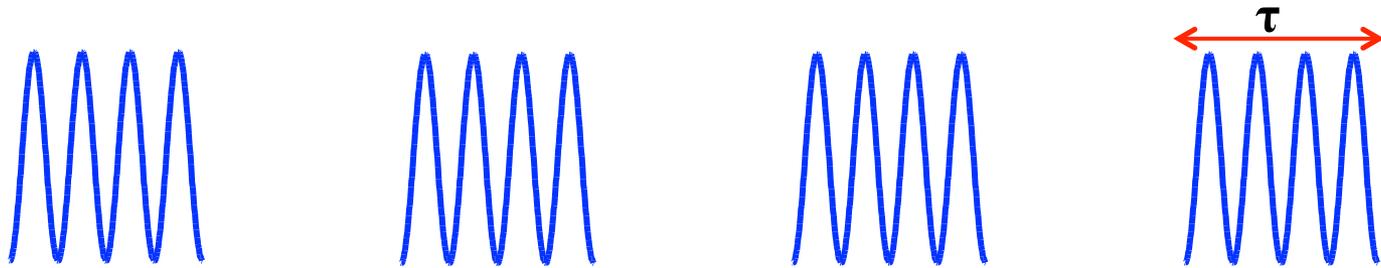
avec  $I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$  et  $I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$

$V$  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  $\tau$  ( $10^{-6}$  à  $10^{-10}$  s), émis à *des instants aléatoires* par le point source.



Les trains d'onde émis, ayant une longueur 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 :**

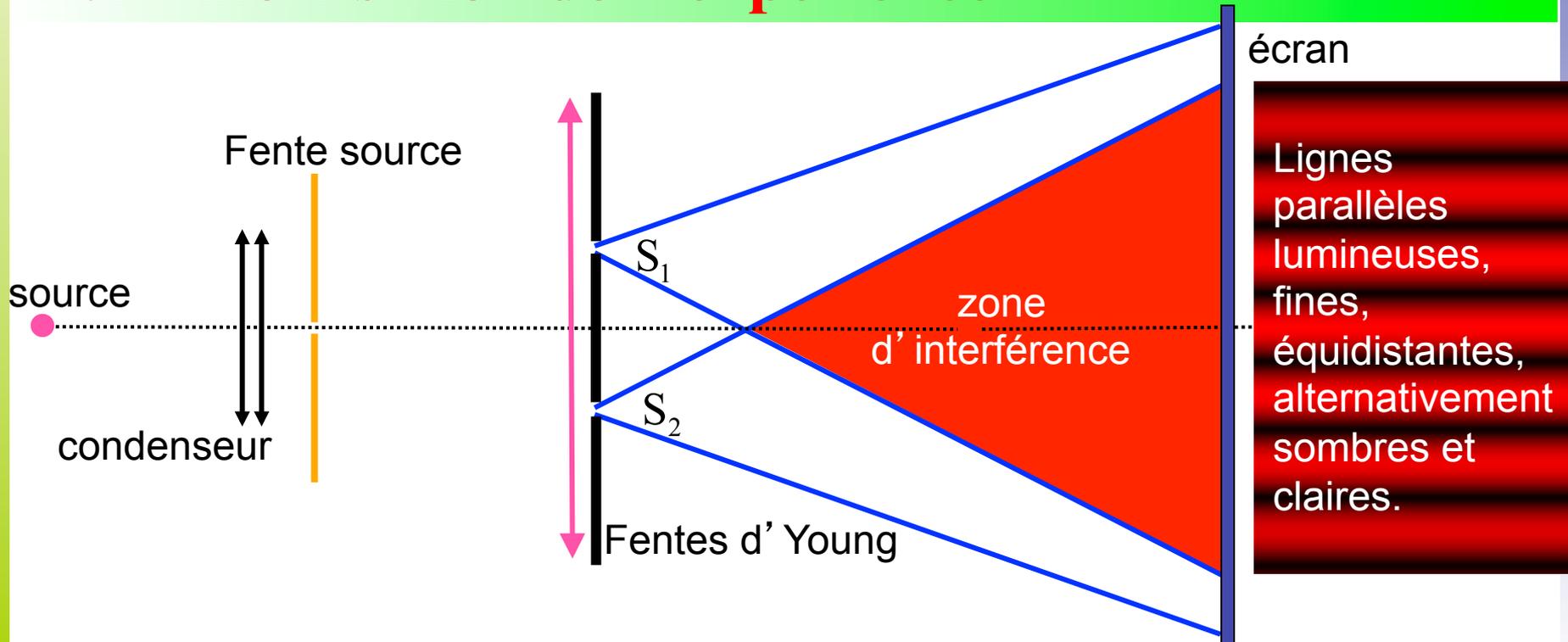
$$\delta \leq l_c$$

**Avec  $\delta$  la différence de chemin optique entre les deux ondes au point d'observation.**

## II – Théorie de l'expérience d'Young

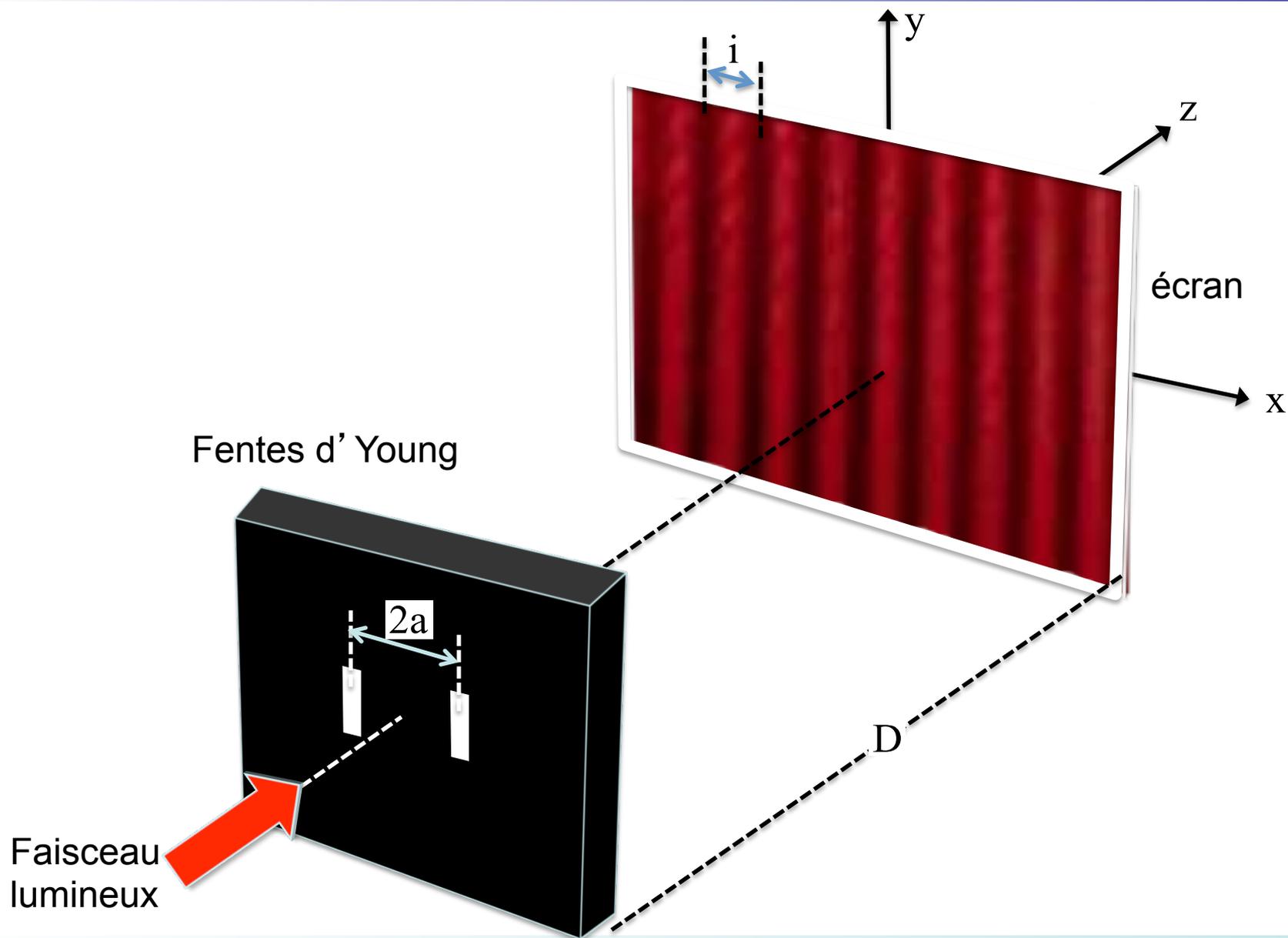
La première expérience historique qui a permis de mettre en évidence les interférences est l'expérience d'*Young* (pour des raisons de luminosité).

### II.1 – Réalisation de l'expérience

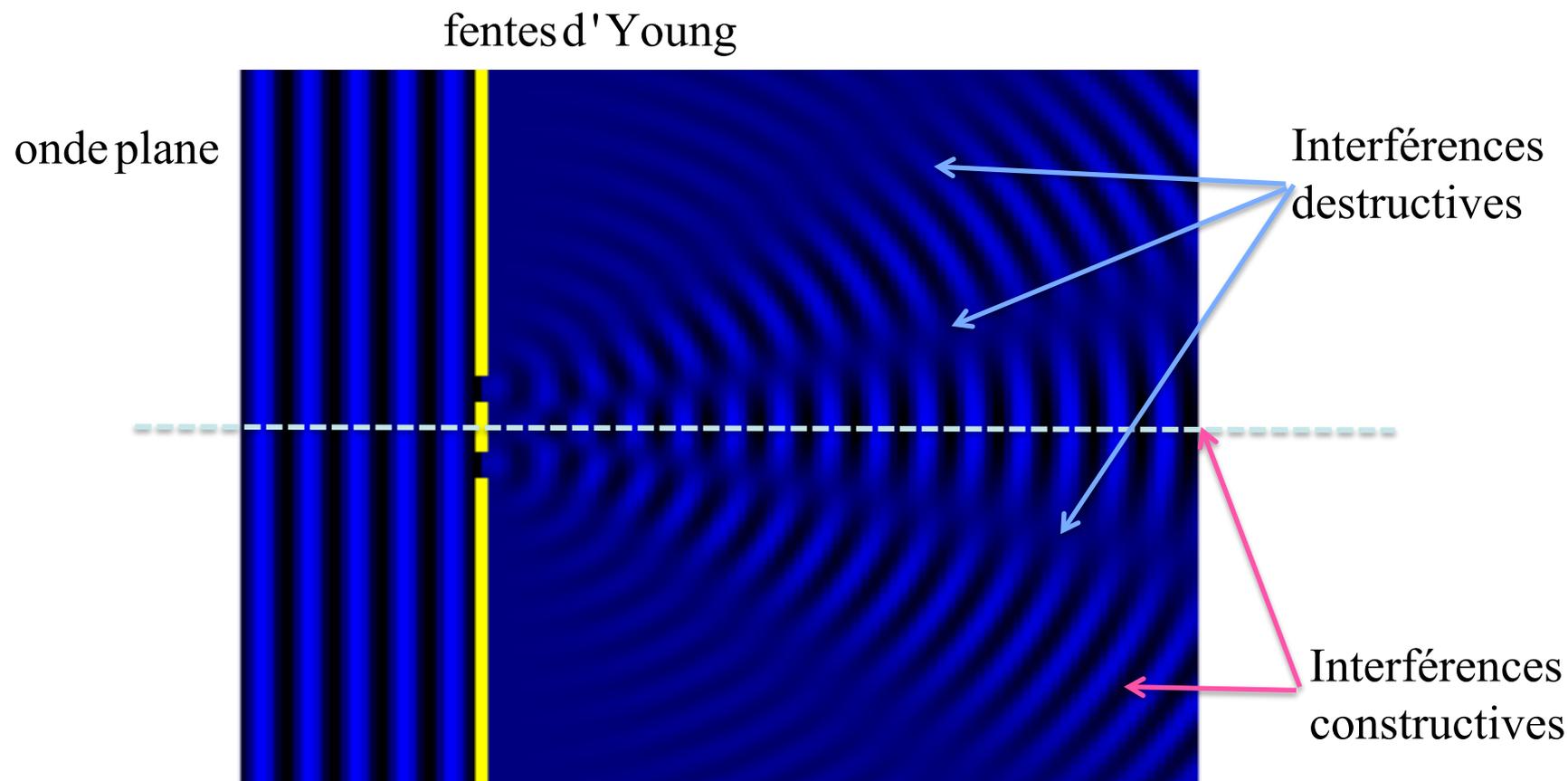


$S_1$  et  $S_2$  jouent le rôle de sources secondaires.

## 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.

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

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

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

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  $U^*$  :

$$I_M = U_M U_M^*$$

## II – Théorie de l'expérience d'Young

$$\begin{aligned} I_M &= (A_1 \exp(-i\varphi_1) + A_2 \exp(-i\varphi_2))(A_1 \exp(i\varphi_1) + A_2 \exp(i\varphi_2)) \\ &= A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 (\exp(-i(\varphi_1 - \varphi_2)) + \exp(i(\varphi_1 - \varphi_2))) \end{aligned}$$

$$I_M = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi)$$

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

L'intensité peut également s'écrire :

$$I_M = (A_1 + A_2)^2 - 4A_1 A_2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)$$

Ou encore : 
$$I_M = (A_1 - A_2)^2 + 4A_1 A_2 \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)$$

L'avantage de cette expression est de mettre en évidence la différence entre les amplitudes des deux ondes.

## II – Théorie de l'expérience d'Young

L'intensité  $I$  dépend des amplitudes  $A_1$  et  $A_2$  des deux ondes et le déphasage entre elles à leur arrivée au point  $M$ .

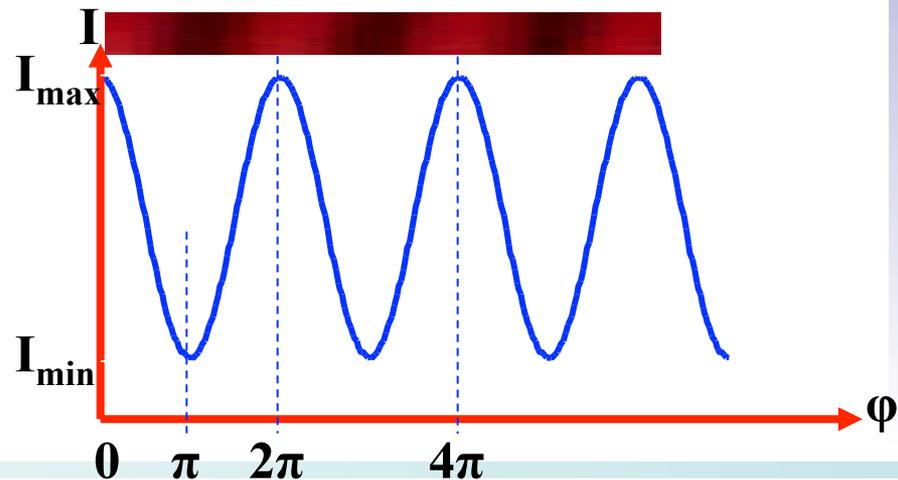
L'intensité est maximale pour  $\sin^2(\varphi/2) = 0$  :

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

L'intensité est minimale pour  $\cos^2(\varphi/2) = 0$  :

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

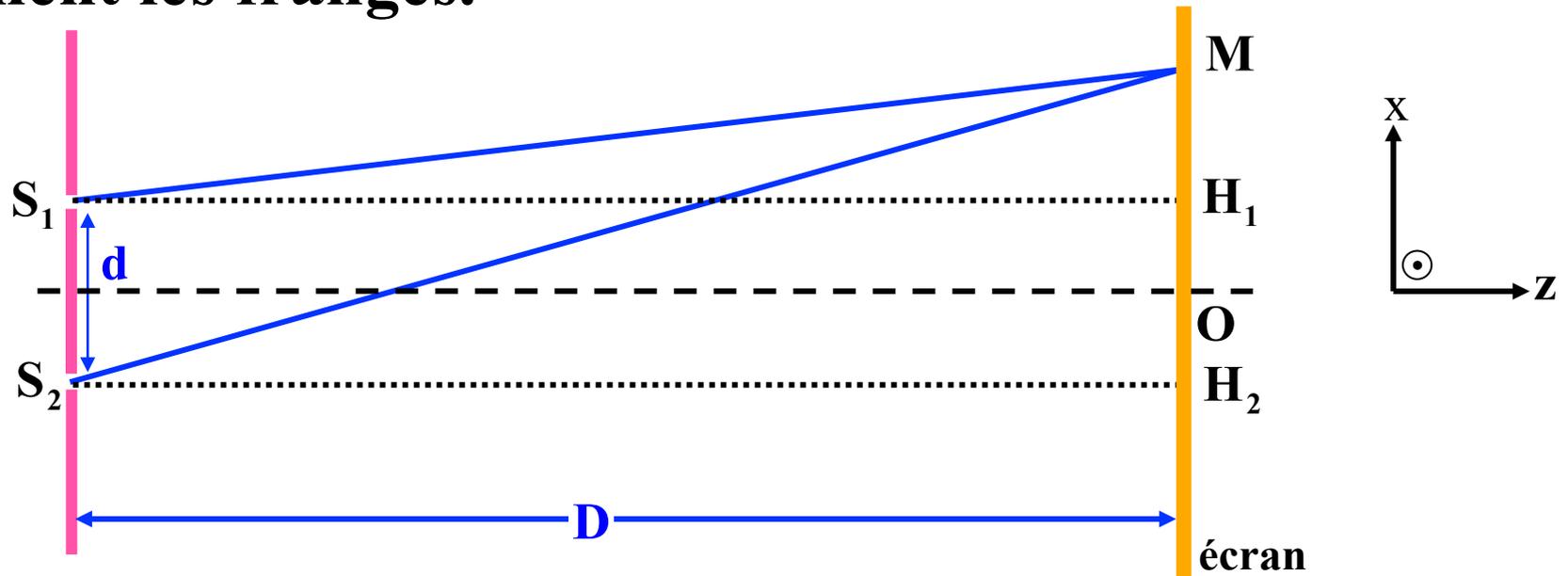
La répartition de l'intensité en fonction du déphasage se représente comme suit :



## 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. Au point M, l'intensité lumineuse  $I$  s'écrit :  $I_M = 4A^2 \cos^2(\varphi / 2)$

**La différence de marche  $\delta$  est :**

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

**L'expérience ayant lieu dans l'air  $n = 1$  et  $\lambda = \lambda_0$ .**

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

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

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

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

**En pratique,  $D > d$  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 :

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

Le déphasage est alors :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta = \frac{2\pi xd}{\lambda_0 D}$$

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

$$I_M = (A_1 - A_2)^2 + 4A_1 A_2 \cos^2 \left( \frac{\pi xd}{\lambda_0 D} \right)$$

$\varphi$  étant proportionnel à  $x$ , l'intensité en fonction de  $x$  aura la même forme la variation de  $I$  en fonction de  $\varphi$ .

