



Optique

Optique géométrique

Exercice 1 : Tripleur de focale de Barlow

oral banque PT | 💡 2 | ✂ 2

- Instrument d'optique ;
- Relations de conjugaison ;
- Construction de rayons.

1 La distance minimale entre la Terre et Jupiter est $D_{\min} = R_J - R_T = 6,3 \cdot 10^8$ km. En utilisant directement l'approximation des petits angles,

$$\alpha_0 = \frac{D_J}{D_{\min}} = 2,2 \cdot 10^{-4} \text{ rad} = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ.$$

2 Jupiter étant située à l'infini, son image par L_1 se forme dans le plan focal image. C'est donc là qu'il faut placer le capteur, à une distance $D_c = f'_1 = 2550$ mm de L_1 . Comme Jupiter est vue sous un angle α_0 alors les rayons les plus extrêmes arrivent sur la lentille en formant un angle $\alpha_0/2$ avec l'axe optique. Ainsi, l'image de Jupiter a pour rayon

$$r = f'_1 \tan \frac{\alpha_0}{2} = \frac{D_J f'_1}{2D_{\min}} = 0,28 \text{ mm}.$$

3 Voir figure 1. Se lancer à main levée n'est pas évident pour que les rayons convergent bien sur le capteur ... il faut donc *commencer* par tracer les rayons, *puis ensuite* placer le capteur sur la figure à l'endroit où se forme l'image.

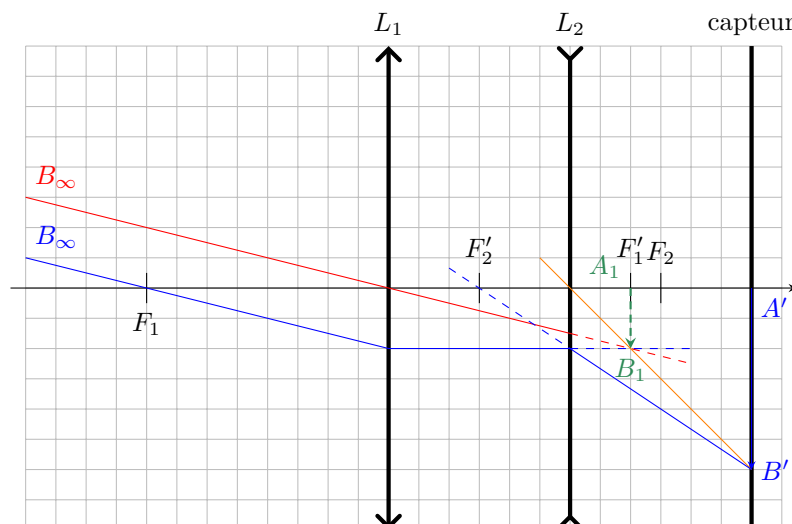


Figure 1 – Marche des rayons dans l'instrument.

4 L'objet pour L_2 est l'image de Jupiter par L_1 . On sait qu'elle se trouve dans le plan focal image de L_1 . Ainsi, en notant O_c le centre du capteur où se trouve l'image finale, la relation de grandissement donne

$$\frac{\overline{O_2 O_c}}{\overline{O_2 F'_1}} = 3 \quad \text{donc} \quad \overline{O_2 F'_1} = \frac{1}{3} \overline{O_2 O_c} \quad \text{soit} \quad \overline{O_2 O_1} + \overline{O_1 F'_1} = \frac{1}{3} \overline{O_2 O_c}$$

Remplaçons les distances algébriques par les paramètres géométriques de la lunette, avec D_{12} la distance entre les centres optiques des deux lentilles,

$$-D_{12} + f'_1 = \frac{d}{3} \quad \text{d'où} \quad \boxed{D_{12} = f'_1 - \frac{d}{3} = 2483 \text{ mm.}}$$

La relation conjugaison de Descartes appliquée à L_2 donne ensuite

$$\frac{1}{O_2O_c} - \frac{1}{O_2F'_1} = \frac{1}{f'_2} \quad \text{soit} \quad \frac{1}{O_2O_c} - \frac{3}{O_2O_c} = \frac{1}{f'_2}$$

d'où

$$\boxed{f'_2 = -\frac{d}{2} = -100 \text{ mm.}}$$

La lentille est divergente, il est donc normal de trouver $f'_2 < 0$.

