CH.30 : OPTIQUE ONDULATOIRE

Plan *(Cliquer sur le titre pour accéder au paragraphe)*

****

CH.30 : OPTIQUE ONDULATOIRE 1
I. PRELIMINAIRES 2
I.1. NOTION DE CHEMIN OPTIQUE 2
I.1.1. Définition 2
I.1.2. Surface d'onde et stigmatisme 2
I.1.3. Théorème de Malus 2
I.2. LES DIFFERENTS MODELES DE LA LUMIERE 3
I.2.1. Le modèle géométrique 3
I.2.2. Le modèle corpusculaire 3
I.2.3. Le modèle ondulatoire 3
I.2.4. Quel modèle utiliser ? 3
II. INTERFERENCES LUMINEUSES 4
II.1. NOTION DE « VIBRATION LUMINEUSE » 4
II.1.1. Théorie scalaire de la lumière 4
II.1.2. Composition de 2 vibrations lumineuses 4
II.1.3. Notion de « COHERENCE » 5
II.1.4. Notion d'ordre d'interférence 5
II.2. INTERFERENCES PAR DIVISION DU FRONT D' ONDE 5
II.2.1. Fonctionnement de principe en lumière monochromatique 5
II.2.2. Exemple du dispositif des trous d' Young 6
II.2.3. Autres dispositifs diviseurs du front d'onde 7
II.2.4. Problème de la cohérence spatiale 7
II.2.5. Problème de la cohérence temporelle 8
II.2.6. Utilisation de ces dispositifs en lumière « blanche » 9
II.3. INTERFERENCES PAR DIVISION D' AMPLITUDE 10
II.3.1. Description de l'interféromètre de Michelson 10
II.3.2. Utilisation en lame d'air : franges d'égale inclinaison 11
II.3.3. Utilisation en coin d'air : franges d'égale épaisseur 11
III. DIFFRACTION A L' INFINI 12
III.1. PRINCIPE D' HUYGENS – FRESNEL 12
III.1.1. Enoncé 12
III.1.2. Expression mathématique du Principe 12
III.1.3. Distinction « diffraction à distance finie » ou « diffraction à l'infini » 13
III.1.4. Diffraction à l'infini d'une onde plane par un diaphragme plan 13
III.2. EXEMPLE D' UNE OUVERTURE RECTANGULAIRE 14
III.2.1. Expression de l'éclairement 14
III.2.2. Cas limite d'une fente « fine » 14
III.3. CAS D' UNE OUVERTURE CIRCULAIRE 15
III.4. DIFFRACTION ET LIMITATIONS D' UN SYSTEME OPTIQUE 16
IV. RESEAUX PLANS 16
IV.1. GENERALITES 16
IV.1.1. Définitions 16

Tous droits de l'auteur des œuvres réservés. Sauf autorisation, la reproduction ainsi que toute utilisation des œuvres autre que la consultation individuelle et privée sont interdites.

Extrait gratuit de document, le document original comporte 18 pages.

IV.1.2. Différents types de réseaux plans 16
IV.2. ETUDE QUANTITATIVE 17
IV.2.1. Différence de marche entre 2 rayons voisins 17
IV.2.2. Expression de l'éclairement 17
IV.2.3. Application pratique : spectroscopie à réseau 18
V. REMARQUES FINALES 18

****

I. PRELIMINAIRES

I.1. NOTION DE CHEMIN OPTIQUE

I.1.1. Définition

• Soit un milieu caractérisé en tout point $M(x,y,z)$ par un indice $n(x,y,z)$; on définit le **chemin optique** entre 2 points A et B, le long d'une courbe (C) par :

$$\boxed{L_{AB} = (AB) = \int_{A/(C)}^{B} n(x,y,z)dl}$$

• Le chemin optique est égal à la distance que franchirait la lumière dans le **vide** pendant le **même temps** Δt qu'elle met à parcourir la courbe (C) dans le **milieu considéré** ; en effet :

$$(AB) = \int_{A/(C)}^{B} \frac{c}{v(M)} \times dl \quad \text{avec : } dl = v(M)dt \quad \Rightarrow \quad \boxed{(AB) = \int_{A/(C)}^{B} c \times dt = c \times \Delta t}$$

• Par ailleurs : $\boxed{L_{AB} = L_{BA}}$, et pour un milieu **homogène** : $\boxed{(AB) = n \times AB}$

I.1.2. Surface d'onde et stigmatisme

• **Définition :** une surface d'onde (Σ), relative à une source ponctuelle (S), est le lieu des points M tels que : $\boxed{(SM) = cste}$

• **Lien avec les surfaces équiphases :** considérons une onde émise en (S) de la forme : $\underline{y}(S,t) = A(S)\exp(iwt) \Rightarrow$ pour 2 points M et M', on aura :

$\underline{y}(M,t) = A(M)\exp[iw(t-\Delta t)]$ et $\underline{y}(M',t) = A(M')\exp[iw(t-\Delta t')]$, où $\Delta t = \dfrac{(SM)}{c}$ et $\Delta t' = \dfrac{(SM')}{c}$

$\Rightarrow$ si $(SM) = (SM')$, alors $\underline{y}(M,t)$ est **en phase** avec $\underline{y}(M,t) \Rightarrow$ les **surfaces d'ondes sont les surfaces équiphases**.