## II – Théorie de l'expérience d'Young

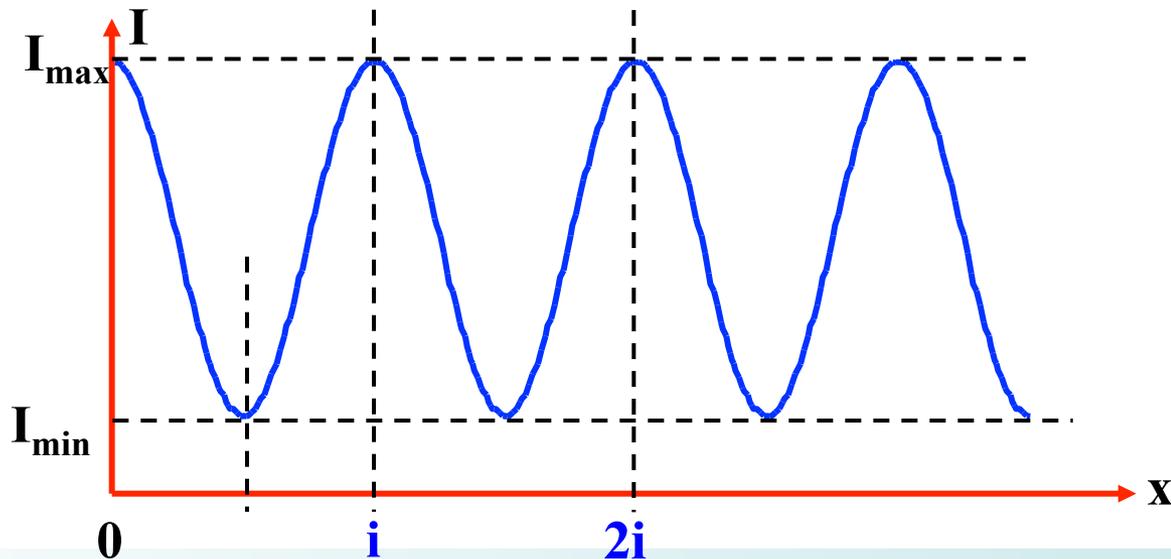
### II.5 – Franges d'interférence

$I(M)$  est maximale quand :  $\frac{\pi x d}{\lambda_0 D} = m\pi$  (m est un entier)

$\Rightarrow \delta = \frac{x d}{D} = m\lambda_0$  et  $x = m \frac{\lambda_0 D}{d} = m \times i$

$$i = \frac{\lambda_0 D}{d}$$

est l'interfrange, constante indépendante de x, les interfranges sont équidistantes.



## II – Théorie de l'expérience d'Young

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

⇒ 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  $\lambda$ .

## II – Théorie de l'expérience d'Young

L'ordre d'interférence  $p$  est défini comme le rapport de la différence de marche  $\delta$  sur la longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$  :

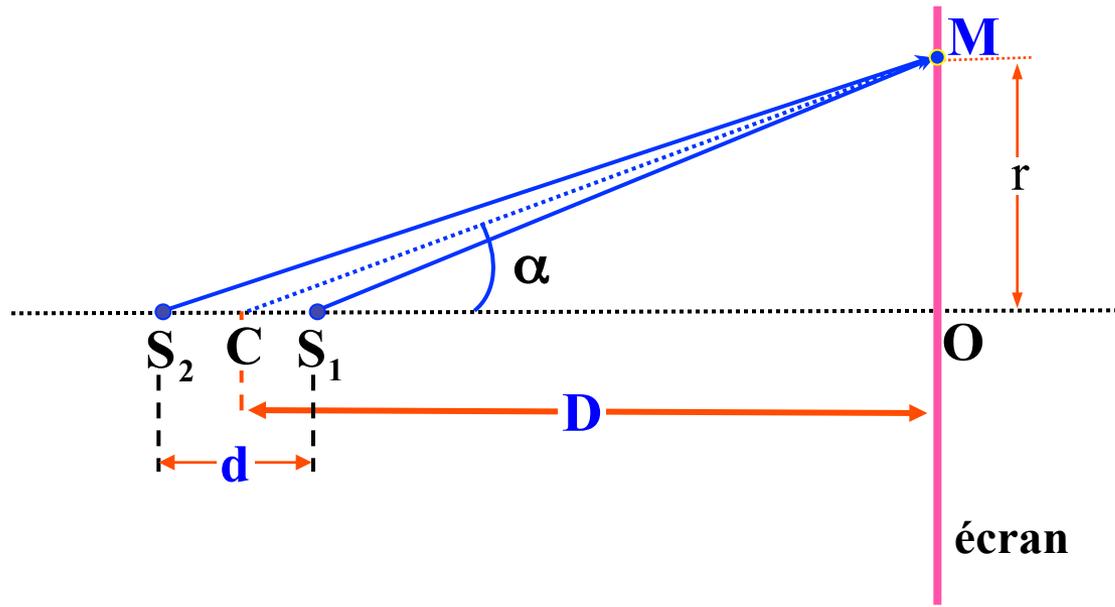
$$p = \frac{\delta}{\lambda_0}$$

- ✓ 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.



### III – Ecran perpendiculaire aux sources

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



### III – Ecran perpendiculaire aux sources

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

$$\begin{aligned} L_{S_2 M} &= S_2 M = \left| \overrightarrow{S_2 C} + \overrightarrow{C M} \right| \\ &= \sqrt{\left( \frac{D}{\cos(\alpha)} \right)^2 + \left( \frac{d}{2} \right)^2} + dD \end{aligned}$$

Pour un écran placé loin des sources ( $D \gg d$ ) :

$$\begin{aligned} L_{S_2 M} &= \frac{D}{\cos(\alpha)} \sqrt{1 + \left( \frac{d \cdot \cos(\alpha)}{2D} \right)^2} + \frac{d \cdot \cos^2(\alpha)}{D} \\ &\approx \frac{D}{\cos(\alpha)} + \frac{d \cdot \cos(\alpha)}{2} \end{aligned}$$

### III – Ecran perpendiculaire aux sources

De la même manière, on calcule :

$$L_{S_1M} \approx \frac{D}{\cos(\alpha)} - \frac{d \cdot \cos(\alpha)}{2}$$

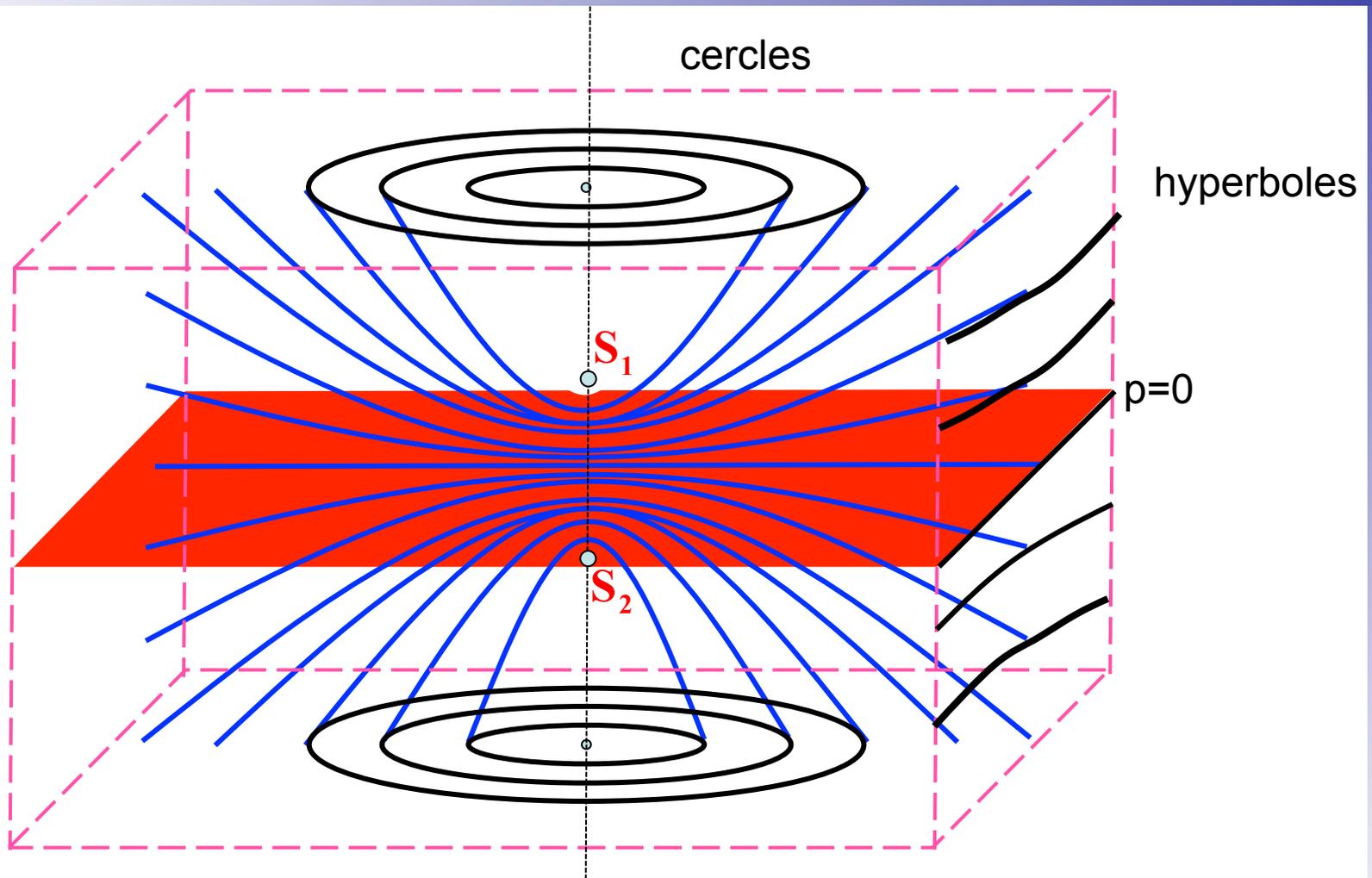
On obtient donc pour la différence de chemin optique :

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

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

**Remarque** : De par la symétrie axiale autour de  $S_1S_2$ , la forme des franges était prévisible sans même que le calcul de  $\delta$  soit nécessaire.

# III – Ecran perpendiculaire aux sources



Les courbes qui vérifient  $\delta = \text{constante}$  sont des hyperboloïdes de foyer  $S_1$  et  $S_2$ .

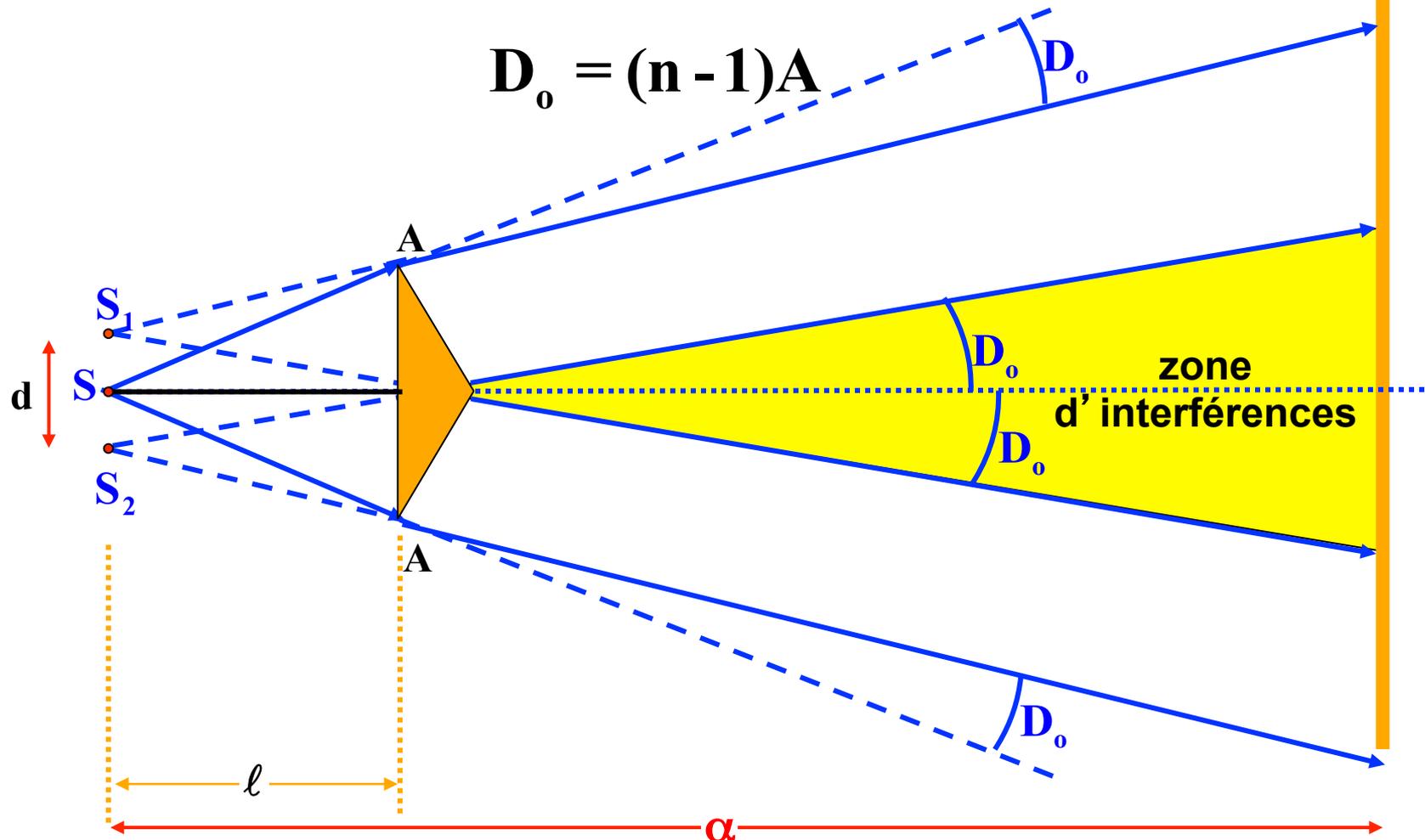
## IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde

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  $d = S_1S_2$  s'exprime en fonction de  $A$ ,  $n$  et  $\ell$  :

$$d = S_1S_2 = 2D_0 \ell = 2(n - 1)A\ell$$

## 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.

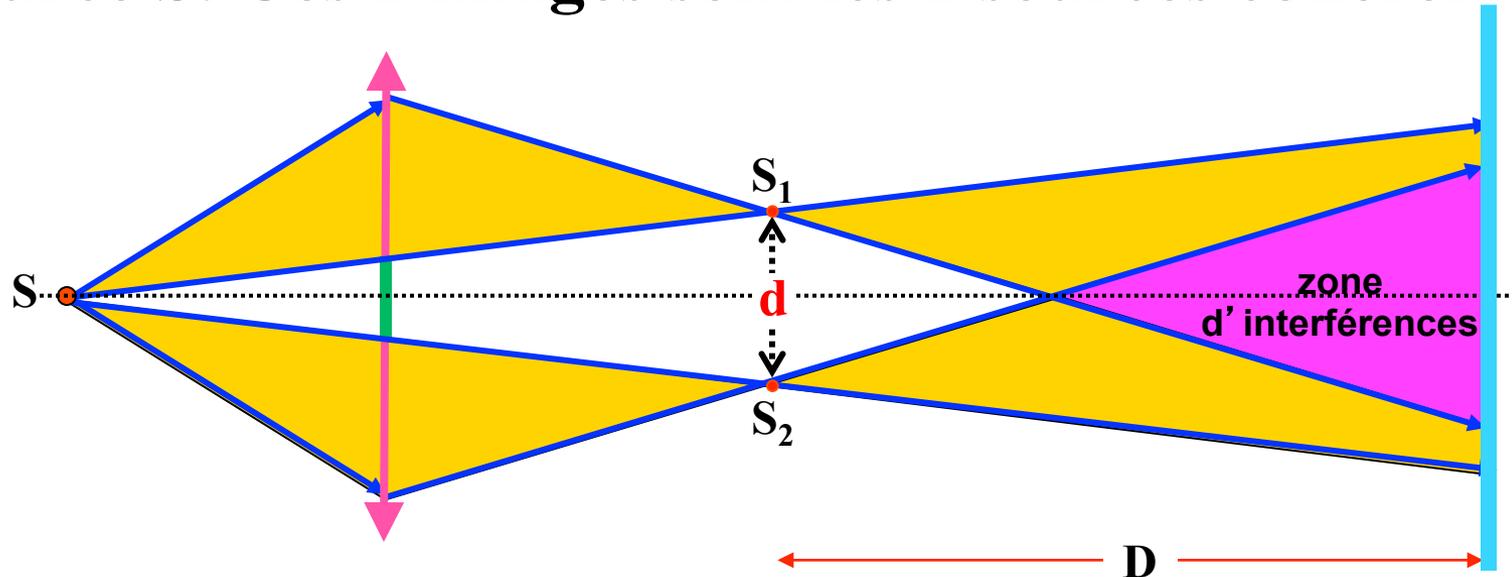
Dans le plan médian, les 2 faisceaux parcourent la même distance. La différence de marche optique est nulle : ce plan est lumineux.

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

# IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde

## 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.

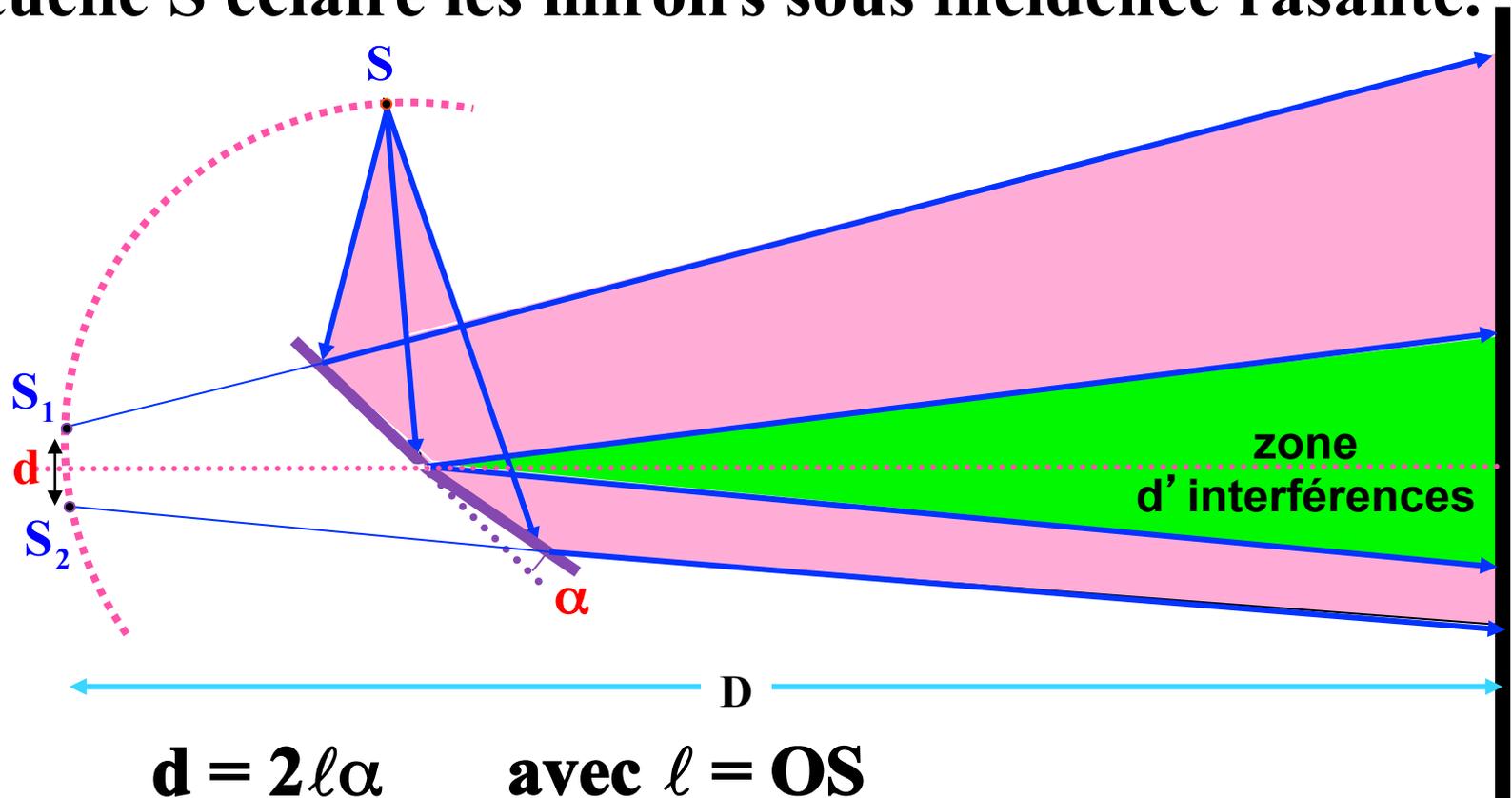


Les mêmes relations que précédemment sont encore valables.

# IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde

## IV.3 – Miroirs de Fresnel

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



## **IV – Interféromètre à diviseurs de front d'onde**

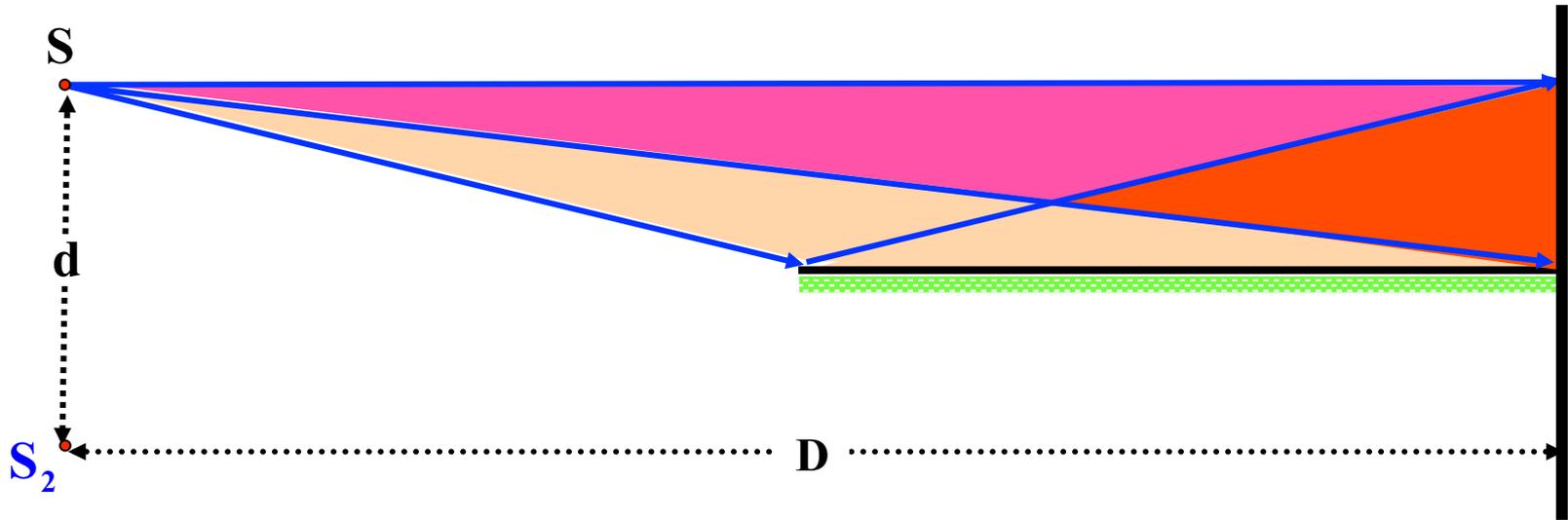
**Le faisceau issu de S se réfléchit sur chacun des miroirs : on obtient deux images  $S_1$  et  $S_2$  de la source, l'une à travers le miroir  $M_1$ , l'autre à travers le miroir  $M_2$ . ( $S_1$  est le symétrique de S par rapport au miroir  $M_1$  et  $S_2$  est le symétrique de S par rapport au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

**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 – Interféromètre à diviseurs de front d'onde

### IV.4 – 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 réfléchit sur le miroir semble provenir de  $S_2$ .  $S_2$  est le symétrique de S par rapport au miroir plan.

### IV.5 – Intérêt des interféromètres

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

Les relations obtenues permettent de déterminer :

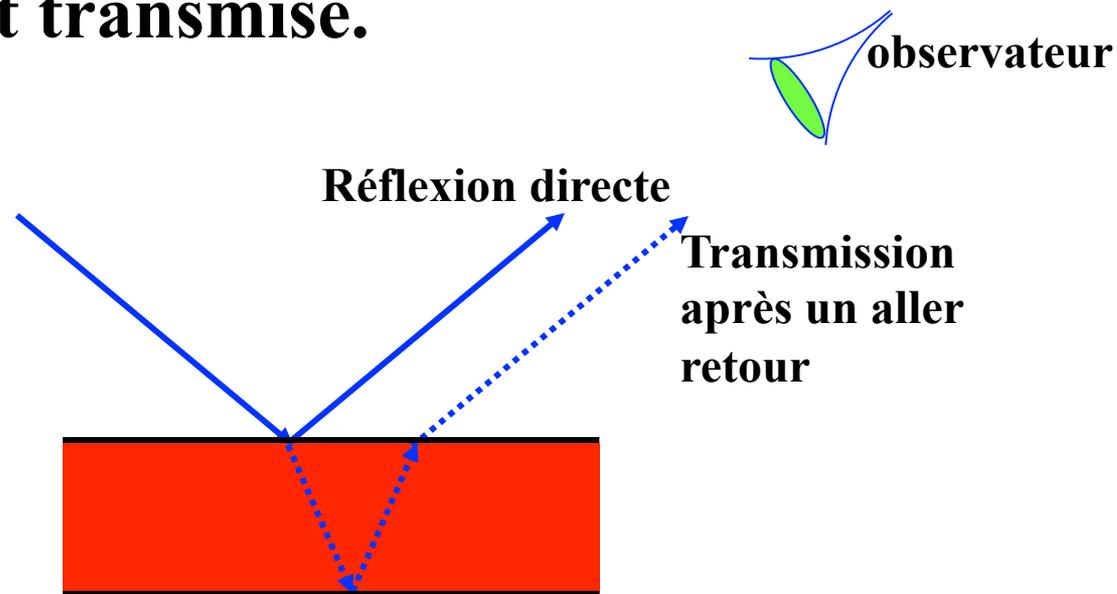
- ✓ une longueur d'onde inconnue par mesure d'interfrange,
- ✓ l'épaisseur ou l'indice d'un corps introduit dans l'un des bras de l'interféromètre, par mesure de déplacement des franges.

# 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.

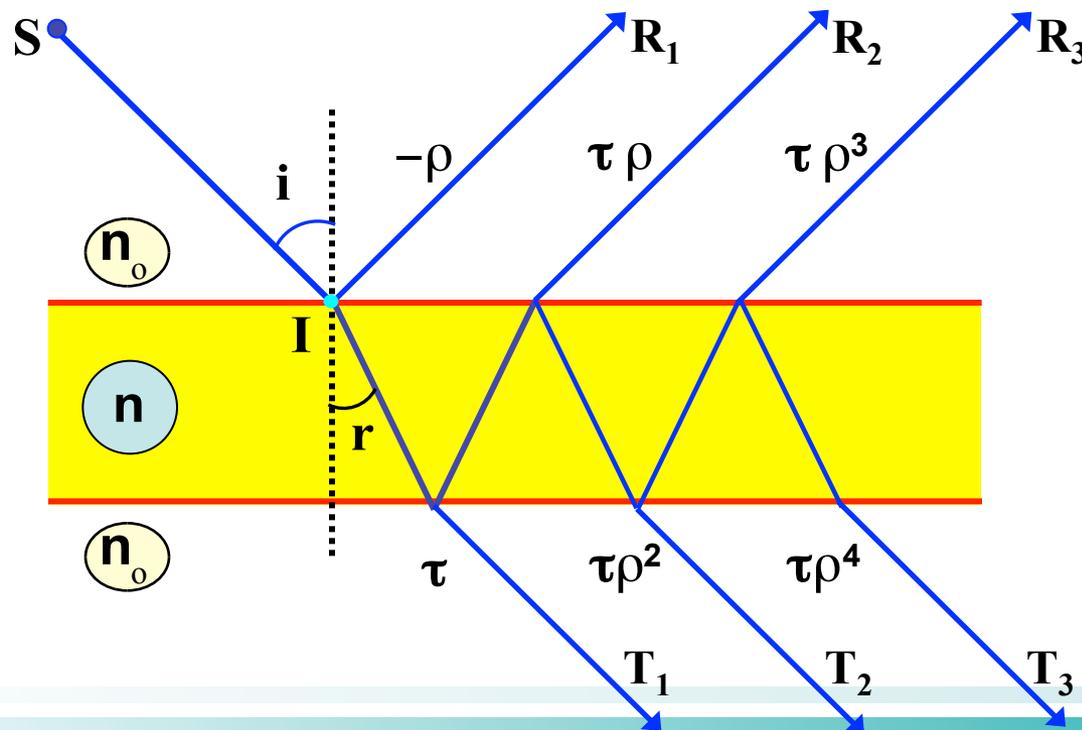
Une partie de l'amplitude incidente est réfléchi, alors que l'autre est transmise.



Les 2 faisceaux qui interfèrent 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  $I_0$ , a une incidence faible sur le premier dioptre.



$$\rho_{ij} = \frac{\mathbf{n}_i - \mathbf{n}_j}{\mathbf{n}_i + \mathbf{n}_j}$$

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

$$t_{ij} = \frac{2\mathbf{n}_i}{\mathbf{n}_i + \mathbf{n}_j}$$

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

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 :

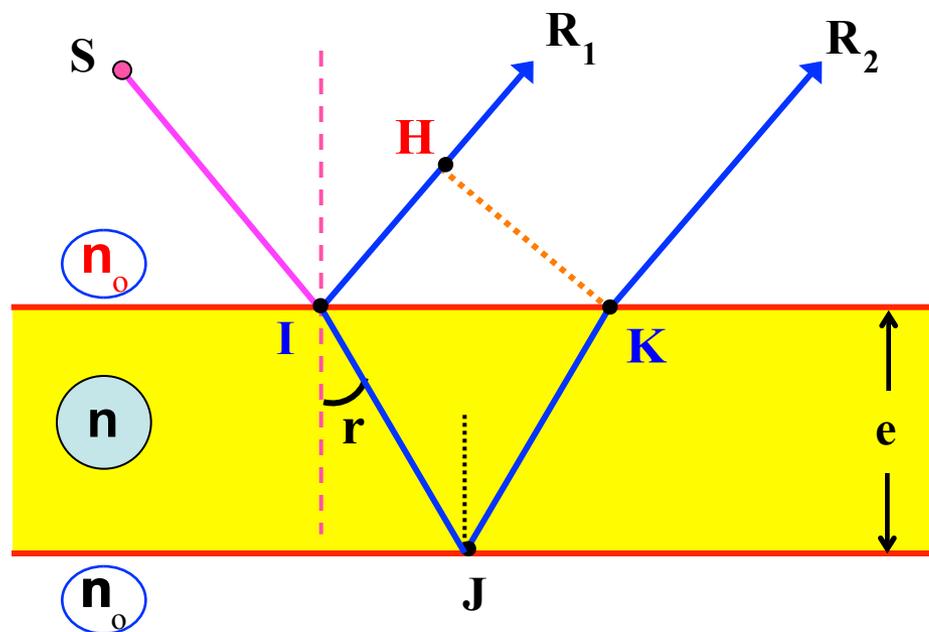
$R_1$	$R_2$	$R_3$	$T_1$	$T_2$	$T_3$
$\rho$	$\tau \rho$	$\tau \rho^3$	$\tau$	$\tau \rho^2$	$\tau \rho^4$
0,2	0,192	0,0077	0,96	0,04	0,0015

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.