5 Comme démontré précédemment, la taille de l'image sur le capteur sans oculaire est directement proportionnelle à la distance focale image de l'objectif L_1 . L'oculaire de Barlow permet d'obtenir une image trois fois plus grande sur le capteur, ce qui nécessiterait de tripler la focale de la lentille objectif si on voulait l'utiliser seule. L'intérêt de l'oculaire est bien sûr un encombrement bien moindre.

Exercice 2 : Distance apparente à travers un dioptre

oral banque PT | 💡 3 | ✂️ 1



- ▷ Formation d'image optique;
- ▷ Lois de Descartes.

1 L'image A' est par définition le point d'intersection des rayons issus de A et traversant le dioptre. Un rayon évident est confondu avec l'axe (zz'), l'autre s'obtient par application de la loi de la réfraction, voir figure 2, sachant que comme $n > n'$ alors $i < i'$. On constate que ces rayons ne se coupent pas à droite du dioptre, mais leur prolongement se coupe côté gauche. L'image A' est donc virtuelle.

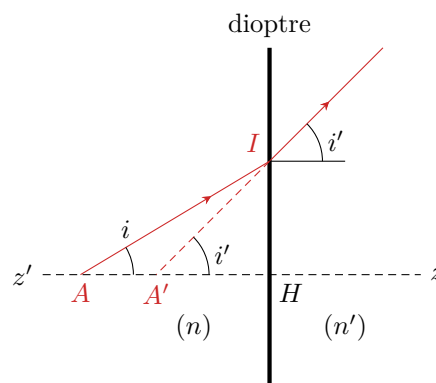


Figure 2 – Image à travers un dioptre.

2 En raisonnant dans les triangles rectangle AHI et $A'HI$, on obtient

$$\tan i = \frac{IH}{AH} \quad \text{et} \quad \tan i' = \frac{IH}{A'H}$$

d'où on déduit par identification des expressions de IH

$$\boxed{AH \tan i = A'H \tan i' .}$$

3 Un système optique est dit dans les conditions de Gauss lorsque les rayons qui le traversent sont faiblement inclinés par rapport à l'axe optique et à proximité de cet axe. Dans cette hypothèse, tous les angles sont petits. La relation précédente devient donc

$$AH i = A'H i' \quad \text{soit} \quad A'H = \frac{i}{i'} AH$$

et la loi de la réfraction s'écrit

$$n \sin i = n' \sin i' \quad \text{soit} \quad ni = n'i' \quad \text{et} \quad \frac{i}{i'} = \frac{n'}{n},$$

ce qui permet d'obtenir

$$A'H = \frac{n'}{n} AH.$$

4 On note A le poisson, A' son image par le dioptre eau/verre et A'' l'image finale, qui est l'image de A' par le dioptre verre/air. H est le projeté orthogonal de A sur le dioptre eau/verre et H' celui sur le dioptre verre/air. La distance cherchée est $A''H'$, qui est la distance apparente à partir du dioptre verre/air.

D'après la question précédente,

$$A'H = \frac{n_{\text{verre}}}{n_{\text{eau}}} AH = 5,6 \text{ cm.}$$

On en déduit

$$A'H' = A'H + e = 6,4 \text{ cm}$$

puis

$$A''H' = \frac{n_{\text{air}}}{n_{\text{verre}}} A'H' = 4,3 \text{ cm.}$$

Ainsi, le poisson **semble se trouver à 4,3 cm en arrière du dioptre air-verre** alors qu'il se trouve en réalité à 5,8 cm.

Interférences

Exercice 3 : Interférences à deux ondes

oral banque PT | 💡 2 | ✂️ 2



▷ Formule de Fresnel.

1 Deux ondes sont cohérentes si elles sont **synchrones** (même fréquence, donc même longueur d'onde) et que leur déphasage est **indépendant du temps**.

En revanche, le déphasage dépend bien sûr du point d'observation, sans quoi il n'y aurait pas d'interférences.

