

## Interférences

### Chapitre IV : Interférences par division d'amplitude

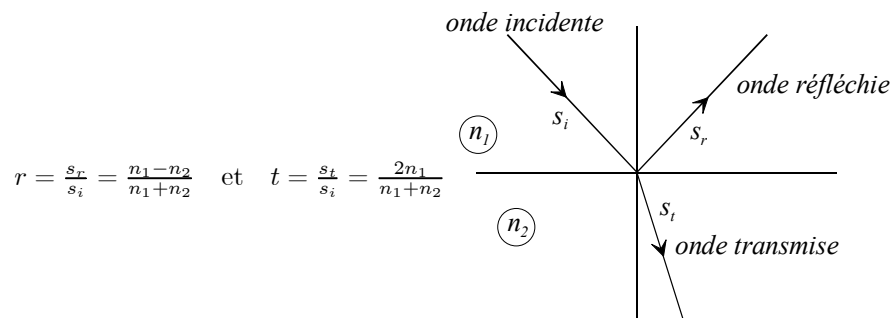
Objectifs :

- Figure d'interférence d'une lame à faces parallèles.
- Figure d'interférence d'une lame à faces non parallèles : "coin d'air".
- Notions sur les interférences en lumière blanche.

## 1. Franges d'égale inclinaison d'une lame à faces parallèles

### 1.1. Coefficients de réflexion $r$ et de transmission $t$

A la surface de séparation entre deux milieux d'indice  $n_1$  et  $n_2$  nous définissons les coefficients de réflexion  $r$  et de transmission  $t$  pour le signal lumineux par :



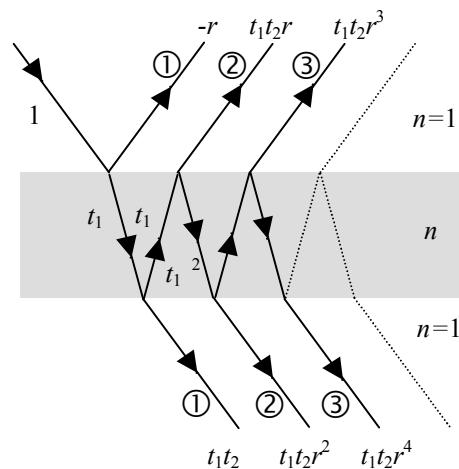
### 1.2. Amplitude des rayons réfléchis et transmis

Soit une **lame à faces parallèles** taillée dans un matériau transparent homogène d'indice  $n = 1,5$ . Nous plaçons cette lame dans l'air dont l'indice sera pris égal à 1.

Nous obtenons alors les coefficients suivants :

$$r_1 = r_{\text{air} \rightarrow \text{verre}} = \frac{1 - n}{1 + n} \quad \text{et} \quad r_2 = r_{\text{verre} \rightarrow \text{air}} = \frac{n - 1}{n + 1} \quad \text{on pose } r = r_2 = -r_1$$

$$t_1 = t_{\text{air} \rightarrow \text{verre}} = \frac{2}{1 + n} \quad \text{et} \quad t_2 = t_{\text{verre} \rightarrow \text{air}} = \frac{2n}{n + 1}$$



Pour le signal lumineux :

- des rayons réfléchis :

$$\frac{s_{r1}}{s_0} = -r, \quad \frac{s_{r2}}{s_0} = t_1 t_2 r, \quad \frac{s_{r3}}{s_0} = t_1 t_2 r^3 \dots$$

- des rayons transmis :

$$\frac{s_{t1}}{s_0} = t_1 t_2, \quad \frac{s_{t2}}{s_0} = t_1 t_2 r^2, \quad \frac{s_{t3}}{s_0} = t_1 t_2 r^4 \dots$$

Soit numériquement :  $r = 0,2$  ;  $t_1 = 0,8$  ;  $t_2 = 1,2$  soit :

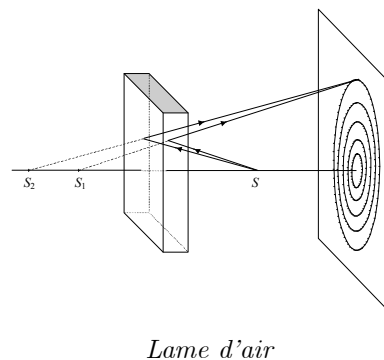
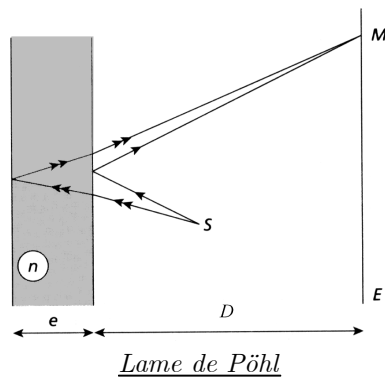
$\frac{\text{signal lumineux ???}}{\text{signal lumineux incident}}$	(1)	(2)	(3)
<b>Réflexion</b>	0,20	0,19	0,0076
<b>Transmission</b>	0,96	0,038	0,0015

Nous constatons que :

- L'amplitude est négligeable à partir du troisième rayon, **on ne considère donc que les deux premiers** (sauf si les faces ont reçu un traitement pour augmenter leur pouvoir réflecteur).
- Les amplitudes des deux premiers rayons réfléchis sont comparables.**
- Les interférences obtenues par transmission sont peu contrastées** (amplitudes des deux premiers rayons très différentes).