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

La différence de marche  $s'$  écrit :

$$\delta = n(IJ + JK) - IH + \frac{\lambda_0}{2}$$

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

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

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

$$\delta = \frac{2ne}{\cos(r)} - \frac{2ne \sin^2(r)}{\cos(r)} + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2ne(1 - \sin^2(r))}{\cos(r)} + \frac{\lambda_0}{2}$$

$$\delta = 2ne \cdot \cos(r) + \frac{\lambda_0}{2}$$

# V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

## V.1.3 – Déphasage entre les deux faisceaux

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

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta$$

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  $\pi$ , si  $n_1 < n_2$ .

Le déphasage total est alors :

$$\varphi = \frac{4\pi n e \cdot \cos(r)}{\lambda_0} + \pi$$

## V.1.4 – Figures d'interférences

Pour obtenir des franges brillantes, le déphasage entre deux rayons qui interfèrent doit être un multiple de  $2\pi$ .

On en déduit :

$$\cos(r) = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{4ne}$$

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

Tous les rayons émergents qui interfèrent 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 d'interférence donne le numéro de l'anneau :

$$p = \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{2ne \cdot \cos(r)}{\lambda_0} + \frac{1}{2}$$

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

$$p_0 = \frac{2ne}{\lambda_0} + \frac{1}{2}$$

Soit  $i_m$  le rayon angulaire du  $m^{\text{ième}}$  anneau.

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

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

L' ordre interférence du  $m^{\text{ième}}$  anneau vaut :

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

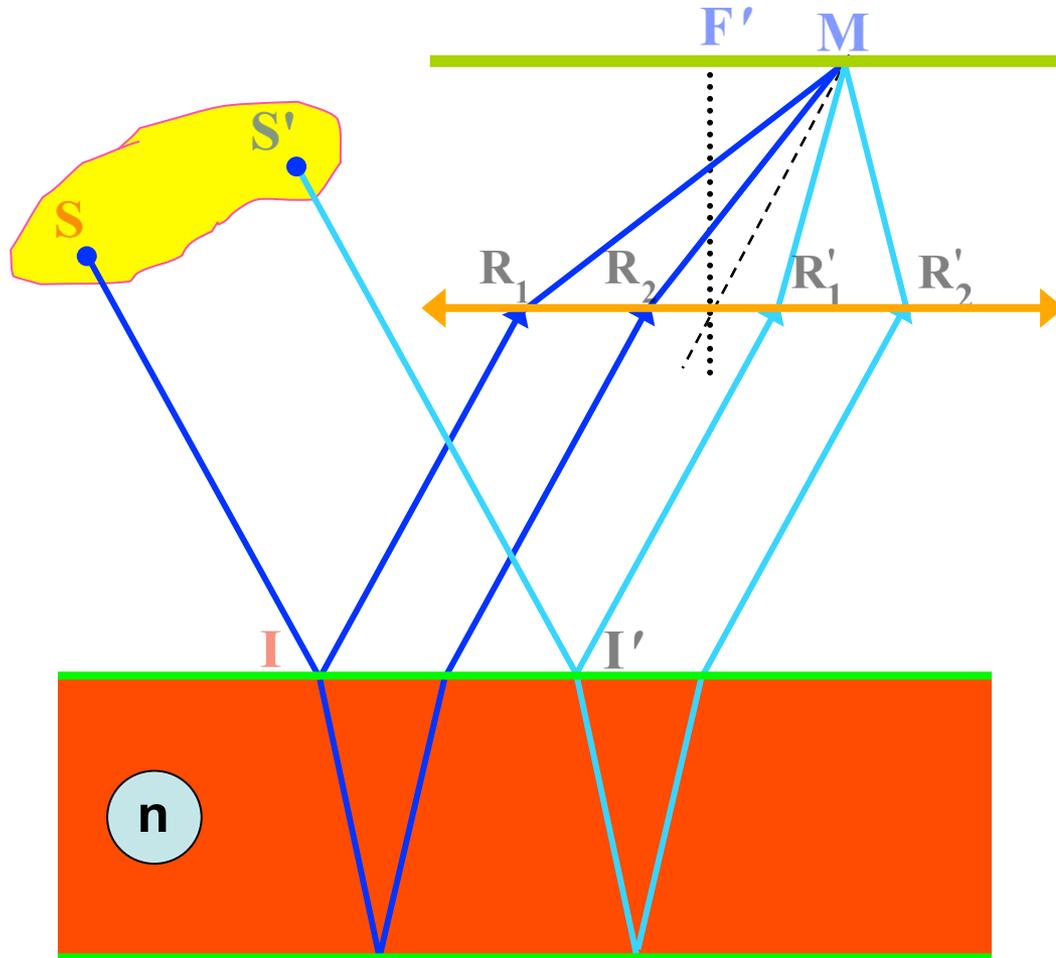
En linéarisant la relation de *Snell-Descartes* ( $i = nr$ ) on déduit :

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

Le rayon angulaire du  $m^{\text{ième}}$  anneau :

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

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.

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

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

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

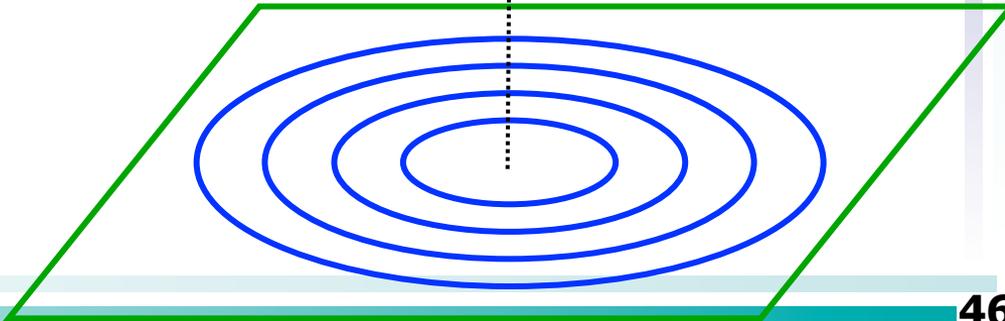
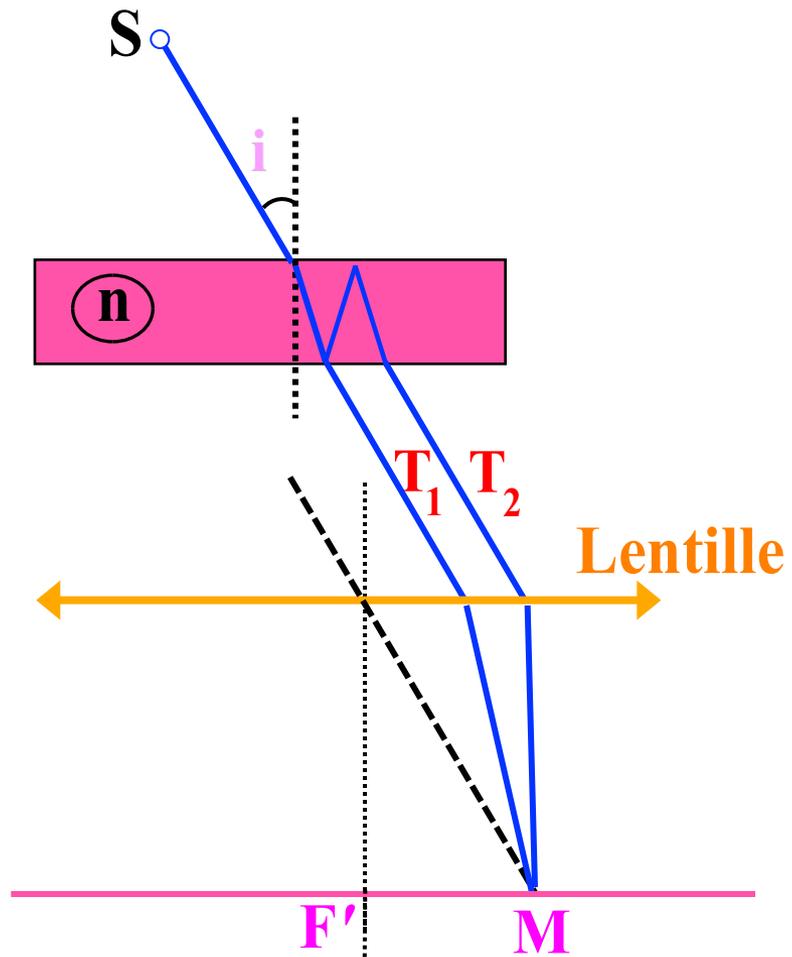
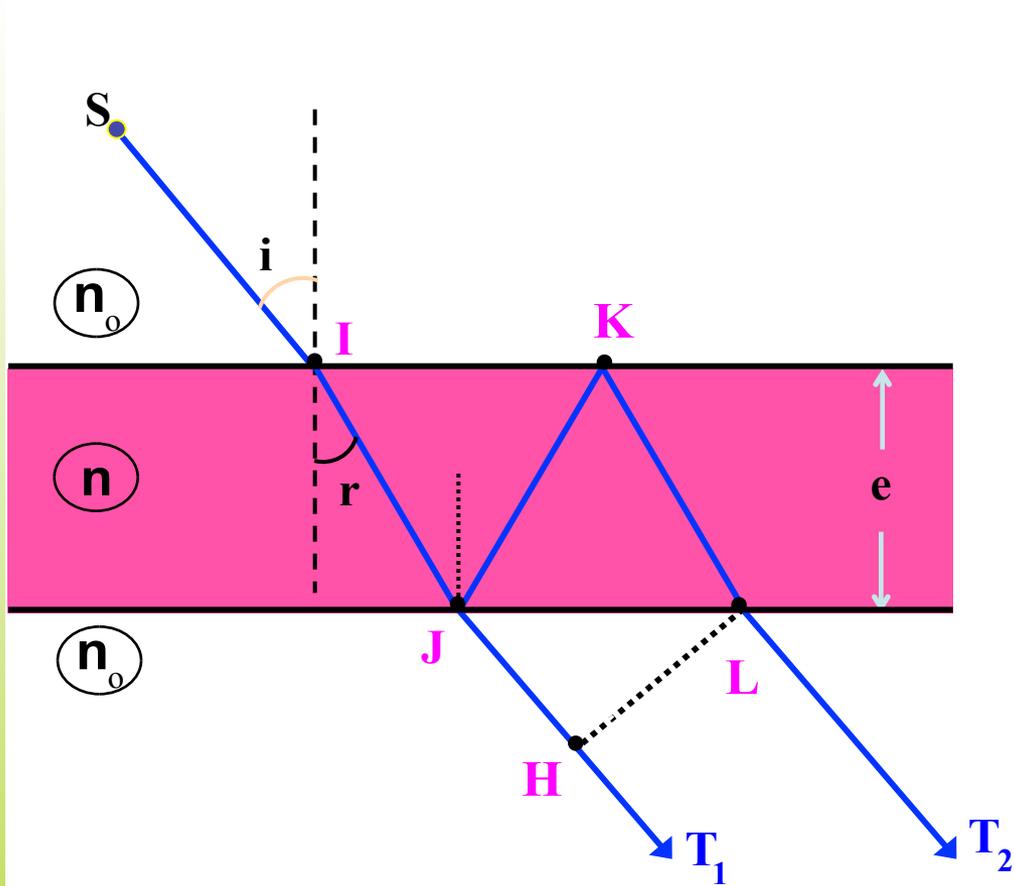
Par suite

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

## 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  $\varphi$  ne comporte pas le terme supplémentaire  $\pi$ .

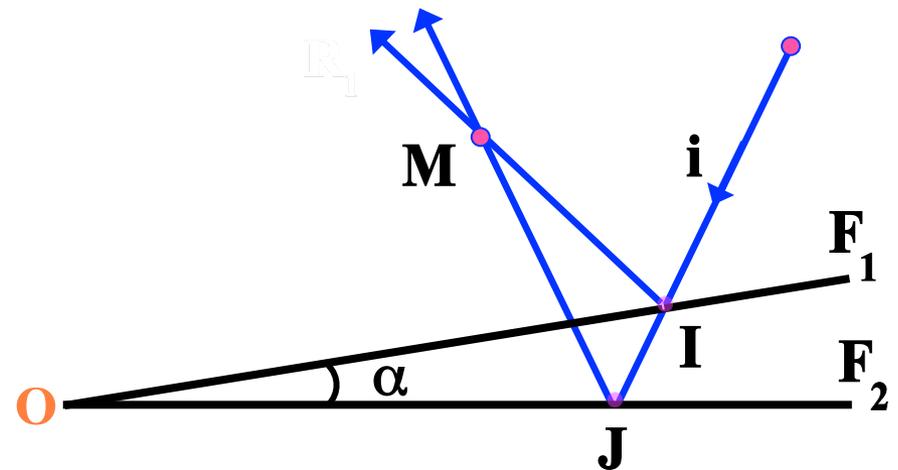
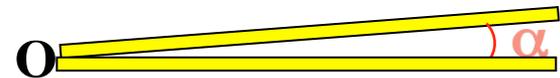


# V – Interféromètre à diviseurs d' amplitude

## V.2 – Coin d' air

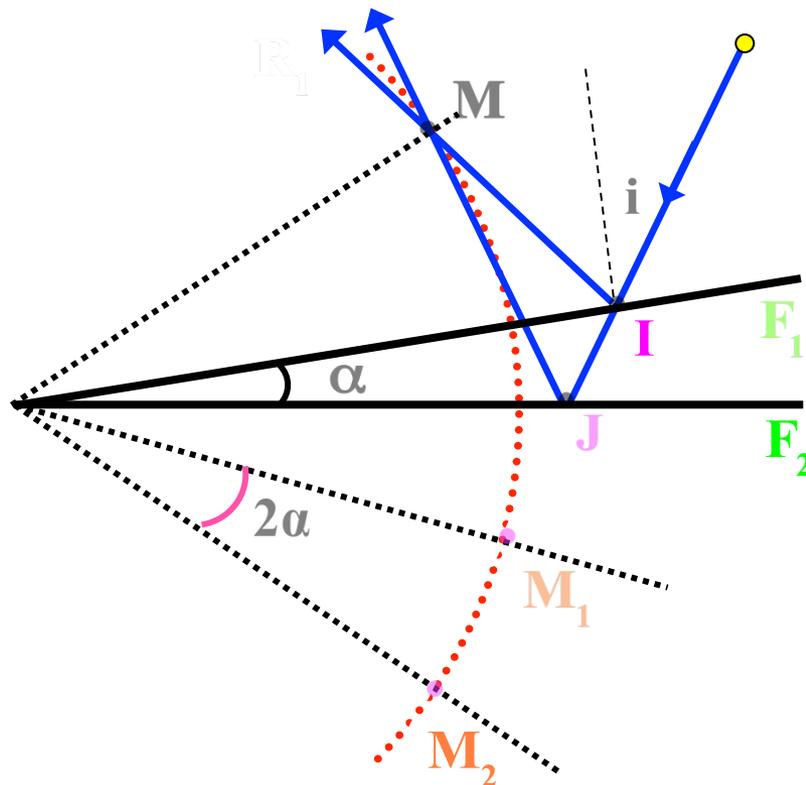
Le coin d' air est réalisé par deux lames de verre ayant un arrête commune et faisant entre elles un très petit angle  $\alpha$ .