2 Travaillons avec les représentations complexes, en prenant $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ pour alléger le calcul. Les ondes issues des deux sources s'écrivent

$$\underline{s}_1(M, t) = A_1 \exp i \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} (S_1 M) \right) \quad \text{et} \quad \underline{s}_2(M, t) = A_2 \exp i \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} (S_2 M) \right).$$

Ainsi, l'intensité totale vaut

$$\begin{aligned} \mathcal{I} &= |\underline{s}(M, t)|^2 = |\underline{s}_1(M, t) + \underline{s}_2(M, t)|^2 \\ &= (\underline{s}_1 + \underline{s}_2)(\underline{s}_1^* + \underline{s}_2^*) \\ &= \underline{s}_1 \underline{s}_1^* + \underline{s}_2 \underline{s}_2^* + \underline{s}_1 \underline{s}_2^* + \underline{s}_1^* \underline{s}_2 \\ &= |\underline{s}_1|^2 + |\underline{s}_2|^2 + 2 \operatorname{Re} (\underline{s}_1 \underline{s}_2^*) \end{aligned}$$

Les deux premiers termes donnent les intensités lumineuses des sources prises seules,

$$\mathcal{I}_1 = |\underline{s}_1|^2 = A_1^2 \quad \text{et} \quad \mathcal{I}_2 = |\underline{s}_2|^2 = A_2^2.$$

Calculons maintenant le terme d'interférences,

$$\underline{s}_1 \underline{s}_2^* = A_1 A_2 \exp i \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} (S_1 M) - \omega t + \frac{2\pi}{\lambda} (S_2 M) \right) = A_1 A_2 \exp \left(\frac{2i\pi}{\lambda} [(S_2 M) - (S_1 M)] \right)$$

et en prenant la partie réelle

$$2 \operatorname{Re} (\underline{s}_1 \underline{s}_2^*) = 2 A_1 A_2 \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} [(S_2 M) - (S_1 M)] \right).$$

et en identifiant les amplitudes avec les racines des intensités on obtient

$$2 \operatorname{Re}(\underline{s}_1 \underline{s}_2^*) = 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} [(S_2 M) - (S_1 M)]\right).$$

soit finalement

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} [(S_2 M) - (S_1 M)]\right).$$

3 Les franges d'interférences se définissent par $\mathcal{I} = \text{cte}$ donc $(S_2 M) - (S_1 M) = \text{cte}$. La donnée laisse clairement entendre qu'il s'agit en toute rigueur d'hyperboles, comme représenté figure 3.

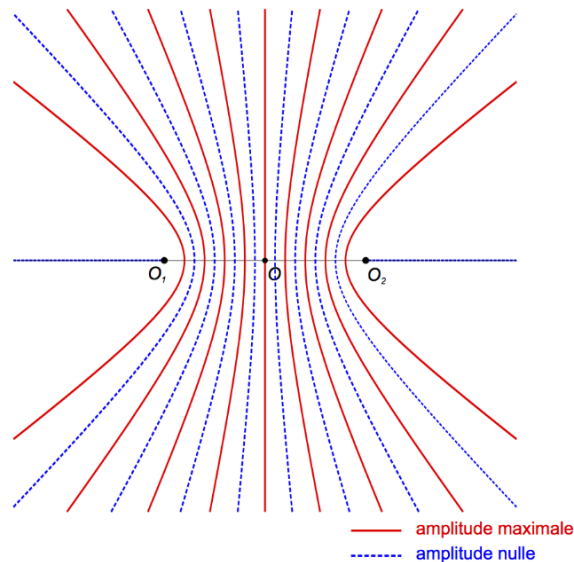


Figure 3 – Allure théorique d'une figure d'interférences.

4 En pratique, la figure d'interférences en 3d est un hyperboloïde de révolution, et l'écran étant à grande distance des sources, seule une petite portion est visible. Elle s'apparente à des cercles concentriques si l'écran est orthogonal à la droite $S_1 S_2$ et à des franges rectilignes s'il est parallèle, voir figure 4.

Exercice 4 : Observation de franges d'interférences

oral banque PT | 💡 3 | ✂ 2

- *Différence de marche à grande distance ;*
 ➤ *Modèle de l'œil ;*
 ➤ *Lentille convergente.*

1 Les franges sont rectilignes, parallèles aux fentes, incluses à l'intérieur de la figure de diffraction par une fente seule.

2 Cf. cours :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{bx}{D}\right) \right]$$

avec x une abscisse orthogonale à la direction des franges.

3 L'interfrange, c'est-à-dire la distance entre deux franges brillantes consécutives, ou encore la période spatiale de la figure d'interférences, vaut

$$i = \frac{\lambda D}{b} = 50 \mu\text{m}$$

On peut donc estimer qu'une frange a une extension spatiale $i/2$. En plaçant l'œil le plus proche possible des franges, elle est vue sous un angle

$$\theta = \frac{i/2}{\text{PP}} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ rad.}$$

Sachant que $1' = 3 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$, les franges **ne sont pas visibles à l'œil nu**.