Remarque : la puissance transportée par une onde monochromatique est proportionnelle au carré du module de l'amplitude complexe et à l'indice du milieu :  $n_0 = n_0 r^2 + n t_1^2$

### 1.3. Eclairage par une source ponctuelle



Une lame de mica d'épaisseur typique  $20 \mu\text{m}$  éclairée par une source monochromatique (par exemple une lampe spectrale de sodium) permet très facilement d'observer, par réflexion, de beaux phénomènes d'interférences.

Ce dispositif, représenté ci-dessus, est connu sous le nom de lame de Pöhl.

Nous supposons que la source  $S$  est ponctuelle et nous observons les interférences sur un écran ( $E$ ) placé parallèlement à la lame.

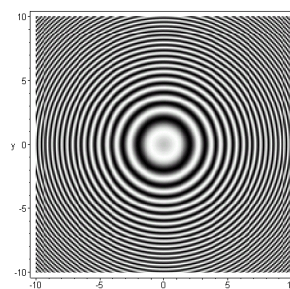
Soit  $O$  la projection de  $S$  sur le plan de l'écran ; il est évident que la figure a la symétrie de révolution autour de la droite  $OS$ , de sorte que l'on obtiendra dans le plan de ( $E$ ) des anneaux circulaires alternativement sombres et brillants.

Dans le cas particulier de la lame d'air, celle-ci donne de  $S$  deux sources secondaires cohérentes ponctuelles  $S_1$  et  $S_2$ . Sur un écran parallèle à la lame, donc perpendiculaire à  $S_1$  et  $S_2$ , on observe les **franges circulaires** décrites dans le chapitre précédent, intersection des hyperboloïdes de foyers  $S_1$  et  $S_2$  avec le plan de l'écran.

Avec Maple :

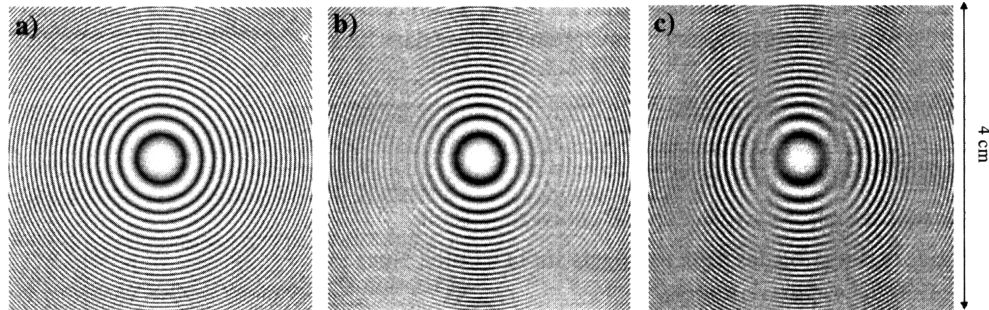
```
Intensite3:=(y,x)->1+cos(1-(x*x+y*y)):
```

```
plots[densityplot](Intensite3(x,y),x=-10..10,y=-10..10,grid=[100,100],axes=boxed,style=PATCHNOGRID);
```



On peut placer l'écran à distance finie car ces **franges sont observables dans tout l'espace (elles ne sont donc pas "localisées")**, elles sont bien contrastées par réflexion, peu contrastées par transmission. En augmentant la distance  $D$  on augmente le rayon des anneaux mais on perd en luminosité.

#### 1.4. Eclairage par une source étendue

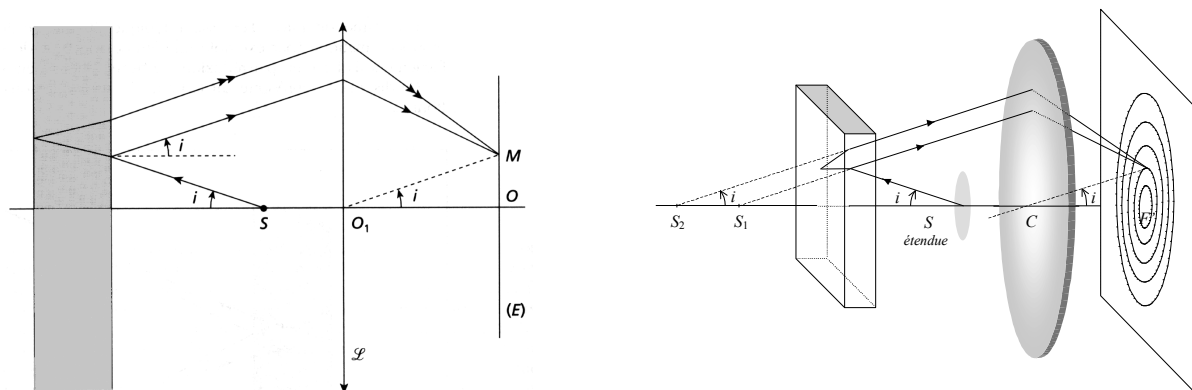


Aspect de la figure d'interférence obtenue avec deux sources ponctuelles décalées horizontalement de  $b$ , sur un écran placé à 10 cm des sources secondaires. L'ordre d'interférence au centre est égal à 1000. a) une seule source ponctuelle b)  $b = 0,5$  mm c)  $b = 1$  mm

Si la source  $S$  se déplace parallèlement au plan de  $(E)$ , le système d'anneaux se déplace en bloc de la même quantité. On peut donc remplacer la source ponctuelle  $S$  par une source de largeur typique  $h$  (dans une direction parallèle à  $(E)$ ) tout en continuant à observer les franges, si  $h$  est nettement inférieure à l'interfrange : il suffit de considérer que la figure d'interférence obtenue avec la source large résulte de la superposition des figures dues aux différents « éléments » de la source large.