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 droite OM est le lieu des points de rencontres des rayons qui se réfléchissent sur les faces  $F_1$  et  $F_2$ . Les *franges sont localisées* sur le plan qui a pour trace, la droite OM.



$$IM = IM_1 = IJ + JM_1$$

et

$$JM = JM_2$$

## V – Interféromètre à diviseurs d' amplitude

Réflexion sur  $F_1$  en I (verre-air) et réflexion sur  $F_2$  en J (air-verre) donnent pour la différence de marche en M :

$$\delta(M) = (IJ + JM + \lambda / 2) - IM$$

$$\Rightarrow \delta = M_1M_2 + \lambda / 2$$

Posons  $OM = OM_1 = OM_2 = b$

$$\Rightarrow \delta = 2b \sin\alpha + \lambda/2$$

Au voisinage de l'incidence normale lorsque  $\alpha \rightarrow 0$  le point M  $\rightarrow$  I.

La surface de localisation des franges se confond alors avec celle de la lame de verre. Au point I l'épaisseur de la lame est :

$$e_I = 2b \cdot \sin\alpha$$

## V – Interféromètre à diviseurs d' amplitude

La différence de marche s'écrit :

$$\delta = e_I + \frac{\lambda}{2}$$

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

**Franges Brillantes**  $\delta = e_I + \frac{\lambda}{2} = m\lambda \Rightarrow e_I = \left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda$

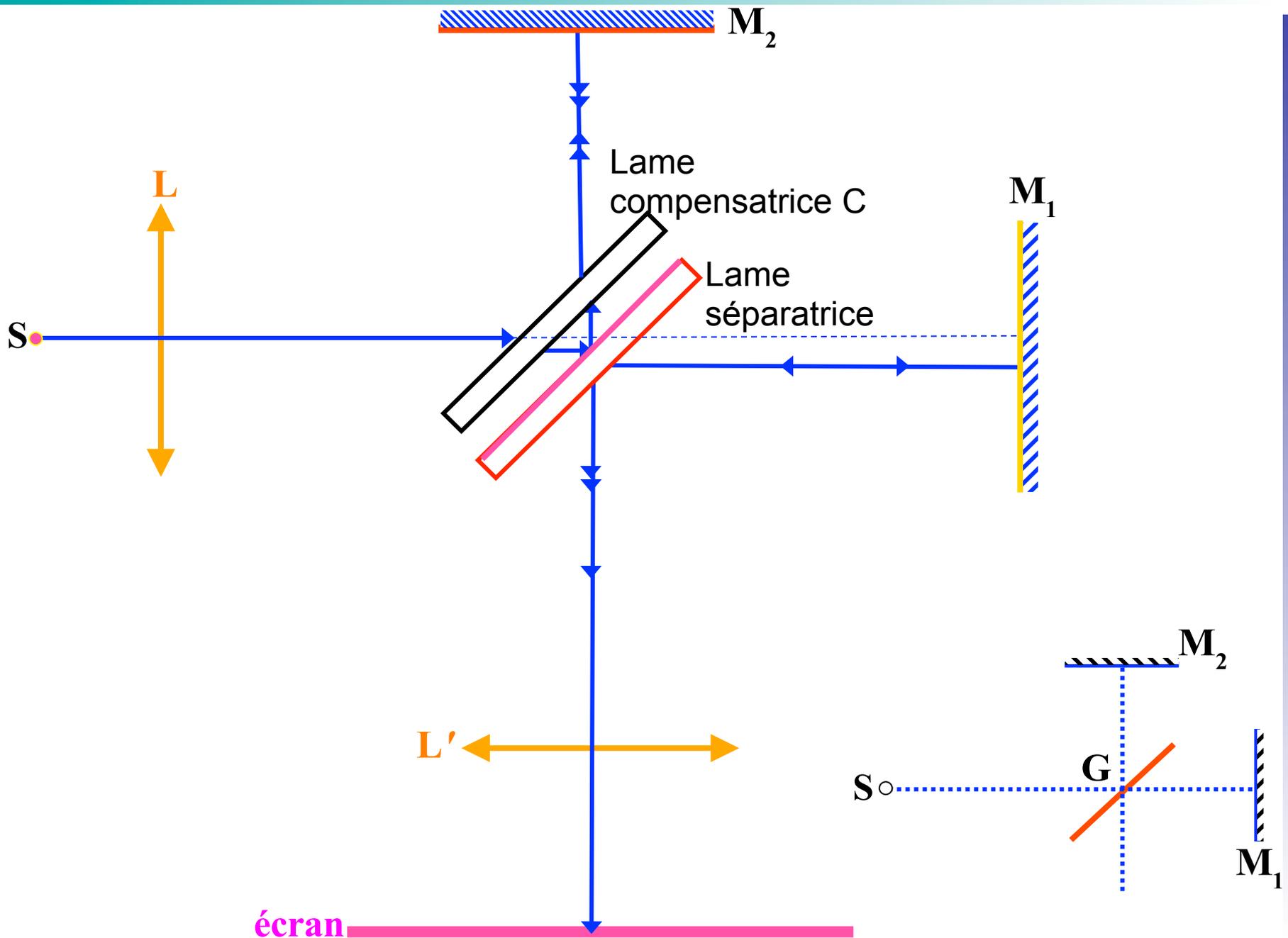
**Franges Sombres**  $\delta = e_I + \frac{\lambda}{2} = (m + 1/2)\lambda \Rightarrow e_I = m\lambda$

## **V – Interféromètre à diviseurs d' amplitude**

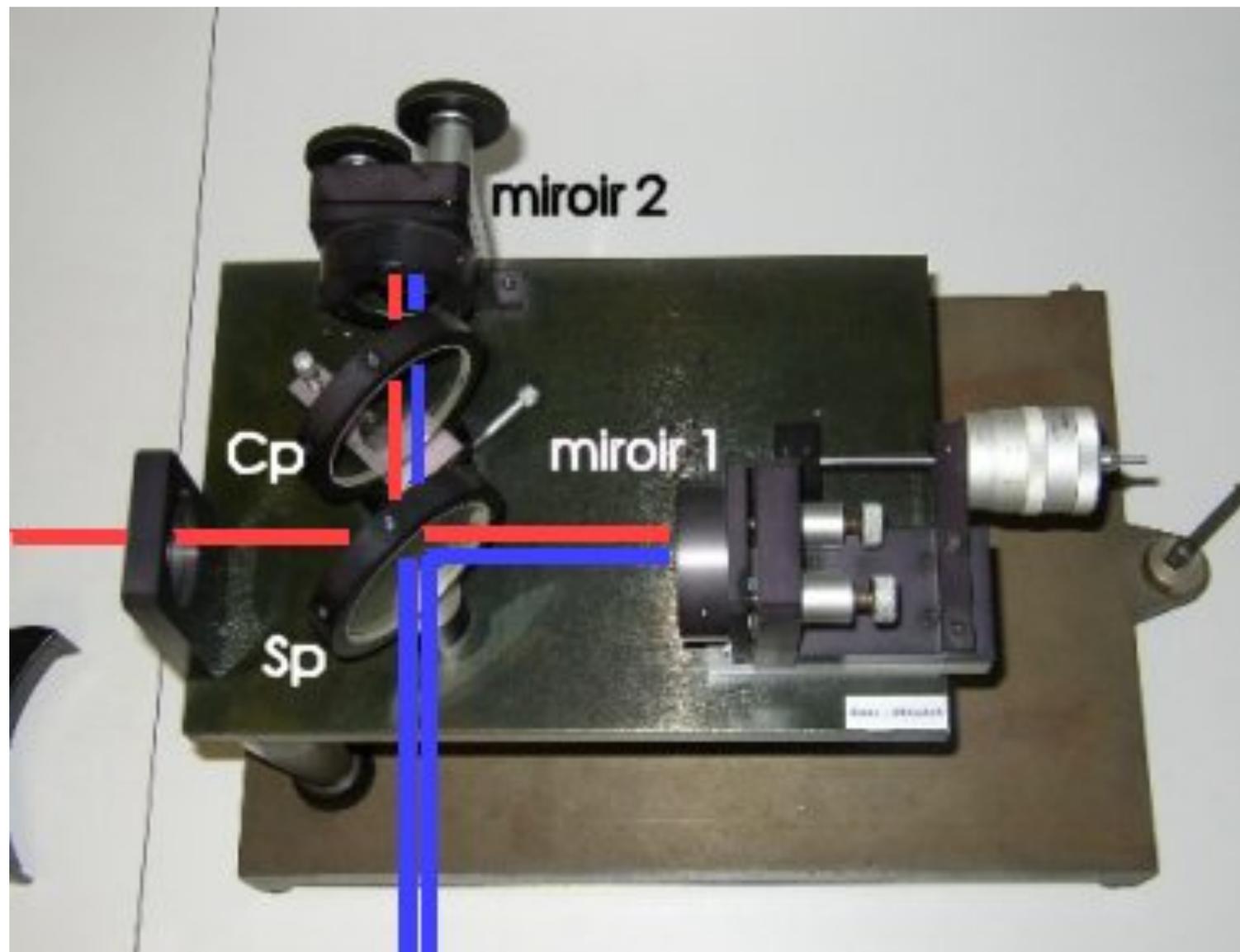
### **V.3 – Interféromètre de Michelson**

**Il est constitué de 2 miroirs plans et d' une lame semi-réfléchissante placée à  $45^\circ$ . 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**

**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.**

**A quoi sert la lame compensatrice C? Elle permet de rétablir une symétrie entre les 2 trajets.**

## V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

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'imagé  $M_1$  reste parallèle à  $M_2$ .

Il se forment des anneaux localisés à l'infini.

## V – Interféromètre à diviseurs d' amplitude

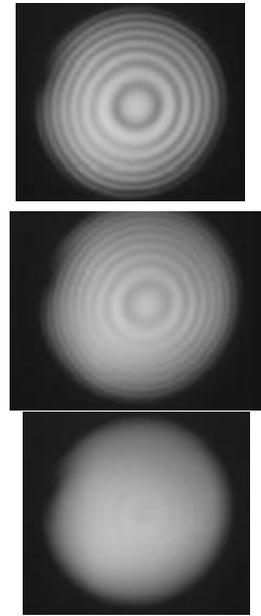
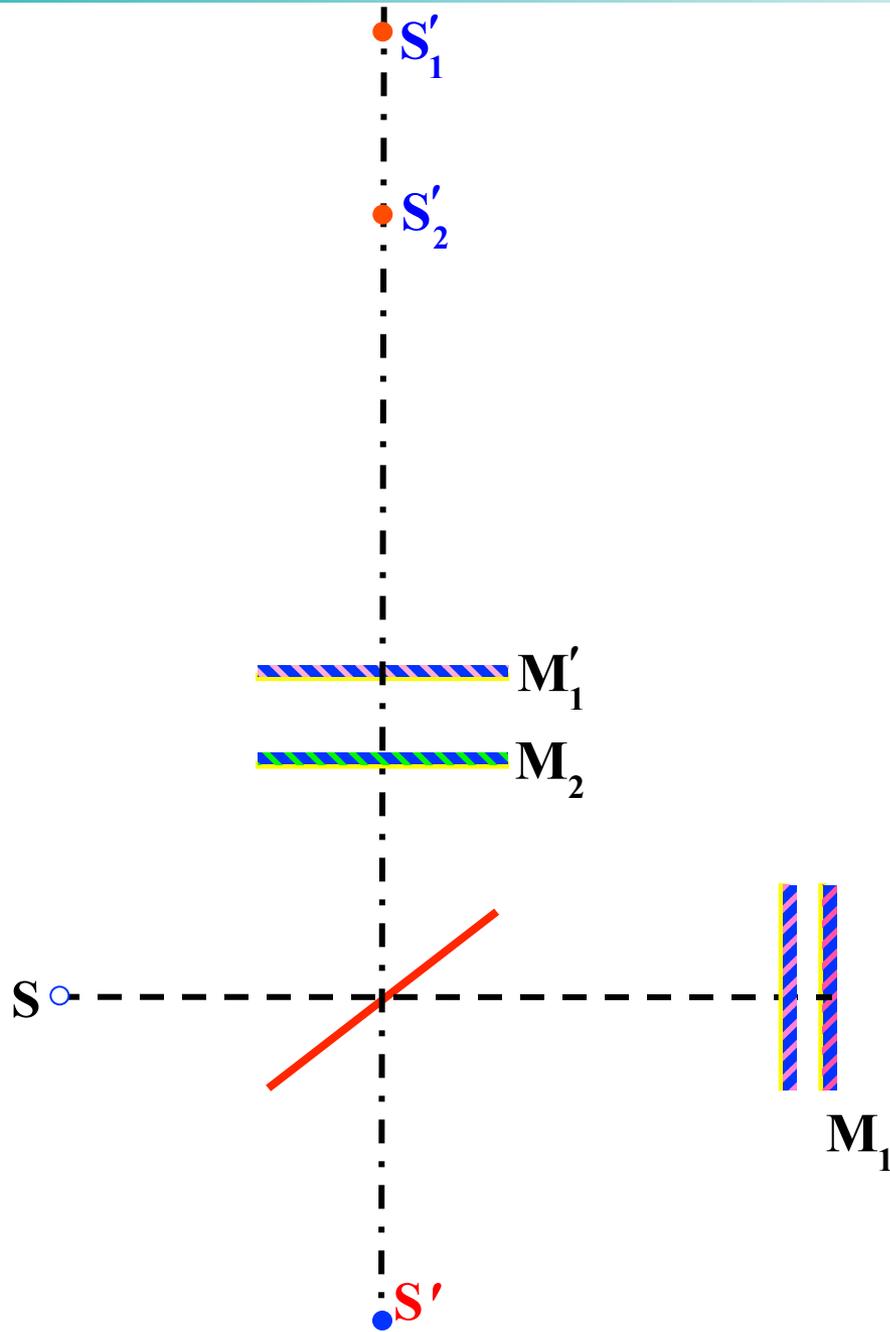
On peut montrer que ce montage est équivalent à deux miroirs  $M_2$  et  $M'_1$  parallèles entre eux et distants de  $e$ , le miroir  $M'_1$  étant l' image du miroir  $M_1$  donné par la séparatrice.