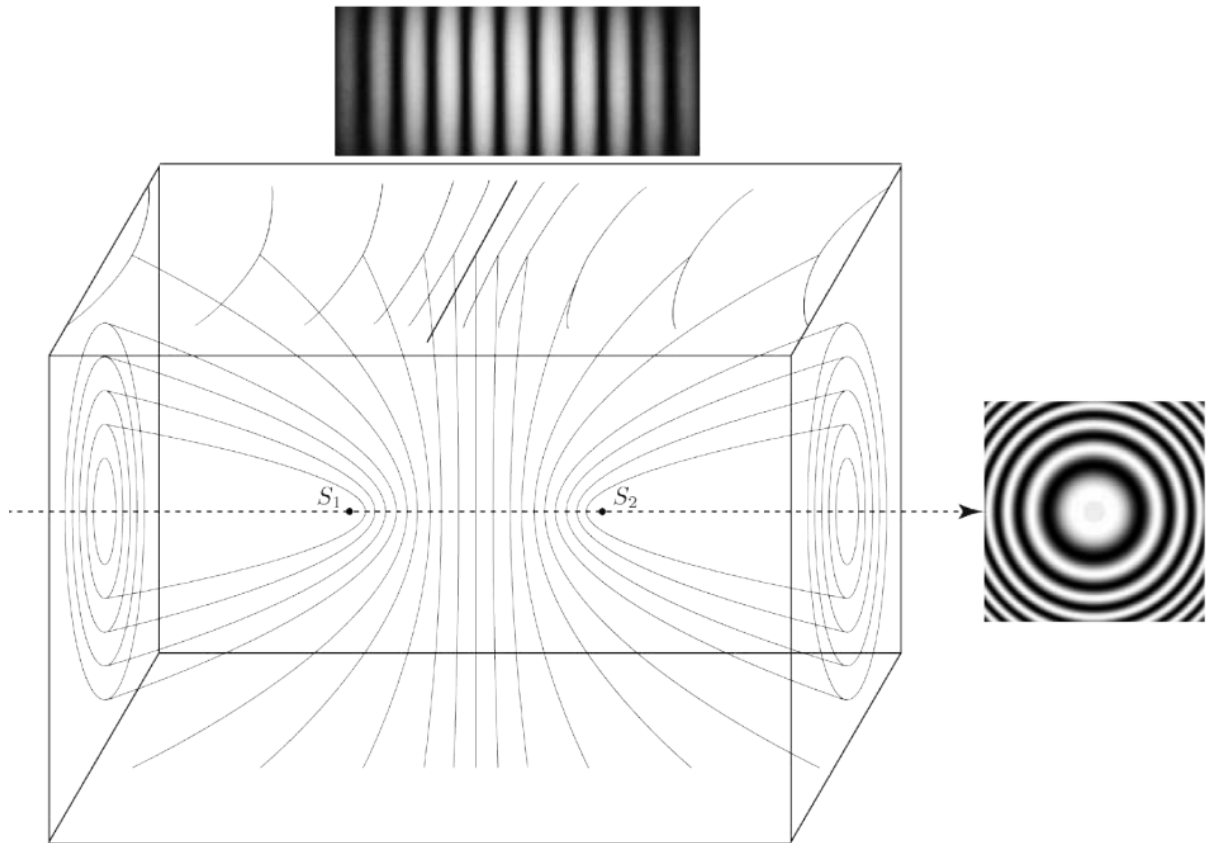


Figure 4 – Deux points de vue particulier.

Rappelons que $1' = 1/60^\circ$, soit

$$1' = \frac{1}{60} \times \frac{\pi}{180} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ rad.}$$

4 Si l'image des franges est à l'infini alors elles sont dans le plan focal objet de la lentille. En raisonnant sur la figure 5, on constate qu'en présence de la lentille les franges sont vues sous un angle

$$\theta' \simeq \frac{i/2}{f'}$$

Pour qu'elles puissent être vues par l'observateur, il faut alors avoir

$$\theta' > \alpha \quad \text{soit} \quad f' < \frac{i}{2\alpha} = 8,3 \text{ cm.}$$

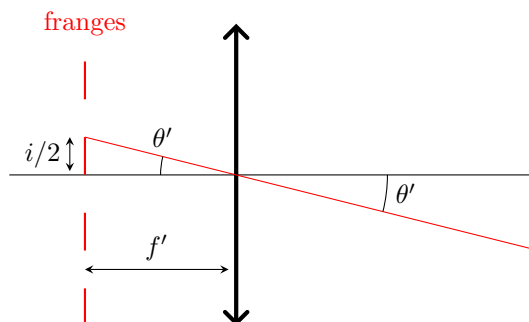


Figure 5 – Observation des franges au travers d'une lentille.