Si la source est "trop" étendue la figure d'interférences précédente se brouille. Les rayons se superposant en un point provenant alors de points différents de la source, donc incohérents, et dans des états d'interférence "trop" différents puisque ce sont des rayons qui sont arrivés sur la lame avec des incidences "trop" différentes donc ayant subis des différences de marche "trop" différentes.

En revanche si l'on recule l'écran "à l'infini" les rayons qui interfèrent en un point donné à l'infini sont parallèles entre eux et nous montrerons (cf. §1.5) qu'ils **présentent le même état d'interférence**. On peut ramener ces interférences à distance finie en observant dans le plan focal d'une lentille convergente dont l'axe optique  $CF'$  coïncide avec  $SS_1S_2$ .



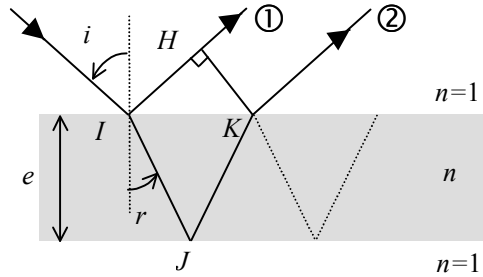
Eclairée par une **source étendue**, une lame à faces parallèles donne des **franges circulaires localisées à l'infini**. Les rayons qui interfèrent sur un anneau donné, vu sous l'angle  $i$  du centre optique  $C$  de la lentille convergente, sont tous arrivés sur la lame sous la même incidence  $i$  c'est à dire avec la même inclinaison : d'où le nom de **franges d'égale inclinaison** donné aux interférences obtenues dans ces conditions avec une lame à faces parallèles.

La source peut être aussi étendue que l'on veut, les interférences restent bien contrastées sous réserve qu'on les observe "à l'infini" c'est à dire dans le plan focal image d'une lentille.

**Les franges d'égale inclinaison sont localisées à l'infini avec une source étendue.  
Leur contraste ne dépend pas de l'étendue de la source.**

## 1.5. Différence de marche et différence de phase

### 1.5.1. Par réflexion



La différence de marche  $\delta_{géo}$  est

$$\begin{aligned}\delta_{géo} &= (IJK) - (IH) \\ \text{avec } (IJK) &= 2n IJ = 2n \frac{e}{\cos r} \quad \text{et} \quad (IH) = IK \cos \left( \frac{\pi}{2} - i \right) = 2e \tan r \sin i \\ \Rightarrow \delta_{géo} &= 2n \frac{e}{\cos r} - 2e \tan r \sin i\end{aligned}$$

D'après les lois de Descartes de l'optique géométrique

$$\sin i = n \sin r \Rightarrow \delta_{géo} = 2ne \left( \frac{1}{\cos r} - \frac{\sin^2 r}{\cos r} \right) = 2ne \left( \frac{\cos^2 r}{\cos r} \right)$$

$$\text{on a donc } \delta_{géo} = 2ne \cos r$$

La réflexion air-verre introduit une différence de marche supplémentaire  $\delta_{sup} = \frac{\lambda_0}{2}$ . D'où l'expression du déphasage :

$$\delta_r = 2ne \cos r + \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow \varphi_r = \frac{4\pi ne \cos r}{\lambda_0} + \pi$$

### 1.5.2. Par transmission

La différence de marche géométrique est identique et s'identifie avec la différence de marche optique puisque les réflexions sont de type verre air n'introduisant pas de déphasage supplémentaire :

$$\delta_t = 2ne \cos r \Rightarrow \varphi_t = \frac{4\pi ne \cos r}{\lambda_0}$$

Exercice n° 01 : Mesure de l'épaisseur d'une lame à faces parallèles

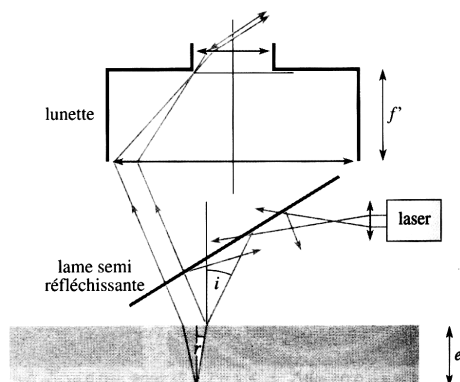
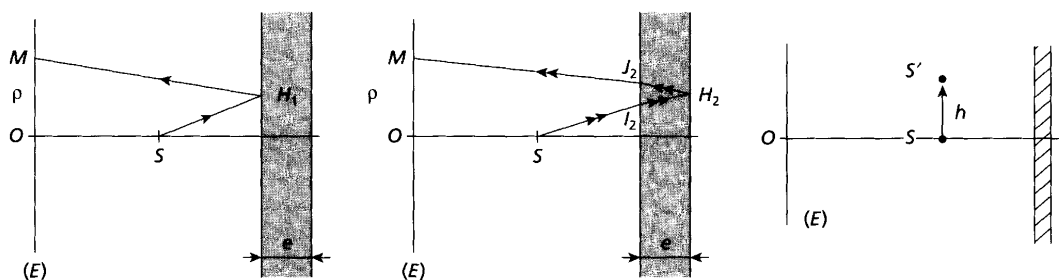
On imagine de mesurer l'épaisseur  $e$  d'une lame de verre d'indice  $n$ , à faces planes et parallèles par la méthode suivante :

La lame est éclairée par un faisceau divergent issu d'un laser, et on examine les anneaux d'interférences par réflexion, à l'aide d'une lunette réglée pour voir un objet à l'infini.