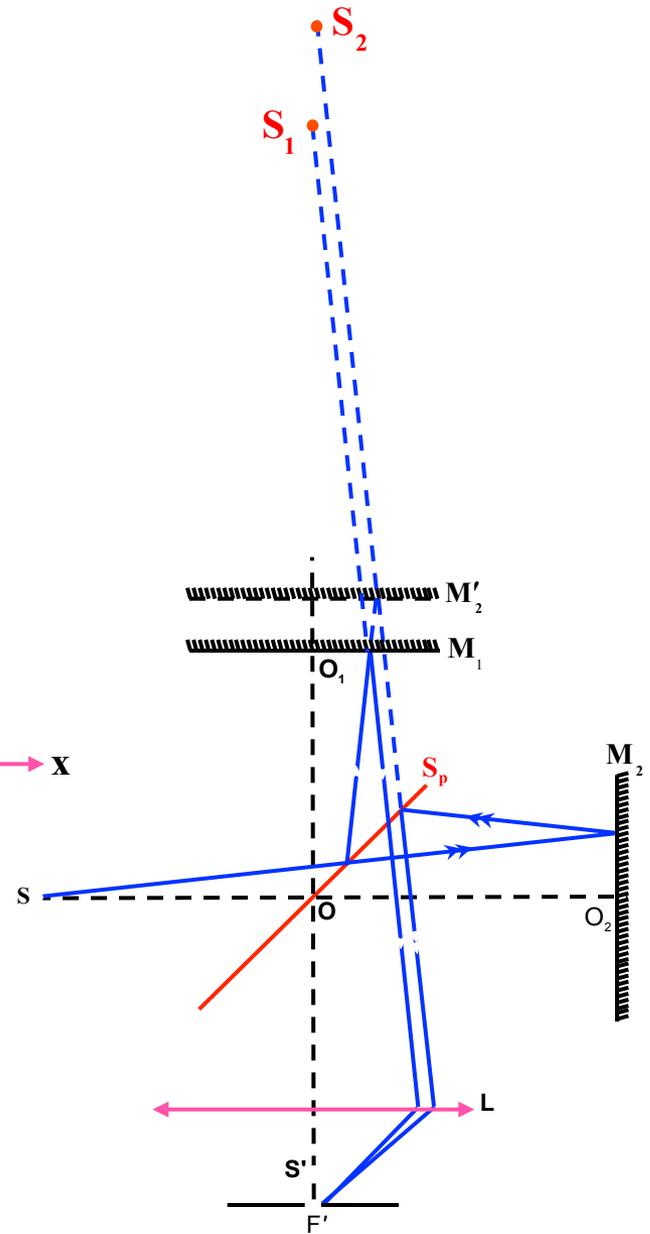
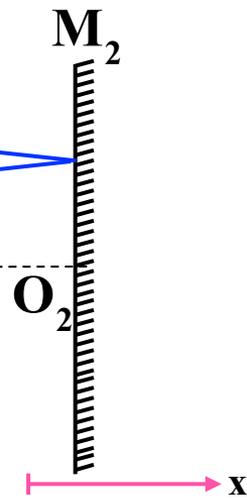
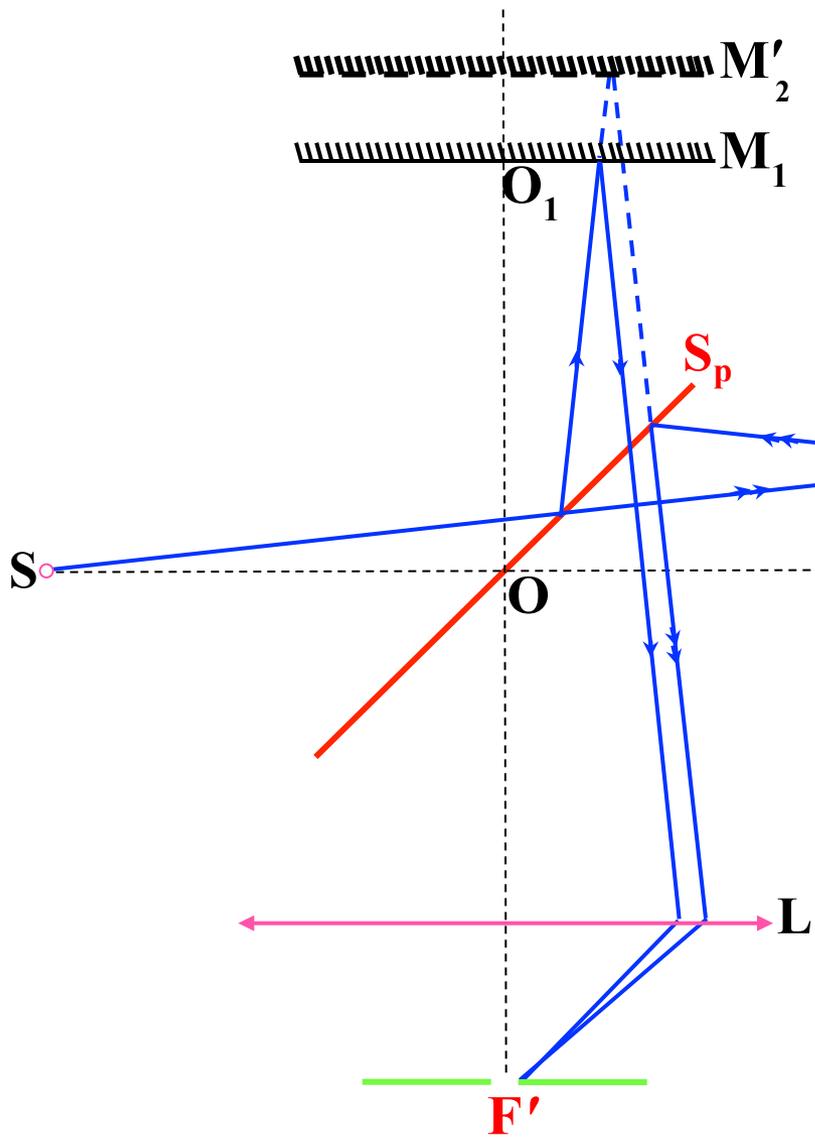
L' ensemble  $M'_1, M_2$  constitue une *lame d' air à faces parallèles* d' épaisseur  $e$ , d' indice  $n = 1$ .

Les réflexions sur les deux miroirs étant du même type la différence de marche est égale à :  $\delta = 2e \cdot \cos(r)$

$S'$  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.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  $\alpha$ , l' image  $S'_1$  tourne d' un angle  $2\alpha$ .

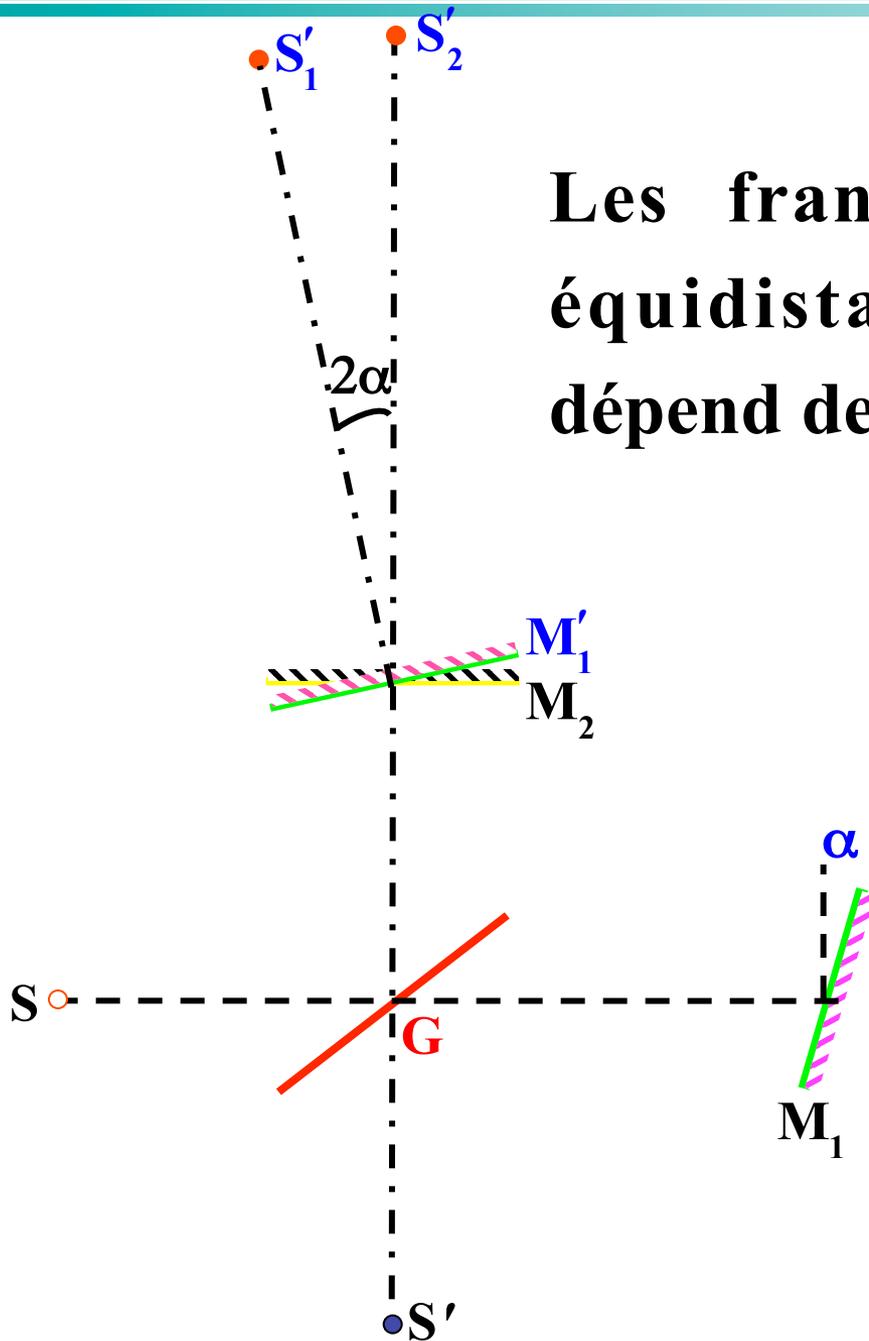
On cherche l' image de la source  $S$  à travers la séparatrice et  $M'_1$ . L' ensemble  $M'_1, M_2$  constitue un *coin d' air* d' indice  $n = 1$ .

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  $\alpha$  de  $M_1$ .



## V – Interféromètre à diviseurs d' amplitude

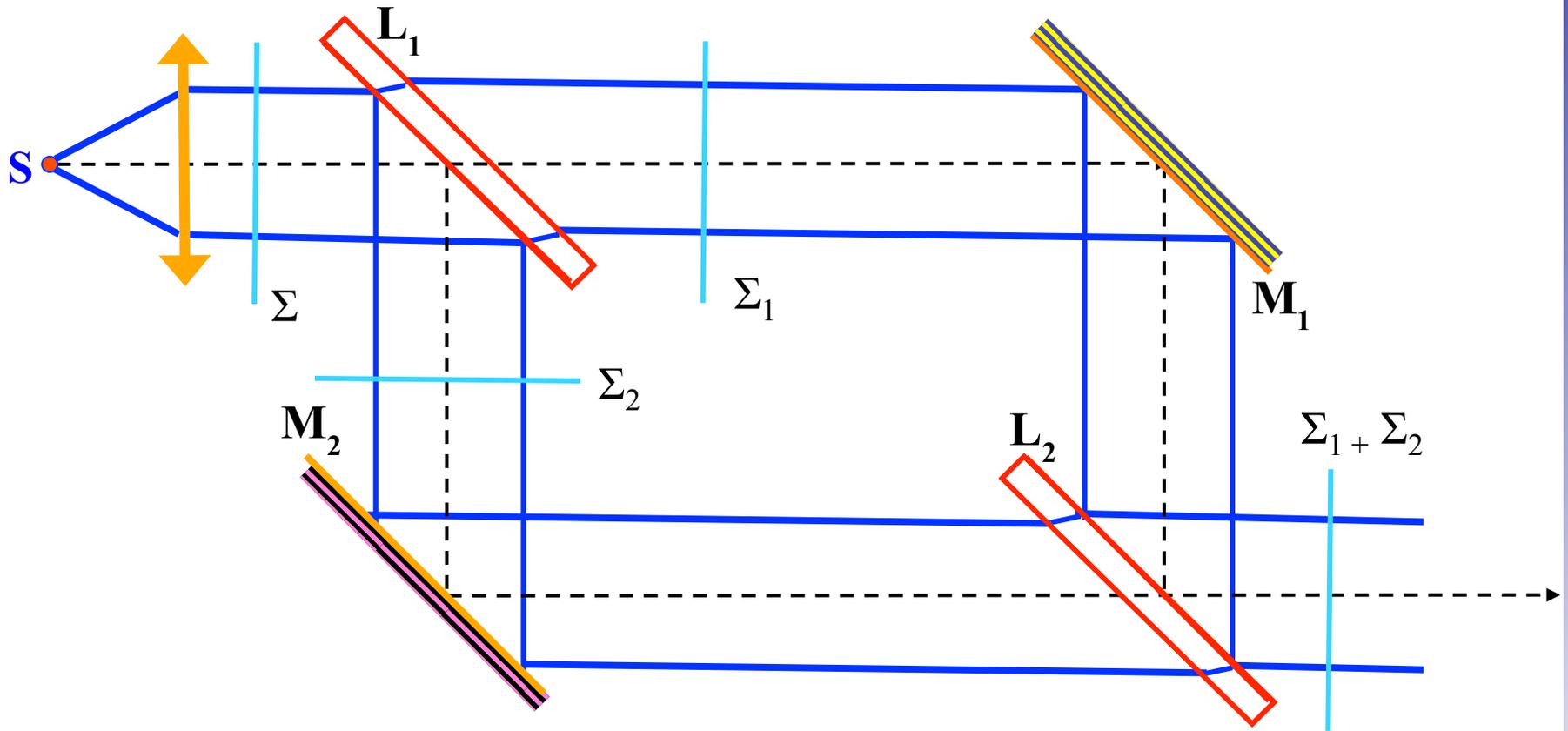
### V.4 – Interféromètre de Mach-Zender

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 – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

## V.5 – Les anneaux de Newton

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

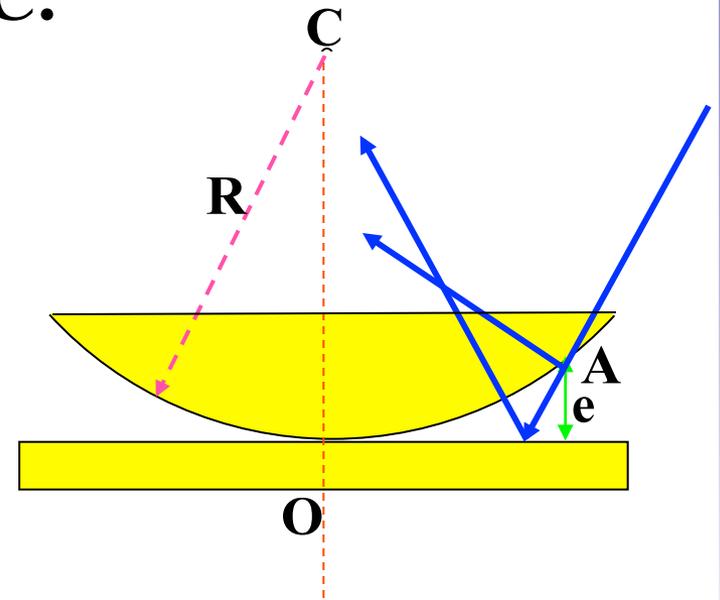
A une distance  $OA = x$  de l'axe  $OC$ .

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

$$\text{Or } e \ll R \quad \Rightarrow \quad e \approx \frac{x^2}{2R}$$

En incidence normale :

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



## V – Interféromètre à diviseurs d'amplitude

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

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

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  $\delta = (p + 1/2)\lambda$  :

$$x = pR\lambda$$

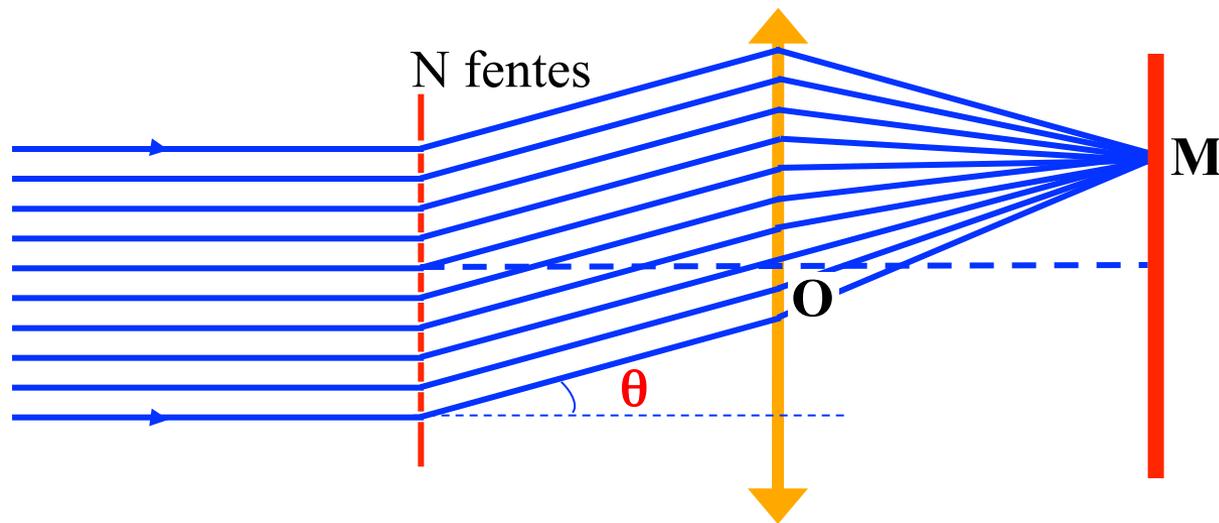
Les rayons  $x$  des anneaux dépendent de  $\lambda$ . En éclairant avec une lumière blanche, les anneaux seront colorés.