Exercice 5 : Mesure de l'indice de l'air

oral banque PT | 💡 2 | ✂️ 2



- ▷ *Lame d'air;*
- ▷ *Objet de phase.*

1 Cf. cours. Les franges d'interférence sont des cercles concentriques. Avec une source étendue incohérente, elles sont localisées à l'infini ... mais ce n'est pas le cas avec un laser, car les mécanismes d'émission lui permettent de former une source spatialement *cohérente*.

La distinction sur la cohérence spatiale d'un laser par rapport à une source classique me semble hors programme en PT ... mais en même temps le retour du candidat n'est pas très précis, et je ne suis pas certain que la question ait réellement été posée de la sorte.

2 Pour une lame d'air d'épaisseur e , l'ordre d'interférences au centre vaut

$$p = \frac{2n_0e}{\lambda}.$$

Le candidat précise dans son retour d'oral que l'examinateur a accepté qu'il lui donne le résultat sans démonstration ... mais attention à ne pas oublier l'indice optique de l'air, car c'est lui qui nous intéresse dans cet exercice.

3 Notons n l'indice instantané du gaz contenu dans la cuve, compris entre n_0 et 1, et ℓ sa longueur. Les parois de verre sont d'indice n_v et d'épaisseur e_v . On en déduit la différence de marche entre les rayons traversant la cuve et ceux qui ne la traversent pas,

$$\delta = 2n_0e + 2(n_v e_v + n\ell + n_v e_v) - 2n_0(e_v + \ell + e_v)$$

d'où on en déduit l'ordre d'interférences à un instant quelconque de l'expérience,

$$p = \frac{2n_0e + 4(n_v - n_0)e_v + 2(n - n_0)\ell}{\lambda}.$$

Au début de l'expérience, $n = n_0$ donc

$$p_I = \frac{2n_0e + 4(n_v - n_0)e_v}{\lambda}$$

et à la fin $n = 1$ ce qui donne

$$p_F = \frac{2n_0e + 4(n_v - n_0)e_v + 2(1 - n_0)\ell}{\lambda}.$$

Ainsi, l'ordre d'interférences a varié en valeur absolue de

$$\Delta p = |p_F - p_I| = \frac{2(n_0 - 1)\ell}{\lambda} \quad \text{d'où} \quad n_0 - 1 = \frac{\lambda \Delta p}{2\ell}.$$

Or une variation d'une unité de l'ordre d'interférences se traduit par le retour à une frange brillante au centre de l'écran. On observe sur la courbe donnée par l'énoncé 13 maxima puis un minimum d'intensité, ce qui permet d'en déduire

$$13,5 < \Delta p < 14$$

soit en prenant les valeurs numériques

$$2,67 \cdot 10^{-4} < n_0 - 1 < 2,77 \cdot 10^{-4}.$$

À titre de comparaison, la valeur tabulée est de $2,72 \cdot 10^{-4}$ à 20°C . Une exploitation plus fine de la courbe laisse clairement entendre que $\Delta p \simeq 13,75$, ce qui mènerait encore plus près de cette valeur.

Exercice 6 : Mesure de l'épaisseur d'un film alimentaire

oral banque PT | 💡 2 | ✂️ 2



- ▷ Interférences en lumière blanche ;
- ▷ Objet de phase.

1 En configuration lame d'air, les deux miroirs de l'interféromètre sont **parfaitement perpendiculaires**, on les qualifie parfois de « miroirs parallèles » en raisonnant sur l'image d'un miroir par la séparatrice. Les franges d'interférences sont **circulaires** et **localisées à l'infini**. On les observe donc **dans le plan focal image d'une lentille convergente**.

2 En présence du film alimentaire, la différence de marche n'est plus nulle entre les deux voies, mais constante. Ainsi, la valeur de l'ordre d'interférence dépend de la longueur d'onde, et les interférences sont constructives pour certaines d'entre elles et destructives pour d'autres. S'il y en a suffisamment, l'œil ne peut plus faire la différence : la couleur observée est un **blanc d'ordre supérieur**.