La lunette a un objectif de focale  $f' = 150$  mm et possède, dans le plan focal image de l'objectif, un réticule gradué en dixièmes de millimètres.

1) Exprimer, en fonction de  $e$ ,  $r$  et  $n$ , la différence de marche géométrique  $\delta_{géo}$ .

2) La longueur d'onde est  $\lambda = 633$  nm, et l'indice du verre est alors  $n_1 = 1,500$ . On observe deux anneaux sombres, dont les rayons, mesurés dans le plan focal de la lunette sont  $\rho_1 = 2,0$  mm et  $\rho_2 = 4,0$  mm. Déterminer l'épaisseur  $e$ , puis estimer la précision de la mesure.

Exercice n° 02 : lame de Pöhl

Une lame à faces parallèles en verre, d'épaisseur  $e$  et d'indice  $n$ , est éclairée par une source ponctuelle  $s$  située à une distance  $d \gg e$  de celle-ci. Un écran plan, situé à la distance  $D$  de la lame à faces parallèles est éclairé par la lumière réfléchiée sur la face antérieure et aussi par la lumière réfléchiée par la face postérieure de la lame. Un même point  $M$  de l'écran, situé à la distance  $\rho \ll D$  du centre  $O$  reçoit donc deux rayons notés  $SH_1M$  et  $SI_2H_2J_2M$  sur les figures ci-dessus.

La lame à faces parallèles, ainsi utilisée, constitue un interféromètre.

1) Exprimer en fonction de  $D$ ,  $d$ ,  $\rho$ ,  $e$  et  $n$  les expressions approchées des chemins optiques  $\delta_1 = (SH_1M)$  et  $\delta_2 = (SI_2H_2J_2M)$  des deux rayons qui interfèrent au point  $M$  de l'écran. La source  $S$  émet une lumière de largeur spectrale négligeable et de longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$ . Donner l'expression de la différence de marche  $\delta$  entre ces deux rayons et décrire qualitativement le phénomène d'interférence observé ( $\delta = \delta_2 - \delta_1$ ).

2) On appelle  $p_0$  l'ordre d'interférence au point  $O$  de l'écran, correspondant à  $\rho = 0$  et on suppose que cet ordre est entier. Soit  $p$  l'ordre d'interférence en un point  $M$  quelconque ; on pose :  $p = p_0 - m$ . Donner l'expression du rayon  $\rho_m$  de l'anneau brillant numéro  $m$  compté à partir du centre de l'écran. Mettre  $\rho_m$  sous la forme :  $\rho_m = \rho_1 \sqrt{m}$ .

A.N. :  $e = 20 \mu\text{m}$ ,  $d = 20 \text{ cm}$ ,  $D = 80 \text{ cm}$ ,  $\lambda_0 = 0,58 \mu\text{m}$ ,  $n = 1,5$ . Calculer  $\rho_i$  pour  $i$  entier de 1 à 6 (rassembler les résultats dans un tableau).

3) On déplace  $S$  d'une distance  $h$  parallèlement au plan de la lame. Comment le système de franges dans le plan de l'écran ( $E$ ) est-il modifié ? Quelle valeur maximale peut-on donner à l'étendue d'une source large remplaçant ( $S$ ) pour que les cinq premiers anneaux soient encore visibles ?

## 1.6. Interféromètre de Fabry Pérot

Si la lame est une lame d'air enfermée entre deux lames de verre aux faces rigoureusement parallèles et traitées pour augmenter leur pouvoir réflecteur, alors les amplitudes de la série des rayons transmis deviennent du même ordre de grandeur : une infinité d'ondes interfèrent ce qui rend les anneaux précédents extrêmement fins et permet des mesures spectroscopiques d'une grande précision. L'interféromètre ainsi réalisé est l'**interféromètre de Fabry Pérot**, du nom des deux physiciens français qui le réalisèrent à la fin du siècle dernier.

Exemple d'une lame de verre argentée des deux cotés :  $r = 0,95$  et  $t_1 t_2 = 0,01$ .

Amplitudes	(1)	(2)	(3)
Réflexion	0,95	0,0095	0,0086
Transmission	0,010	0,0090	0,0081

Par réflexion, toutes les ondes, exceptée la première, ont pratiquement la même amplitude.

Par transmission, toutes les ondes ont pratiquement la même amplitude.

### Exercice n° 03 : Interféromètre Fabry-Pérot

Un interféromètre Fabry-Pérot (F.P.) est constitué d'une lame d'air d'épaisseur  $e$  comprise entre deux lames de verre d'épaisseur négligeable, dont les faces en regard planes et parallèles ont été rendues très réfléchissantes. On désignera  $R$  et  $T$  les pouvoirs de réflexion et de transmission en intensité de chacune des deux lames du F.P.. On éclaire le F.P. par une source étendue monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$  dans le vide.

1) Calculer le déphasage  $\varphi(i)$  entre deux ondes transmises consécutives dans la direction faisant le petit angle  $i$  avec la normale aux lames.