## 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 :  $\delta = e.\sin(\theta)$

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

$$U_1 = U_0 e^{i\omega t}$$

La vibration issue de  $S_k$  s' écrit :

$$U_k = U_0 e^{i(\omega t - (k-1)\varphi)}$$

avec

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

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

$$U = \sum_{k=1}^N U_k = U_0 e^{i\omega t} (1 + e^{i\varphi} + \dots + e^{i(k-1)\varphi})$$

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

$$U = U_0 e^{i\omega t} \frac{1 - e^{iN\varphi}}{1 - e^{i\varphi}}$$

## VI – Interférences à ondes multiples

d'où l'intensité  $I$  :

$$I = U_0^2 \frac{1 - e^{iN\varphi}}{1 - e^{i\varphi}} \frac{1 - e^{-iN\varphi}}{1 - e^{-i\varphi}} = U_0^2 \frac{1 - \cos(N\varphi)}{1 - \cos(\varphi)} = I_0 \left[ \frac{\sin \frac{N\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} \right]^2$$

$I$  est maximum pour  $\varphi = 2m\pi$  ( $m$  un entier) :  $I_{\max} = U_0^2 N^2$

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

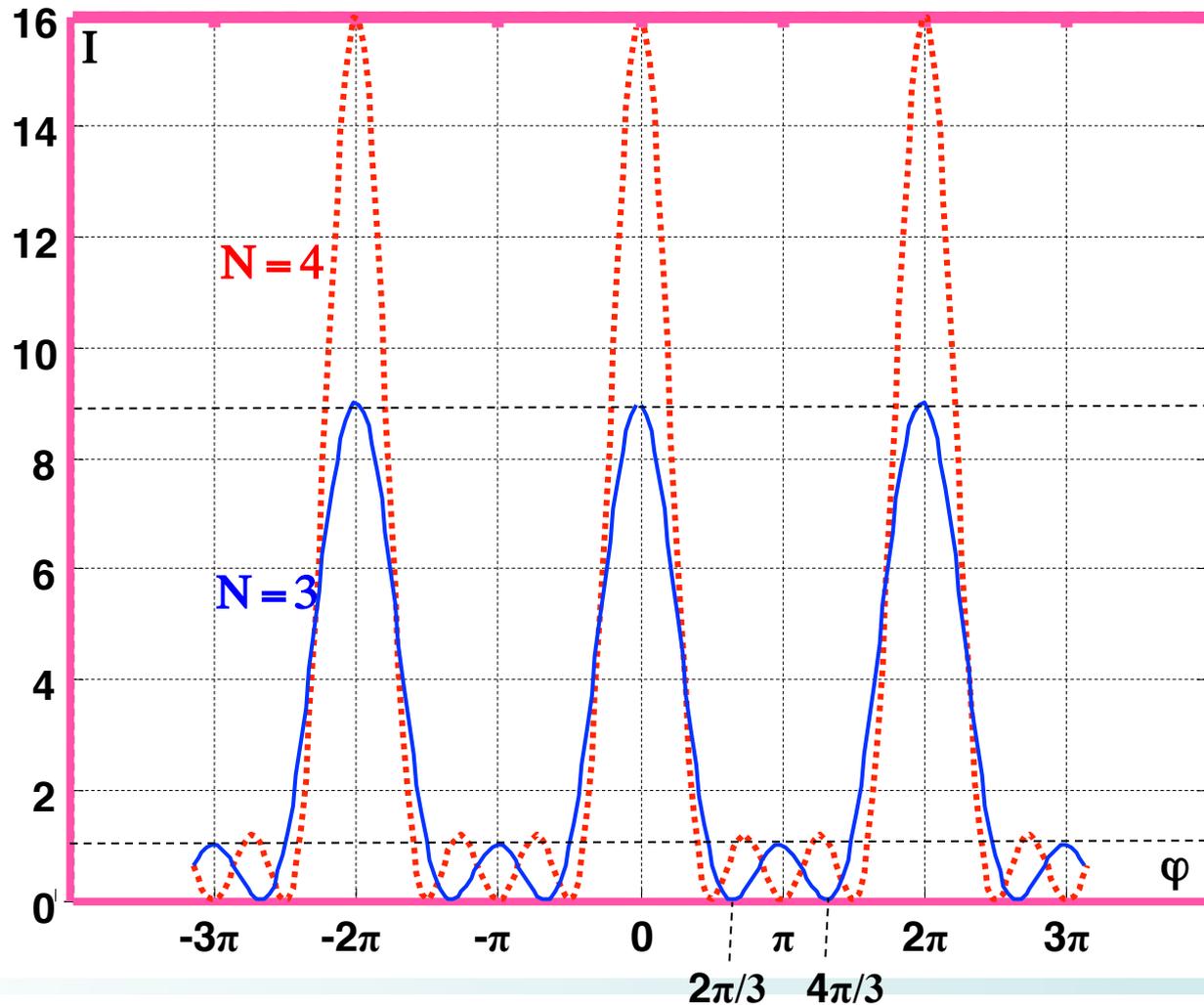
Entre 2 maximums principaux, il y a (N-2) maximums secondaires d'intensité très faible.

$$N \operatorname{tg} \left( \frac{\pi \delta}{\lambda} \right) - \operatorname{tg} \left( \frac{N \pi \delta}{\lambda} \right) = 0$$
$$\delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2N}$$

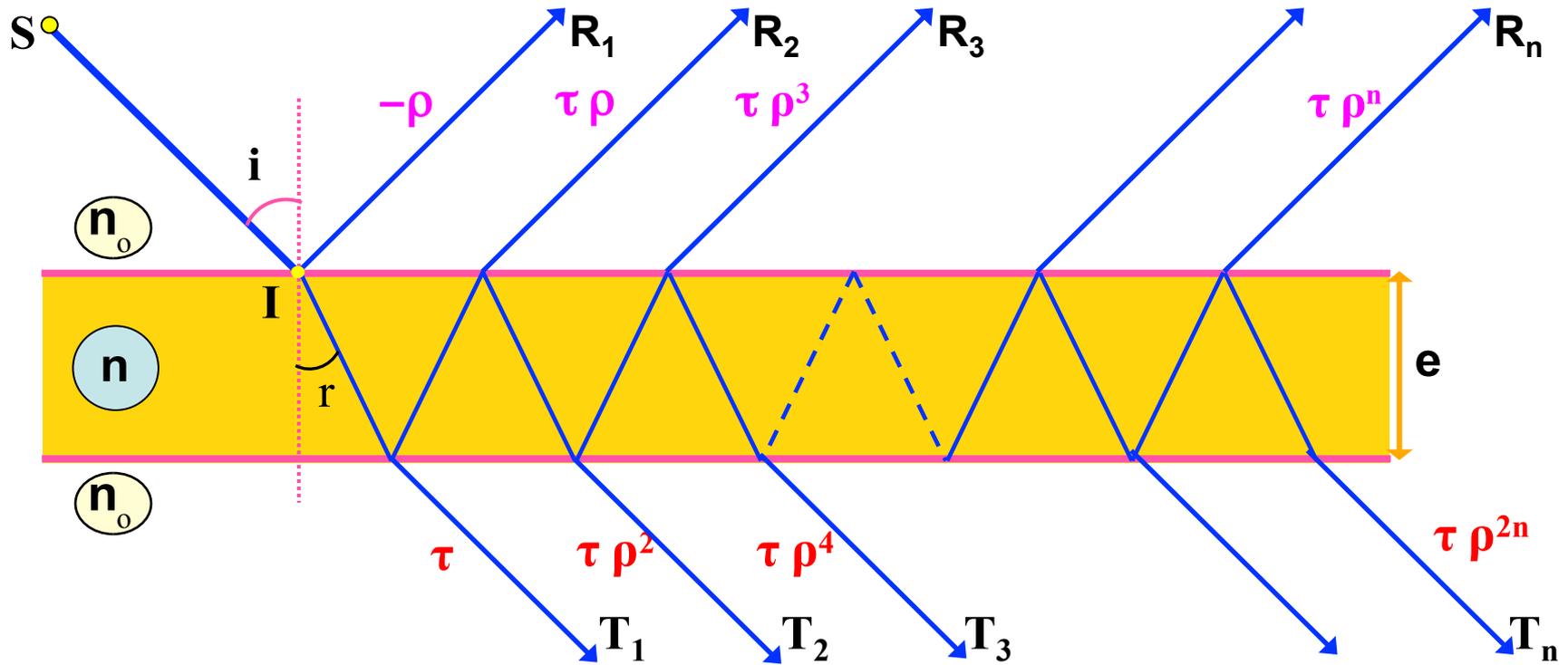
L'intensité de ces maximums secondaires vaut sensiblement  $I_0$ . Elle reste donc constante lorsque le nombre de sources varie. Toutefois, leur intensité relative, par rapport à celle des maximums principaux, diminue lorsque N croît.

## VI – Interférences à ondes multiples

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



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



A chaque nouvelle transmission, l'amplitude diminue :

$$T_1 > T_2 > \dots > T_n$$

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

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

L' amplitude résultante est :

$$U = t^2 U_0 e^{i\omega t} \left( 1 + \rho^2 e^{i\varphi} + (\rho^2 e^{i\varphi})^2 + \dots + (\rho^n e^{i\varphi})^n + \dots \right)$$

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

soit 
$$U = \frac{t^2 U_0 e^{i\omega t}}{1 - \rho^2 e^{i\varphi}}$$

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

$$I = \frac{I_0}{1 + q^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}$$

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 :

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

$$\Rightarrow \quad I_{\max} = I_0$$

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

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

$$\Rightarrow \quad I_{\min} = \frac{I_0}{1 + q}$$

## 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 :

$$I = \frac{I_{\max}}{2} = \frac{I_0}{2}$$

$$\Rightarrow \frac{I_0}{2} = \frac{I_0}{1 + q^2 \sin^2\left(m\pi + \frac{\Delta\varphi}{2}\right)}$$

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

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

## VI – Interférences à ondes multiples

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

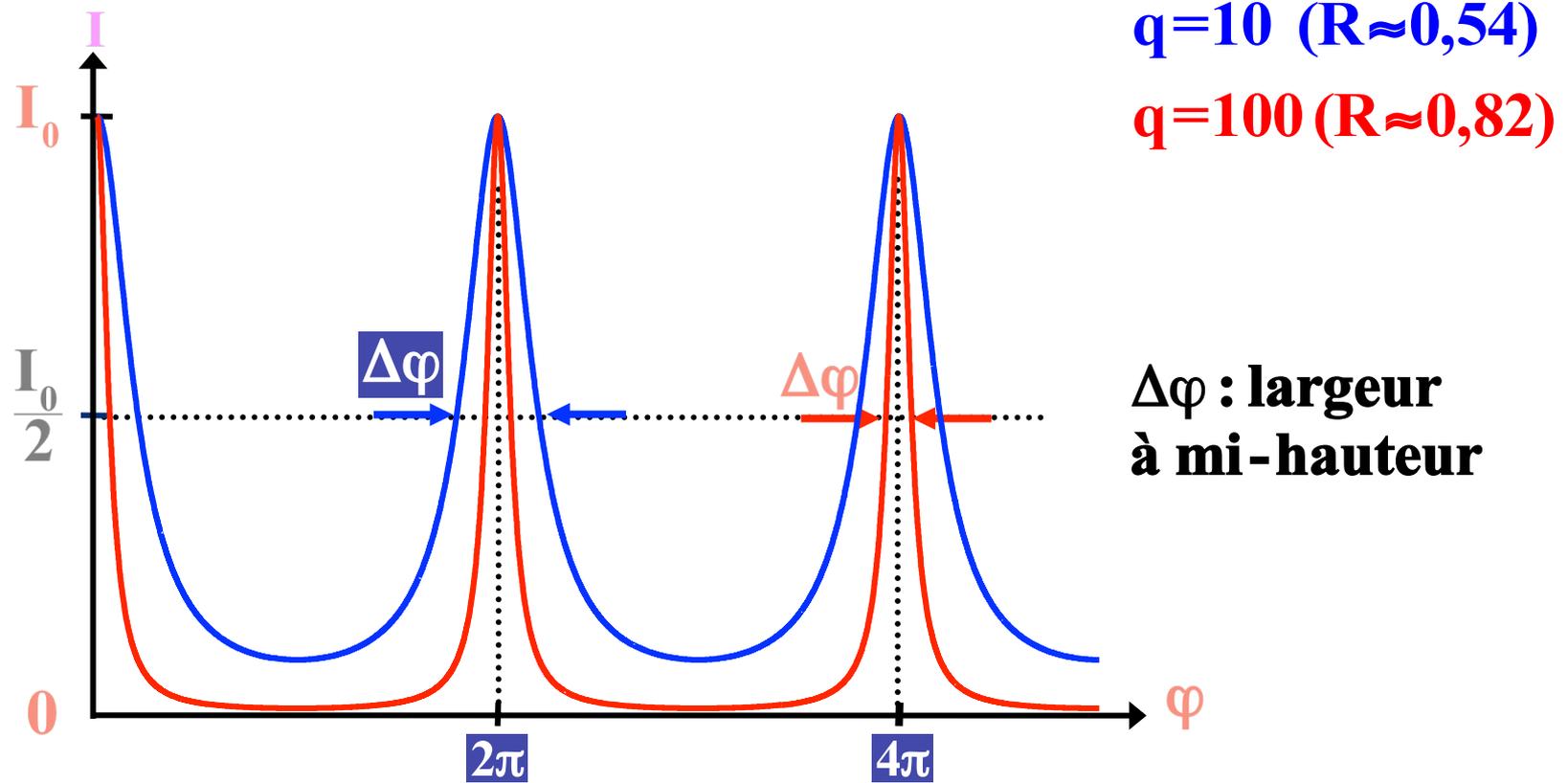
$$\Delta\varphi = \pm \frac{2}{q}$$

La largeur  $d'$  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

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 :

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

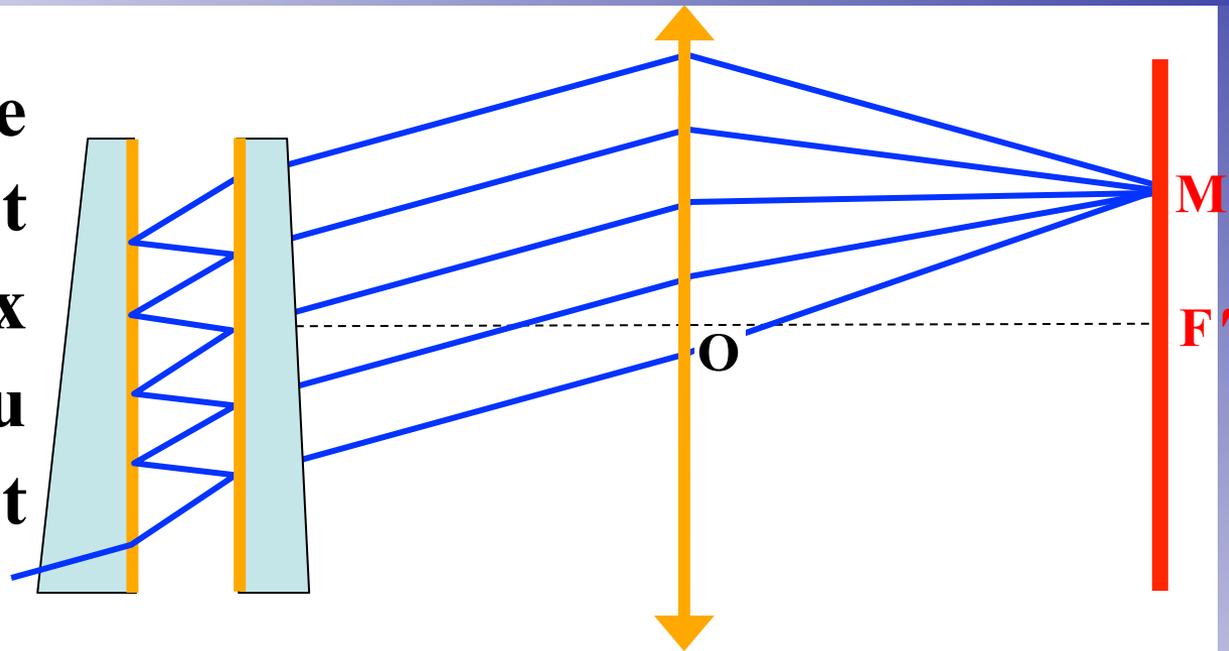
Il y a un anneau brillant (interférence constructive) pour toutes les radiations telles que :

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

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

## VI – Interférences à ondes multiples

L'interféromètre de *Fabry-Pérot* est constitué de deux lames de verre, ou de silice, encadrant une lame d'air.



Les faces en regard sont recouvertes d'un revêtement métallique ou diélectrique à couches alternées, de façon à accroître leur pouvoir réflecteur. On néglige l'épaisseur des deux lames. On ne tient compte que des réflexions sur les surfaces en regard et les transmissions à travers ses surfaces.

## VI – Interférences à ondes multiples

Les lames de verre elles-mêmes sont légèrement prismatiques, avec un angle de l'ordre de  $1^\circ$ , de façon à éliminer du champ de vision les anneaux formés par réflexion à l'intérieur de chaque lame.



## 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.

⇒ le contraste sera diminué.