3 Si la longueur d'onde est absente, alors les interférences sont destructives, donc l'ordre p est demi-entier,

$$p = \frac{\delta}{\lambda} = k + \frac{1}{2} \quad \text{soit} \quad \boxed{\frac{1}{\lambda} = \frac{2k+1}{2} \frac{1}{\delta}}$$

4 La différence de marche au centre des anneaux vaut $2(n-1)e$: l'un des rayons qui interfèrent traverse deux fois le film alimentaire (chemin optique $2 \times ne$) tandis que le second traverse la même épaisseur mais dans l'air (chemin optique $2 \times e$). On compte sur le spectre vingt annulations d'intensité entre $\lambda_{\min} = 400 \text{ nm}$ et $\lambda_{\max} = 800 \text{ nm}$. Entre une annulation et la suivante, l'ordre d'interférence varie de 1. Ainsi, comme la différence de marche est constante,

$$\frac{1}{\lambda_{\max}} = \frac{2k+1}{4(n-1)e} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\lambda_{\min}} = \frac{2(k+20)+1}{4(n-1)e} = \frac{40+2k+1}{4(n-1)e}.$$

Pour isoler e en éliminant l'inconnue k , il suffit de prendre la différence

$$\frac{1}{\lambda_{\min}} - \frac{1}{\lambda_{\max}} = \frac{40}{4(n-1)e} = \frac{10}{(n-1)e}$$

d'où on déduit

$$\boxed{e = \frac{10}{n-1} \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{\min}} - \frac{1}{\lambda_{\max}}} = 16 \mu\text{m}.$$

Exercice 7 : Lame de verre

oral banque PT | 💡 3 | ✂️ 3



- ▷ Lame à faces parallèles ;
- ▷ Calcul de chemin optique ;
- ▷ Étude détaillée de la figure d'interférences.

Les notations utilisées pour l'ensemble de l'exercice sont représentées figure 6.

1 Les deux ondes qui interfèrent sont d'une part l'onde qui traverse directement la lame et en ressort au point A , et d'autre part celle qui fait un aller-retour dans la lame en étant réfléchi aux points A et B pour en ressortir au point C . L'énoncé indique que l'onde qui se réfléchit en C et fait un deuxième aller-retour dans la lame est négligeable, il s'agit bien d'interférences à deux ondes seulement.

2 Dans un Michelson en lame d'air, les interférences sont localisées à l'infini. Par analogie, on peut penser qu'il en est de même ici. Il faut donc utiliser une **lentille convergente** et placer l'écran d'observation **dans le plan focal image**.

Complément complètement hors-programme : Il existe un théorème appelé *théorème de localisation*, démontrable comme tout théorème qui se respecte, qui indique que les interférences par division d'amplitude sont localisées là où se coupent les deux rayons émergents de l'interféromètre issus du même rayon incident. Ici, les deux rayons représentés sont issus du même rayon incident et ressortent parallèles de « l'interféromètre », ce qui revient à dire qu'ils se coupent à l'infini.