2) Montrer que l'intensité lumineuse de l'onde résultante transmise par le F.P., dans la direction  $i$ , est de la forme :

$$I = I_0 \left( \frac{T}{1-R} \right)^2 \frac{1}{1 + m(R) \cdot \sin^2 [\varphi(i)/2]}$$

on explicitera la fonction  $m(R)$  qui ne dépend que du pouvoir réflecteur.

3) Le pouvoir réflecteur est  $R = 0,88$  ; le pouvoir d'absorption est  $A = 0,05$ . Calculer les intensités  $I_{\max}$  dans la direction des franges brillantes et  $I_{\min}$  dans la direction des franges sombres, en fonction de  $I_0$  ; en déduire, en fonction de  $R$ , le contraste  $C$  des franges.

4) a) Tracer les allures du graphe  $I/I_0 = f(\varphi)$  pour  $R = 0,88$  et  $R = 0,30$ .

4) b) Exprimer, en fonction de  $R$ , le coefficient de finesse  $F$  des franges, défini comme le rapport de la différence de phase entre deux maxima successifs à la largeur  $\Delta\varphi$  d'une frange brillante à mi-hauteur. Calculer  $F$  pour  $R = 0,88$ .

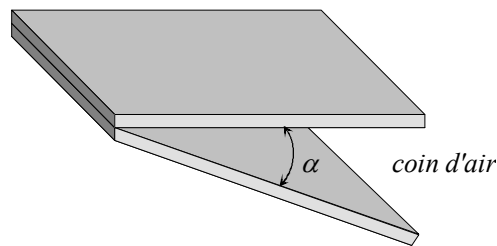
## 2. Frange d'égale épaisseur d'une lame

### 2.1. Observations familières

Les franges d'interférences données en lumière blanche par les lames d'huile étendues sur la chaussée nous sont familières : nous allons montrer qu'elles dessinent les courbes d'égale épaisseur des lames. Comme les différentes radiations du spectre sont incohérentes, chacune donne son propre système de franges d'où le magnifique aspect multicolore observé à la surface des bulles de savon qui évolue à mesure de l'évaporation de l'eau.

### 2.2. "Coin d'air" d'angle $\alpha$ éclairé en incidence quasi normale par réflexion

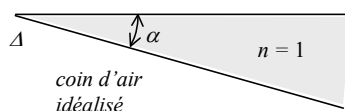
Nous allons, pour simplifier, considérer le cas d'une lame d'air enfermée entre deux lames de verre faisant entre elles un angle  $\alpha$ .



Nous supposons d'autre part que :

- L'angle  $\alpha$  est faible (au premier ordre  $\sin \alpha = \tan \alpha = \alpha$ ),
- Les réflexions ne s'effectuent que sur les faces en regard des lames (il suffit pour cela d'augmenter leur pouvoir réflecteur par dépôt d'une couche métallique),
- Les lames de verre sont d'épaisseur négligeable, nous les réduirons à un plan sur les schémas.

Pour une meilleure lisibilité, l'angle  $\alpha$  sera sur les schémas très amplifié, mais ne pas oublier qu'il est en fait de l'ordre du degré.

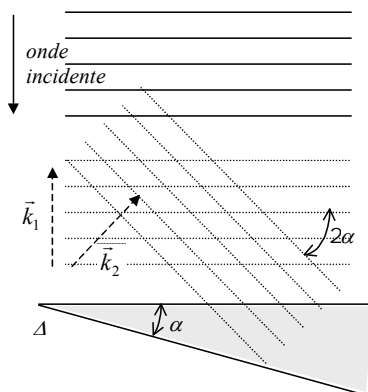


### 2.2.1. Source ponctuelle à distance finie

Le coin d'air donne de  $S$  deux images ponctuelles  $S_1$  et  $S_2$  qui constituent deux sources secondaires cohérentes ponctuelles. **On obtient donc des franges observables dans tout l'espace (elles ne sont donc pas "localisées").**

Sur un écran parallèle à la lame, et donc pratiquement parallèle à  $S_1$  et  $S_2$ , on observe les franges intersection des hyperboloïdes de foyers  $S_1$  et  $S_2$  avec le plan de l'écran soit les franges quasi rectilignes décrites dans le chapitre précédent. **Ces franges sont parallèles à l'arête  $\Delta$  du coin d'air.**

### 2.2.2. Source ponctuelle à l'infini



L'onde issue d'une source ponctuelle à l'infini est une onde plane.

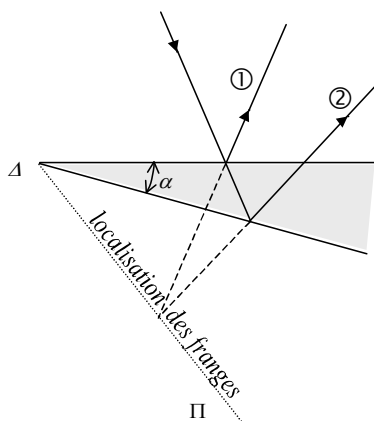
Rappelons qu'une telle onde est obtenue en plaçant une source ponctuelle au foyer objet d'une lentille convergente.

Par réflexion sur les deux faces du coin d'air, on obtient deux ondes planes cohérentes dont les directions de propagation (et les plans d'onde) font entre elles un angle  $2\alpha$  (angle faible, comme  $\alpha$ ). Ces deux ondes interfèrent dans tout l'espace où elles se superposent.

**Les franges d'interférence restent donc non localisées.**

Sur un écran placé perpendiculairement à la direction de propagation moyenne, on obtient des **franges rectilignes parallèles à l'arête  $\Delta$  du coin d'air** et d'interfrange  $i = \frac{\lambda}{2\alpha}$ .