• **Stigmatisme :** 2 points A et B seront donc **stigmatiques** vis-à-vis d'un système optique (Σ) si le chemin optique (AB) est indépendant du rayon ayant traversé le système (Σ) (ceci est une condition nécessaire et suffisante).

I.1.3. Théorème de Malus

• **Enoncé :** dans un milieu isotrope, après un nombre quelconque de réflexions et de réfractions, les rayons issus d'un même point source demeurent **perpendiculaires** aux **surfaces d'ondes**.

• **Exemples :** pour une onde plane, les rayons sont parallèles entre eux, et perpendiculaires aux plans d'ondes ; pour une onde sphérique, les rayons lumineux sont justement les rayons des sphères d'ondes.

© EduKlub S.A.
Tous droits de l'auteur des œuvres réservés. Sauf autorisation, la reproduction ainsi que toute utilisation des œuvres autre que la consultation individuelle et privée sont interdites.

Extrait gratuit de document, le document original comporte 18 pages.

• **Application :** considérons les cas de figure ci-dessous :

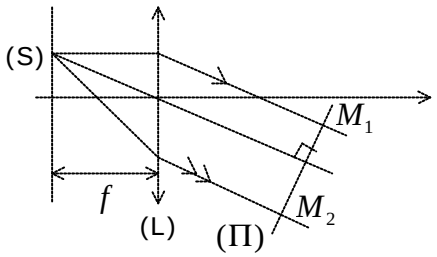


figure (a)

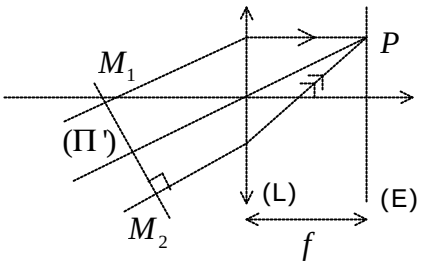


figure (b)

♦ dans le cas (a), la source (S) est placée dans le plan focal objet d'une lentille (L) ; les rayons ressortent parallèles, (Π) est un plan d'onde $\Rightarrow$ $\boxed{(SM_1)=(SM_2)}$.

♦ dans le cas (b), des rayons parallèles convergent en un même point P d'un écran (E) placé dans le plan focal image d'une lentille (L) : **si** l'on plaç**ait** une source ponctuelle en P, on se retrouverait dans le cas (a), et l'on aurait toujours $(PM_1)=(PM_2)$; le principe du retour inverse de la lumière fait que l'on a effectivement $\boxed{(M_1P)=(M_2P)}$.

En revanche, les ondes en M_1 et M_2 ne sont pas forcément en phase, et (Π') n'est plus un plan d'onde : simplement, **toute différence de phase** entre les 2 rayons **acquise avant le plan** (Π') **sera conservée** jusqu'en P (nous nous servirons souvent de ce résultat).

I.2. LES DIFFERENTS MODELES DE LA LUMIERE

I.2.1. Le modèle géométrique

• C'est le modèle qui, historiquement, s'est développé le premier : il peut traiter beaucoup de phénomènes, comme la formation des images dans les appareils photographiques, les télescopes, les microscopes etc…

• En revanche, il ne peut interpréter correctement les phénomènes d'interférences lumineuses et de diffraction.

I.2.2. Le modèle corpusculaire

• Newton avait déjà imaginé un modèle corpusculaire (inspiré de ses idées sur la mécanique) pouvant interpréter approximativement la diffraction (un champ gravitationnel pouvait même modifier la trajectoire de ses particules de lumière pesantes, comme en Relativité Générale !).

• Le modèle plus moderne du photon (Einstein, 1905) s'applique facilement à « l'effet photoélectrique ».

I.2.3. Le modèle ondulatoire

• Celui-ci interprète facilement les phénomènes de diffraction et d'interférences : la lumière est alors considérée comme une onde électromagnétique de fréquence n.

• Il faut donc accepter une « dualité onde-corpuscule », où l'énergie E des photons est reliée à la fréquence de l'onde par la relation : $\boxed{E=hn}$ (h = « constante de Planck »)

I.2.4. Quel modèle utiliser ?

• Lorsque les **dimensions des obstacles** (objets, diaphragmes…) que rencontre la lumière sont **grandes** devant sa **longueur d'onde** l, le modèle géométrique suffit.