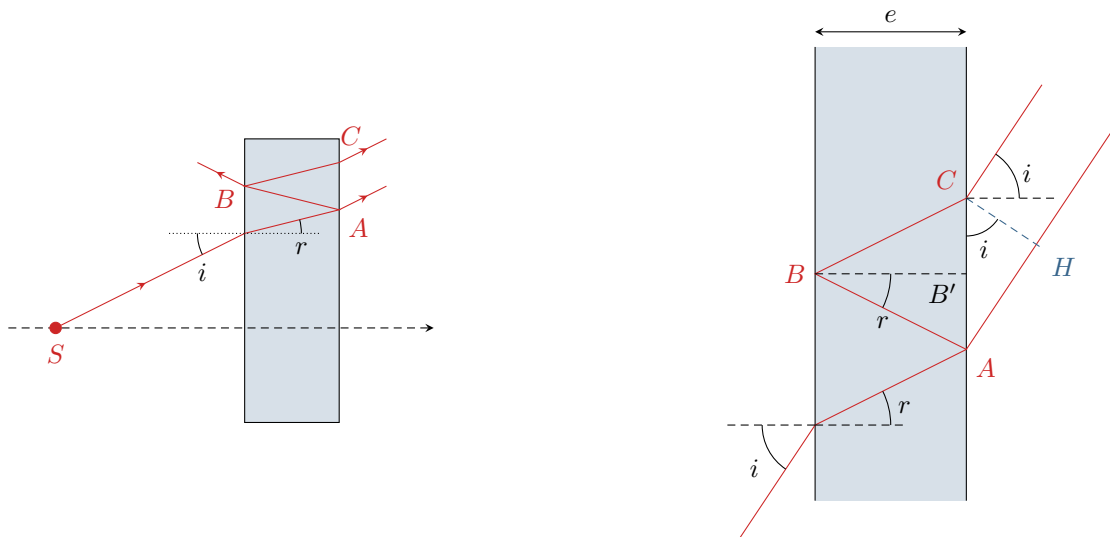


Figure 6 – Interférences avec une lame de verre. La loi de Descartes de la réfraction appliquée à l'entrée et à la sortie de la lame montre que l'angle d'émergence est égal à l'angle d'incidence : « $\sin i = n \sin r = \sin i$ ».

3 • **Première démonstration** : une première possibilité consiste à prolonger les deux rayons émergents de la lame jusqu'à l'axe optique pour identifier les sources secondaires ... mais aboutir au résultat est moins immédiat qu'en lame d'air à cause de la réfraction qu'il n'est pas si simple de prendre en compte.

• **Deuxième démonstration** : on peut également adapter la deuxième méthode pour démontrer le résultat en lame d'air, qui consiste à raisonner avec les miroirs. Si la source était située au point d'observation M , alors d'après le principe de retour inverse de la lumière et le théorème de Malus, les points H et C seraient situés sur le même plan d'onde et ainsi $(CM) = (HM)$. Ainsi,

$$\delta = (SM)_C - (SM)_A = [(SA) + (AB) + (BC) + (CM)] - [(SA) + (AH) + (HM)] .$$

En raisonnant dans le triangle ABB' ,

$$\cos r = \frac{BB'}{AB} = \frac{e}{AB} \quad \text{d'où} \quad AB + BC = \frac{2e}{\cos r} .$$

Par ailleurs, en raisonnant dans le triangle ACH ,

$$\sin i = \frac{AH}{AC} = \frac{AH}{2AB'} \quad \text{soit} \quad AH = 2AB' \sin r$$

et en revenant au triangle ABB'

$$\tan r = \frac{AB'}{BB'} = \frac{AB'}{e}$$

si bien que

$$AH = 2e \tan r \sin i .$$

En prenant en compte les indices pour exprimer les chemins optiques,

$$\delta = (AB) + (AC) - (AH) = \frac{2ne}{\cos r} - 2e \tan r \sin i .$$

Or d'après la loi de la réfraction $\sin i = n \sin r$, d'où

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

ce qui conduit en fin de compte à

$$\boxed{\delta = 2ne \cos r .}$$

4 Le rayon R sur l'écran est relié à l'angle i , par $\tan i \simeq i = R/f'$. Par un développement limité,

$$p = \frac{2ne}{\lambda} \left(1 - \frac{r^2}{2} \right)$$

et en combinant avec la loi de la réfraction linéarisée, $i = nr$, on aboutit à

$$p(M) = \frac{2ne}{\lambda} \left(1 - \frac{R^2}{2n^2 f'^2} \right).$$

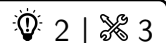
5 Comme toujours en configuration « lame », l'ordre est maximal au centre (ce qui se voit sur l'expression précédente de p), où il vaut

$$p_{\max} = \frac{2ne}{\lambda} = 54,5.$$

L'ordre est maximal au centre, donc le premier anneau brillant a pour ordre l'entier immédiatement inférieur, soit $p_1 = 54$. D'après l'expression précédente,

$$1 - \frac{R_1^2}{2n^2 f'^2} = \frac{p_1 \lambda}{2ne} \quad \text{soit} \quad \frac{R_1^2}{2n^2 f'^2} = 1 - \frac{p_1 \lambda}{2ne} \quad \text{d'où} \quad R_1 = n f' \sqrt{2 - \frac{p_1 \lambda}{ne}} = 4,2 \text{ cm}.$$

Exercice 8 : Réseau d'antennes



▷ Interférences à N ondes.