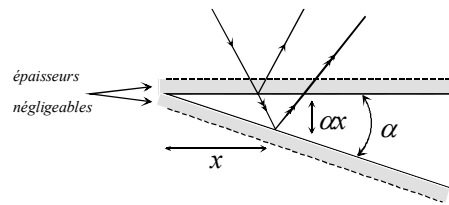
### 2.2.3. Source étendue à l'infini



Si l'on élargit la source ponctuelle précédente, les franges se localisent à l'intersection des rayons émergents correspondants à un même rayon incident.

Nous admettons que la surface de localisation est un **plan passant par l'arête  $\Delta$  du dièdre**. Lorsque l'angle  $\alpha$  est faible, ce plan est pratiquement confondu avec les plans limitant le coin d'air. Les franges rectilignes semblent alors se dessiner sur le coin.

### 2.2.4. Différence de marche, différence de phase



- *Différence de marche géométrique :*

Localement, à la distance  $x$  de l'arête du coin d'air, la différence de marche sous incidence normale vaut (cf. § 1.3.1. ) :

$$\delta_{géo} = 2ne \cos r \Rightarrow \delta_{géo} \approx 2e = 2\alpha x$$

- *Différence de marche supplémentaire :*

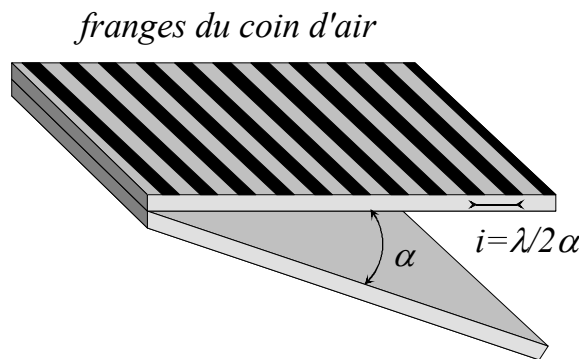
Une des deux réflexions s'effectue sur un dioptre air verre et apporte un déphasage de  $\pi$  :

$$\delta_{sup} = \frac{\lambda_0}{2}$$

- *Différence de marche optique :*

$$\delta \approx 2\alpha x + \frac{\lambda_0}{2}$$

### 2.2.5. Franges d'interférence, interfrange



Les **franges d'interférences** sont les courbes sur lesquelles la différence de marche  $\delta$  reste constante donc des **segments de droite**  $x = cste$  **parallèles à l'arête du coin** : on retrouve bien le résultat annoncé.

Plus généralement, les franges données par une telle lame dessinent les courbes d'égale épaisseur de la lame, d'où le nom de **franges d'égale épaisseur**.

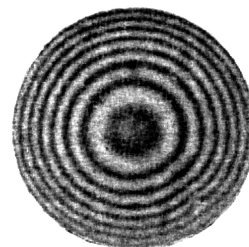
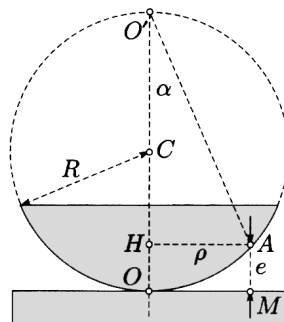
Si les deux rayons sont de même intensité lumineuse  $I_0$  :

$$I = 2I_0 [1 + \cos(\varphi)] = 2I_0 \left[ 1 + \cos\left(\frac{4\pi\alpha x}{\lambda_0} + \pi\right) \right] = 2I_0 \left[ 1 - \cos\left(\frac{4\pi\alpha x}{\lambda_0}\right) \right]$$

L'interfrange  $i$  vaut  $i = \frac{\lambda}{2\alpha}$ .

### 2.3. Anneaux de Newton

Ce sont des franges d'égales épaisseur données par une lame d'air qui est constituée par une lentille plan convexe en contact avec la face plane d'une lame de verre. Leur géométrie est due à la symétrie circulaire du système.





Il ne faut pas confondre les anneaux de Newton et les anneaux d'égale inclinaison.

- Les anneaux de Newton sont localisés sur la lame : ils se déplacent quand on déplace la lame.
- Les anneaux d'égale inclinaison sont localisés à l'infini et ne sont pas sensibles à une translation de la lame.

Exercice n° 04 : Anneaux de Newton

On considère le dispositif des anneaux de Newton. On observe les interférences se produisant sous incidence quasi normale entre les rayons réfléchis d'une part sur la face convexe de rayon de courbure  $R$  d'une lentille, d'autre part sur la face plane de la lame de verre sur laquelle cette lentille prend appui.

Le dispositif est éclairé en lumière monochromatique de longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$ .

1) Montrer qu'à la distance  $x$  du point de contact entre la lentille et la lame de verre, la différence de marche entre les rayons qui interfèrent est pratiquement :  $\delta = x^2/R + \lambda_0/2$ . Quelle est l'origine du terme  $\lambda_0/2$  ?

2) En déduire la loi donnant les rayons  $x_k$  des différents anneaux sombres comptés à partir du centre de la figure.

3) Un viseur muni d'une vis micrométrique permet la mesure des rayons des anneaux sombres en lumière du sodium ( $\lambda_0 = 0,5893 \mu\text{m}$ ). On obtient les résultats suivants :

k	10	20	30
$x$ (cm)	1,39	1,99	2,42

En déduire le rayon de courbure  $R$  de cette face de la lentille.