⇒ La source n'est pas cohérente spatialement

## VII – Visibilité et cohérence

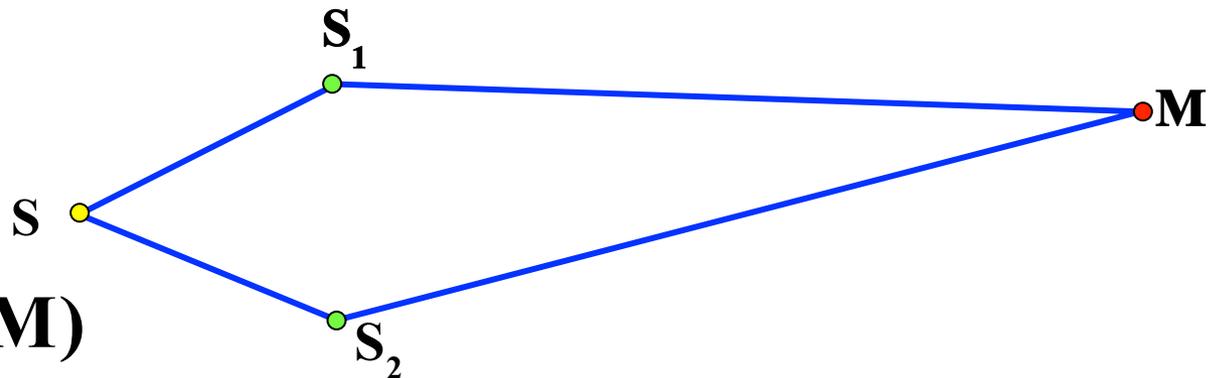
**2** - La source primaire n'est pas rigoureusement *monochromatique*. Chaque fréquence donne en M son propre état interférentiel.

⇒ 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  $\varphi$  au point M.

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



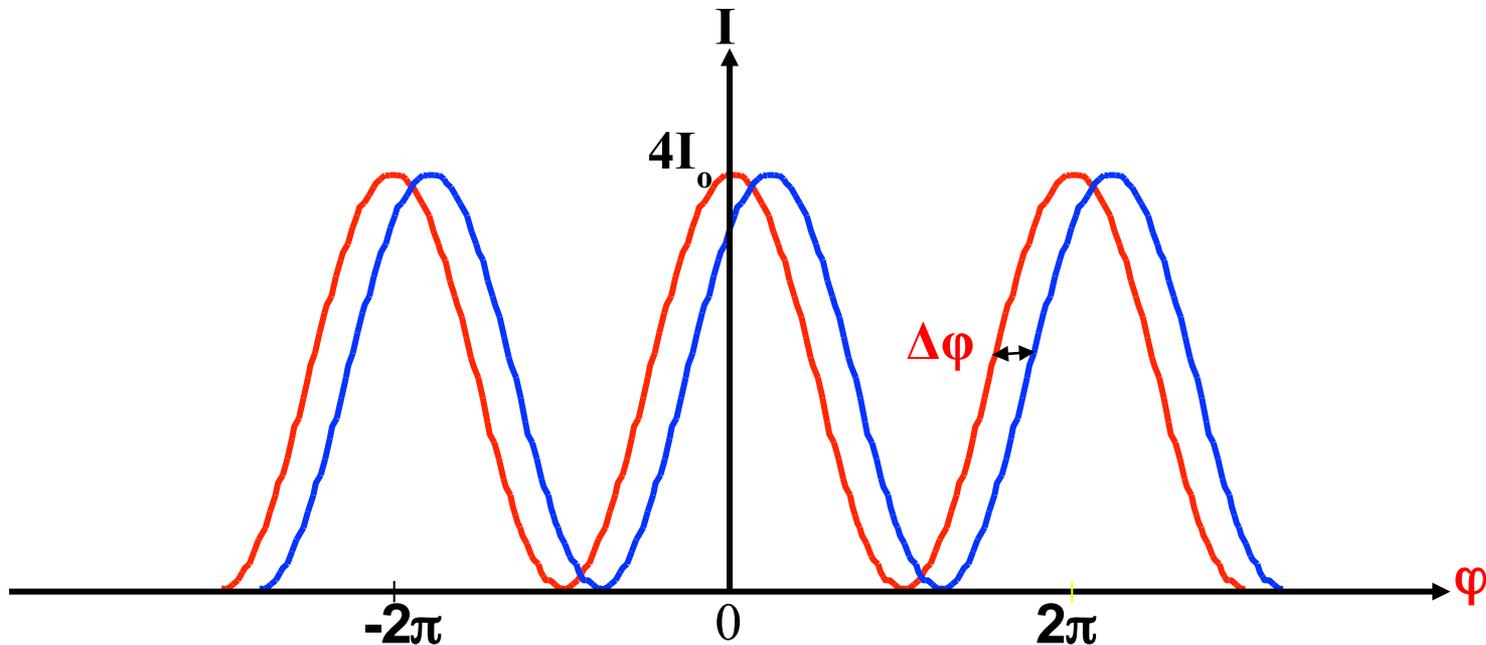
$$\delta = (SS_2M) - (SS_1M)$$

## VII – Visibilité et cohérence

Si  $\varphi$  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 :

$$\Delta\varphi \ll 2\pi$$



## VII – Visibilité et cohérence

**La variation de  $\varphi$  en M peut avoir 2 origines :**

- Une variation de  $\delta$  en M : 
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\delta$$
- Une variation de fréquence : 
$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta\nu}{c} \delta$$

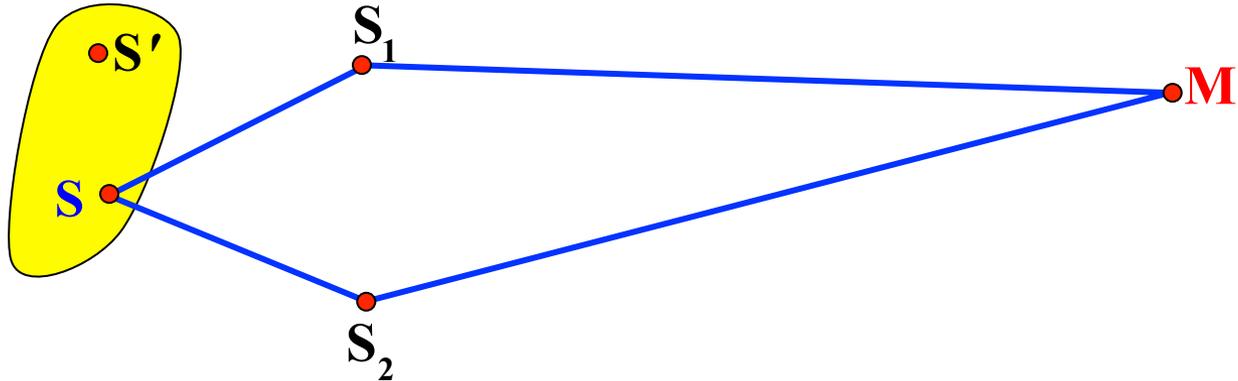
### VII-2 – Cohérence spatiale

**Considérant une source monochromatique et un point S de cette source se déplaçant de  $\Delta S$ .**

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

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

## VII – Visibilité et cohérence



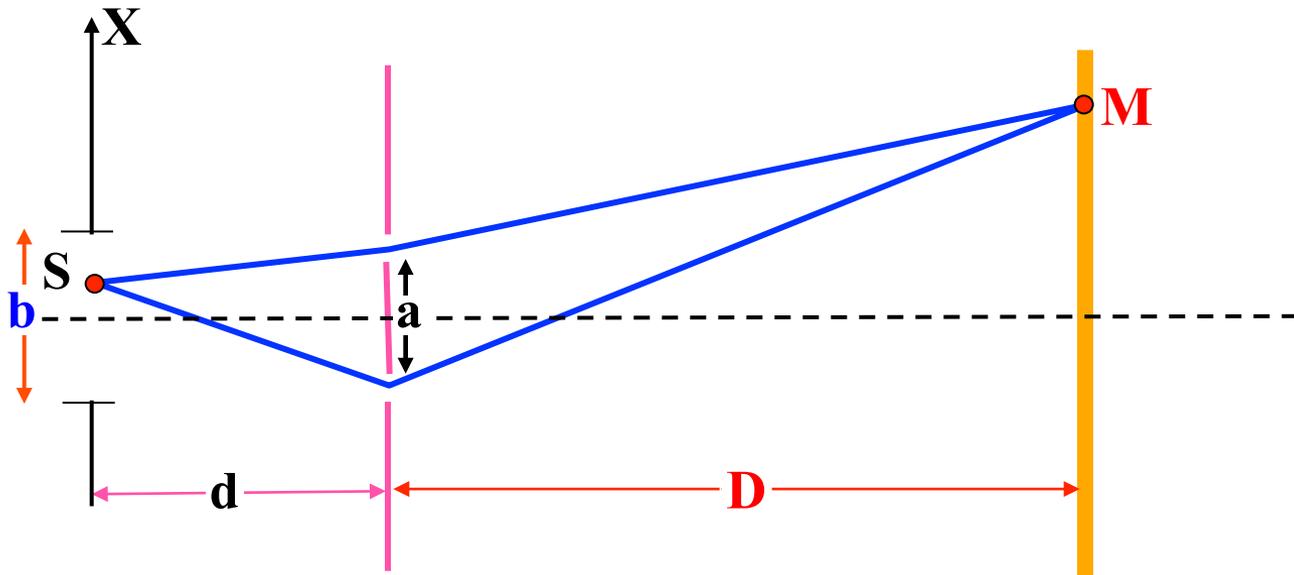
$$\begin{aligned}\Delta\delta &= \Delta[(SS_2M) - (SS_1M)] \\ &= \Delta(SS_2) - \Delta(SS_1) \\ &= (S'S_2 - S'S_1) - (SS_2 - SS_1)\end{aligned}$$

Les déplacements  $\Delta S$  de  $S$  peuvent être :

**1** – Si  $\Delta S$  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  $dX$  :

$$dI = A[1 + \cos \varphi]dX$$

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

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

**et la différence de marche totale en M vaut donc :**

$$\delta = \frac{aX}{d} + \frac{ax}{D}$$

**Intégrons alors sur toutes la source :**

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

**Ou encore :**

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

$$I = Ab \left[ 1 + \frac{\lambda \cdot d}{\pi ab} \sin \left( \frac{\pi ab}{\lambda d} \right) \cos \left( \frac{2\pi ax}{\lambda D} \right) \right]$$

En posant  $Ab = I_0$  et  $u = \frac{\pi ab}{\lambda d}$  alors :

$$I = I_0 \left[ 1 + \text{sinc}(u) \cos \left( \frac{2\pi ax}{\lambda D} \right) \right]$$

L'intensité obtenue 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  $u \ll 1$  ( $\text{sinc}(u) \approx 1$ ).

La position des franges brillantes correspond à :

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

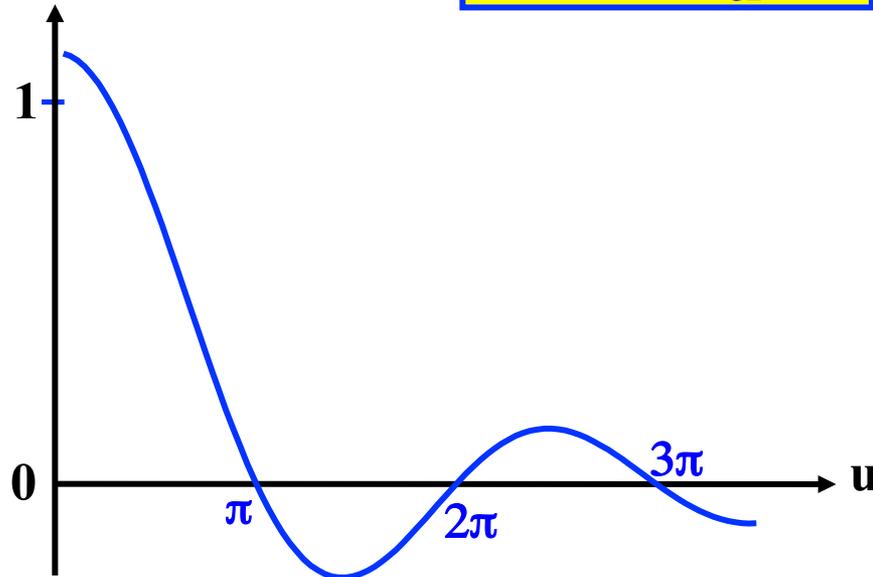
## VII – Visibilité et cohérence

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

d' où

$$I_{\max} = I_0 (1 + \text{sinc}(u)) \quad \text{et} \quad I_{\min} = I_0 (1 - \text{sinc}(u))$$

D' où le facteur de visibilité :  $V_s = \frac{\sin(u)}{u}$



## 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 position des franges sombres et réciproquement; c'est l'*inversion du contraste des franges*.

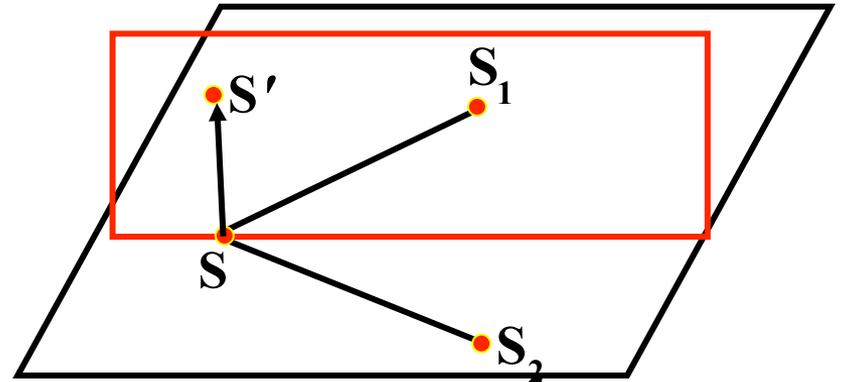
Pour  $\lambda = 500$  nm,  $a = 1$  mm,  $d = 30$  cm, et  $u = 1,9$  ( $V_s = 0,5$ ) alors  $b \approx 1/10$  mm.



La condition de finesse de la source est assez sévère.

## VII – Visibilité et cohérence

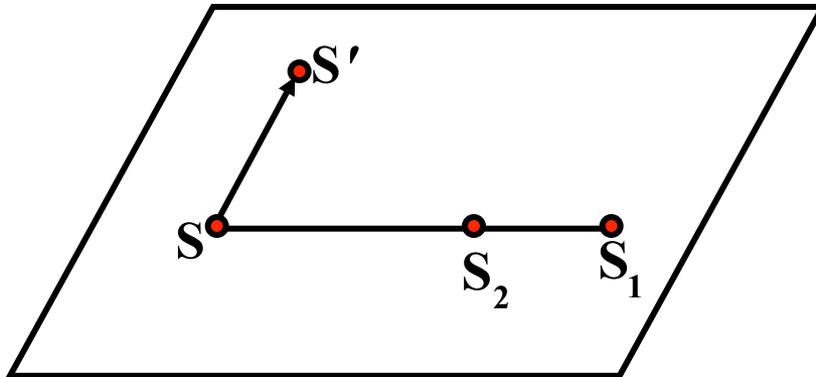
**2** – Si  $\Delta S$  appartient au plan  $\perp$  au plan de  $SS_1S_2$ , on montre qu'au second ordre en  $\Delta S$ ,  $\Delta\delta \approx 0$  donc  $\Delta\varphi = 0$ .



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.

## VII – Visibilité et cohérence

**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 – Visibilité et cohérence

### 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  $\nu_0$ .

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  $\nu_0$  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 :

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

En posant  $A\Delta\nu = I_0$  et  $\nu = \frac{\pi ax\Delta\nu}{cD}$ , et en introduisant

$$\nu_0 = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} = \frac{c}{\lambda_0} \quad \text{alors :}$$

$$I = I_0 \left[ 1 + \sin c(\nu) \cos \left( \frac{2\pi ax}{\lambda_0 D} \right) \right]$$

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

$$V_t = \frac{\sin(\nu)}{\nu}$$

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

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

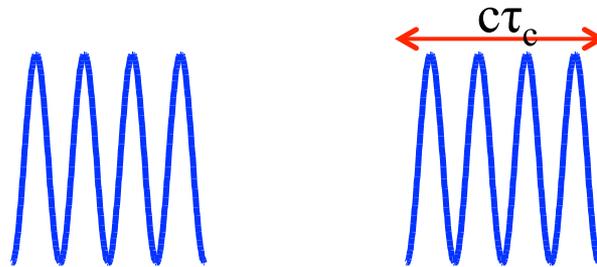
$\tau_c$  est appelé *temps de cohérence* de la source.

## VII – Visibilité et cohérence

$c\tau_c = \ell_c$  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  $\tau_c$ .



## 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.**

**On peut préciser quelques valeurs :**

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

## VII – Visibilité et cohérence

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

$$I = I_0 \left[ 1 + V_s V_t \cdot \cos \left( \frac{2\pi a x}{\lambda D} \right) \right]$$

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

## VII – Visibilité et cohérence

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

$$I = I_0 \left[ 1 + V_t V_s \cos \left( \frac{2\pi a x}{\lambda_0 D} \right) \right]$$

Le problème de cohérence s'applique à tous les systèmes interférentiels.