1 Raisonnons sur la figure 7 pour calculer la différence de marche. Si la source était en M , alors, d'après le théorème de Malus, H et S_0 appartiendraient au même plan d'onde. Avec le principe de retour inverse, on en déduit

$$(S_0 M) = (HM) \quad \text{d'où} \quad \delta = (S_1 H) + (HM) - (S_0 M) = (S_1 H).$$

Par trigonométrie dans le triangle $S_0 S_1 H$, il vient

$$\delta = d \sin \theta \quad \text{d'où} \quad \phi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta.$$

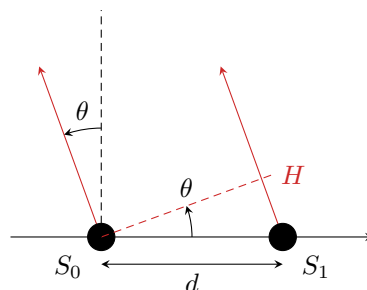


Figure 7 – Zoom sur les deux premières antennes.

Comme les antennes sont régulièrement espacées, les déphasages sont simplement des multiples de ϕ , soit

$$\phi_n = \frac{2\pi n d}{\lambda} \sin \theta.$$

Pour comprendre ce résultat, on peut voir que pour la source S_n l'hypothénuse du triangle servant à exprimer δ_n vaudrait nd .

2 D'après le principe de superposition,

$$s(M, t) = \sum_{n=0}^{N-1} s_n(M, t) = \sum_{n=0}^{N-1} A e^{i(\omega t - n\phi)} = A e^{i\omega t} \sum_{n=0}^{N-1} e^{-in\phi}.$$

On reconnaît alors une somme géométrique, ce qui permet d'écrire

$$s(M, t) = A e^{i\omega t} \frac{1 - e^{-iN\phi}}{1 - e^{-i\phi}} = A e^{i\omega t} \frac{e^{-iN\phi/2}}{e^{-i\phi/2}} \frac{e^{iN\phi/2} - e^{-iN\phi/2}}{e^{i\phi/2} - e^{-i\phi/2}}$$

ce qui conduit bien au résultat donné

$$s(M, t) = A e^{i\omega t} \frac{e^{-iN\phi/2} \sin(N\phi/2)}{e^{-i\phi/2} \sin(\phi/2)}.$$

On en déduit l'intensité,

$$I(M) = |s(M, t)|^2 = A^2 \frac{\sin^2(N\phi/2)}{\sin^2(\phi/2)}.$$

3 Les maxima d'intensité se trouvent aux angles θ_m tels que

$$\frac{\phi}{2} = m\pi \quad \text{soit} \quad \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta_m = m\pi \quad \text{d'où} \quad \theta_m = \arcsin \frac{m\lambda}{d}.$$

La valeur $m = 0$ donnera toujours un maximum en $\theta_m = 0$, c'est-à-dire dans la direction normale au réseau. Pour qu'il soit unique, il faut que le maximum $m = 1$ n'existe pas, ce qui est le cas si $\lambda/d > 1$, car un sinus est forcément inférieur à 1. Ainsi, le réseau d'antennes ne produit qu'un seul maximum dès que

$$d \leq \lambda.$$

4 En utilisant la donnée, l'intensité au niveau d'un maximum vaut

$$I_{\max} = N^2 A^2.$$

La première annulation d'intensité de part et d'autre du maximum central a lieu pour

$$\frac{N\phi}{2} = \pm\pi \quad \text{soit} \quad \frac{N\pi d}{\lambda} \sin \theta_{\pm} = \pm\pi \quad \text{d'où} \quad \theta_{\pm} = \arcsin \frac{\lambda}{Nd} = \arcsin \frac{2}{N}.$$

On en déduit la largeur angulaire,

$$\Delta\theta = 2 \arcsin \frac{2}{N},$$

qui est d'autant plus petite que N est élevé. Ainsi, augmenter le nombre d'antennes du réseau permet d'avoir une **intensité maximale plus élevée** ($I_{\max} \propto N^2$) et des **maxima plus étroits** ($\Delta\theta \propto 1/N$ dès que N est assez grand pour faire un développement limité de l'arcsinus).

5 Les calculs sont en tous points identiques, en remplaçant ϕ par $\phi + \psi$. Les maxima d'intensité se trouvent donc dans les directions θ telles que

$$\frac{\phi + \psi}{2} = m\pi \quad \text{soit} \quad \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta_m + \frac{\psi}{2} = m\pi \quad \text{et} \quad \sin \theta_m = \arcsin \left(\frac{m\lambda}{d} - \frac{\psi}{2} \right).$$

En supposant la distance entre antennes telles que seul $m = 0$ donne un maximum visible, celui-ci se trouve à l'angle

$$\theta_{\max} = -\arcsin \frac{\psi}{2}.$$

Modifier le déphasage ψ permet donc bien de contrôler la position du maximum d'intensité.