4) On admet que l'autre face de la lentille est plane, et que l'indice du verre constituant cette lentille est, pour la longueur d'onde considérée  $n = 1,52$ . En déduire la distance focale de cette lentille.

### 3. Interférences en lumière blanche

#### 3.1. Position du problème

Nous ne prenons plus en compte ici les problèmes liés à la cohérence spatiale. Nous supposons donc que nous sommes dans l'un des deux cas suivants :

- la source de lumière est ponctuelle,
- la source de lumière est étendue, mais les interférences sont observées sur leur surface de localisation et la largeur de la source n'intervient donc pas.

Nous allons compléter l'étude amorcée sur le dispositif des fentes d'Young, source à profil spectral rectangulaire de largeur  $\Delta\sigma$ , en envisageant le cas d'une source de lumière "blanche". Rappelons les résultats essentiels déjà obtenus.

#### 3.2. Distribution spectrale rectangulaire

La source est supposée émettre une intensité lumineuse constante dans la fenêtre rectangulaire  $[\sigma_0 - \frac{\Delta\sigma}{2}, \sigma_0 + \frac{\Delta\sigma}{2}]$ . Cette source de largeur spectrale  $\Delta\sigma$  émet des trains d'onde de durée  $\tau_c$  et de longueur finie  $\ell_c$  telle que :

$$\tau_c \Delta\nu = 1 \Rightarrow \ell_c = c\tau_c = 1/\Delta\sigma$$

L'intensité lumineuse résultant d'interférence à deux ondes obtenues avec la source précédente sous une différence de marche  $\delta$ , est de la forme :

$$I = 2I_0 \left[ 1 + \frac{\sin(\pi\delta\Delta\sigma)}{\pi\delta\Delta\sigma} \cos(2\pi\delta\sigma_0) \right]$$

Le contraste des franges  $V = \frac{\sin(\pi\delta\Delta\sigma)}{\pi\delta\Delta\sigma}$  s'annule pour une différence de marche  $\delta = 1/\Delta\sigma$ . Pour cette valeur la différence de marche  $\delta$  atteint la longueur de cohérence  $\ell_c$  de la lumière et les deux trains d'onde susceptibles d'interférer ne se "recouvrent" plus : il n'y a plus d'interférences, la source est devenue **spectralement incohérente** (i.e. il n'y a plus **cohérence temporelle** des deux ondes).

#### 3.3. Interférences en lumière blanche

##### 3.3.1. Observation

Observons les franges du coin d'air issues de la lumière émise par la radiation verte d'une lampe à vapeur de mercure. Puis, sans changer les paramètres géométriques, remplaçons la source par une lampe à incandescence. Sauf cas exceptionnel, aucune frange n'est plus visible.

On ne peut observer des franges d'interférence en lumière blanche qu'à la double condition :

- angle  $\alpha$  du coin d'air quasiment nul,
- observation au voisinage immédiat de l'arête  $\Delta$  du coin d'air.

Si ces conditions sont réalisées, nous observons quelques franges colorées.

### 3.3.2. Interprétation

Rappelons tout d'abord que des ondes monochromatiques de fréquences différentes ne peuvent interférer ; l'intensité résultant de leur superposition est, en tout point, égale à la somme de leurs intensités.

Pour chaque composante monochromatique de la lumière blanche, l'intensité lumineuse dans le champ d'interférences est une fonction de la différence de marche  $\delta$  des deux ondes qui interfèrent :

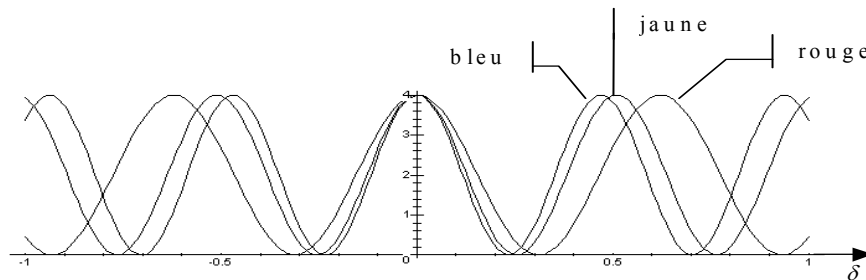
$$I(\delta) = 2I_0 [1 + \cos(2\pi\delta/\lambda)]$$

Les intensités  $I(\delta)$  sont des fonctions sinusoïdales de  $\delta$ , dont la période est égale à  $\lambda_0$ . L'interfrange est presque deux fois plus grande pour le rouge que pour le violet puisque  $\lambda_{0\text{rouge}} \approx 0,8 \mu\text{m} \approx 2\lambda_{0\text{bleu}}$ .

Les figures d'interférences de chaque longueur d'onde sont donc "décalées" dès que la différence de marche est de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$ . Nous avons représenté les intensités en fonction de la différence de marche pour une lumière composée de trois radiations (bleu :  $\lambda_{0\text{bleu}} \approx 0,470 \mu\text{m}$ , jaune :  $\lambda_{0\text{jaune}} \approx 0,580 \mu\text{m}$ , rouge :  $\lambda_{0\text{rouge}} \approx 0,630 \mu\text{m}$ ).

Nous observons les résultats suivants :

- Au voisinage immédiat de  $\delta = 0$ , l'intensité est maximale pour toutes les fréquences. La couleur qui en résulte est donc blanche : **la frange centrale est blanche**.
- Vers  $\delta = 0,25 \mu\text{m}$  les trois intensités sont proches de leur minimum. L'intensité totale est faible, d'où **deux franges noires bordant la frange centrale**.



- Ensuite nous trouvons des franges lumineuses bleu, jaune rouge pour respectivement  $\delta = 0,470 \mu\text{m}$ ,  $\delta = 0,580 \mu\text{m}$ ,  $\delta = 0,630 \mu\text{m}$ , d'où l'irisation de la première frange observée.
- A partir de  $\delta \approx 1 \mu\text{m}$ , il y a toujours une radiation pour laquelle  $I(\delta)$  est proche de son maximum, et une autre pour laquelle  $I(\delta)$  est proche de 0. L'intensité totale est à peu près constante, mais on peut distinguer des franges colorées. Par exemple, pour  $\delta = 1,7 \mu\text{m}$  le rouge et le bleu sont éteints, alors que le vert a une intensité proche de son maximum. La frange correspondante est donc verte.
- A partir de  $\delta \approx 3 \mu\text{m}$ , il y a, pour chaque valeur de  $\delta$  plusieurs radiations éteintes, et plusieurs radiations à leur maximum d'intensité, L'œil ne peut plus alors discerner de couleur, et la lumière est perçue comme blanche. Mais il ne s'agit pas en fait du "vrai" spectre de lumière blanche de la source. L'analyse de cette lumière par un dispositif dispersif (un prisme ou un réseau de diffraction) met en évidence un **spectre "cannelé"**, c'est-à-dire un spectre de lumière blanche dans lequel, en chaque point, toutes les radiations  $\lambda_p$  pour lesquelles les interférences ont été destructives sont manquantes :

$$\delta = (2p+1)\frac{\lambda_p}{2} \Rightarrow \lambda_p = \frac{2\delta}{2p+1} \Rightarrow \sigma_p = \frac{1}{\lambda_p} = \frac{2p+1}{2\delta} \quad \text{avec } \lambda_{\text{bleu}} < \lambda_p < \lambda_{\text{rouge}}$$

(l'absence de lumière pour ces radiations dans le spectre se traduisant par des raies sombres encore appelées traditionnellement "cannelures").

Avec une source de lumière blanche, les franges d'interférences ne sont visibles qu'au voisinage immédiat de la différence de marche nulle. Pour les différences de marche  $\delta$  supérieures à  $\delta = 3\,\mu\text{m}$ , l'œil ne peut plus distinguer les nombreuses radiations éteintes, et celles qui ont une intensité maximale. L'aspect du champ d'interférence est alors une couleur uniformément blanche.

Exercice n° 05 : Nettoyage des vitres et interférences

On utilise, pour nettoyer les vitres un produit à base d'alcool. Il apparaît des traces irisées qui disparaissent au séchage. Une couche d'alcool d'épaisseur uniforme  $e$  est déposée sur une surface plane de verre. Le système est éclairé sous incidence normale par une lumière d'intensité  $I_0$ , et on étudie l'intensité  $I_r$  de la lumière réfléchie. Données : alcool  $n_a = 1,36$  ; verre :  $n_v = 1,51$ .

- 1) Justifier numériquement que la lumière réfléchie résulte de l'interférence de deux ondes, issues chacune d'une seule réflexion.
- 2) L'onde incidente est monochromatique, de longueur d'onde  $\lambda$ . Étudier  $I_r(\sigma)$ .
- 3) La lumière incidente est blanche. Pour quelles raisons la lumière réfléchie est-elle colorée ?

Exercice n° 06 : Couche antireflet

On dépose sur une surface plane de verre d'indice  $n_0 = 1,5$ , une couche mince d'un matériau transparent d'indice  $n$ . Le système est éclairé sous incidence normale par une lumière d'intensité  $I_0$ , et on étudie l'intensité  $I_r$  de la lumière réfléchie.

- 1) Justifier numériquement que la lumière réfléchie résulte de l'interférence de deux ondes, issues chacune d'une seule réflexion.
- 2) L'onde incidente est monochromatique, de longueur d'onde  $\lambda$ . À quelles conditions doivent satisfaire  $e$  et  $n$  pour que  $I_r$  soit nulle ? Exprimer  $I_r(\sigma)$ .
- 3) La lumière incidente est blanche. On veut annuler totalement les radiations de longueur d'onde  $0,55\,\mu\text{m}$  et atténuer au maximum les autres radiations visibles. Calculer  $e$ , et décrire l'aspect de la lumière réfléchie.

Exercice n° 07 : Lamelle d'air

On observe des anneaux à centre brillant, par transmission d'une lame d'air (d'indice 1) d'épaisseur constante  $e$  et éclairée en incidence quasi-normale, dans le plan focal d'une lentille de distance focale  $f' = 20\,\text{cm}$ .

- 1) La source est monochromatique de longueur d'onde  $\lambda = 480\,\text{nm}$ . On mesure le rayon du 3<sup>ème</sup> anneau brillant :  $R_3 = 8,0\,\text{mm}$ . Déterminer l'épaisseur  $e$  de la lame d'air et l'ordre  $p$  du 3<sup>ème</sup> anneau brillant.
- 2) En fait la source a un profil "rectangulaire" de largeur spectrale  $\Delta\lambda = 1,5\,\text{nm}$  autour de la longueur d'onde moyenne  $\lambda = 480\,\text{nm}$  ; calculer l'épaisseur du troisième anneau brillant.