• Dans le cas contraire, et à condition de ne pas être dans une situation où une petite quantité de lumière interagit avec la matière (atome, électron…), on optera pour le modèle ondulatoire : c'est l'objet d'étude du présent chapitre.

Tous droits de l'auteur des œuvres réservés. Sauf autorisation, la reproduction ainsi que toute utilisation des œuvres autre que la consultation individuelle et privée sont interdites.

Extrait gratuit de document, le document original comporte 18 pages.

II. INTERFERENCES LUMINEUSES

II.1. NOTION DE « VIBRATION LUMINEUSE »

II.1.1. Théorie scalaire de la lumière

• La lumière est donc un champ électromagnétique $(\vec{E},\vec{B})$; certaines expériences montrent que les détecteurs usuels (rétine, pellicule photo, capteurs CCD…) sont sensibles au seul **champ électrique** ⇒ à ce stade, il suffit d'un seul champ vectoriel pour décrire la vibration lumineuse.
• Dans la plupart des expériences d'interférences et de diffraction que nous allons étudier, les « rayons lumineux » (= tubes élémentaires du vecteur de Poynting) qui vont interférer seront **quasi-parallèles** : en un point M donné, les différents champs électriques (correspondant aux différents rayons) seront donc tous pratiquement contenus dans un même plan perpendiculaire à la direction commune de propagation ⇒ on pourra toujours les **décomposer** sur des **axes communs** (pour 2 ondes de même polarisation rectiligne, l'axe de projection est unique).

• La «vibration lumineuse » sera donc considérée comme une **grandeur scalaire**, la projection sur un axe commun du vecteur champ électrique : cette grandeur sera notée $\underline{s}(M,t)$.
Rq : pour des ondes non polarisées rectilignement, il suffira de considérer 2 grandeurs scalaires correspondant à 2 axes de projection perpendiculaires entre eux.

• Les détecteurs usuels sont dits « **QUADRATIQUES** » : ils sont sensibles à la valeur moyenne temporelle (sur des temps très supérieurs à la période des ondes lumineuses qui est de l'ordre de quelques 10^{-15} seconde) du **carré** du module des champs électriques.
• On définit alors la grandeur « **ECLAIREMENT** » ou « **INTENSITE LUMINEUSE** » par :

$$\boxed{E = k\left\langle |\underline{s}|^2 \right\rangle_t = k\left\langle \underline{s}\times\underline{s}^* \right\rangle_t}$$ où k est une simple constante multiplicative

Rq : l'éclairement s'exprime en $W.m^{-2}$ et est à rapprocher du module du vecteur de Poynting.

II.1.2. Composition de 2 vibrations lumineuses

• Considérons tout d'abord la composition de 2 ondes lumineuses $\underline{\vec{s}}_1$ et $\underline{\vec{s}}_2$ se propageant selon des directions quasi-parallèles de vecteur unitaire $\vec{e}_z$; ces vecteurs étant perpendiculaires à $\vec{e}_z$, nous allons les projeter sur des axes $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$ formant avec $\vec{e}_z$ une base orthonormée :

$\underline{\vec{s}}_1 = \underline{s}_{1x}\vec{e}_x + \underline{s}_{1y}\vec{e}_y$ et $\underline{\vec{s}}_2 = \underline{s}_{2x}\vec{e}_x + \underline{s}_{2y}\vec{e}_y$ ⇒ $\underline{\vec{s}}_1 + \underline{\vec{s}}_2 = (\underline{s}_{1x} + \underline{s}_{2x})\vec{e}_x + (\underline{s}_{1y} + \underline{s}_{2y})\vec{e}_y$

• L'éclairement total est donc proportionnel à :

$(\underline{\vec{s}}_1 + \underline{\vec{s}}_2)(\underline{\vec{s}}_1^* + \underline{\vec{s}}_2^*) = [(\underline{s}_{1x} + \underline{s}_{2x})\vec{e}_x + (\underline{s}_{1y} + \underline{s}_{2y})\vec{e}_y][(\underline{s}_{1x}^* + \underline{s}_{2x}^*)\vec{e}_x + (\underline{s}_{1y}^* + \underline{s}_{2y}^*)\vec{e}_y] = |\underline{s}_{1x} + \underline{s}_{2x}|^2 + |\underline{s}_{1y} + \underline{s}_{2y}|^2$ ⇒

l'éclairement total est la **somme** des éclairements correspondant aux 2 directions de projection ⇒ on pourra se contenter d'étudier la composition de 2 vibrations lumineuses de même polarisation rectiligne.
• Avec un choix convenable de l'origine des temps et des ondes harmoniques, on peut écrire en un point M où les 2 ondes se superposent : $\underline{s}_1(M,t) = A_1\exp(iwt)$ et $\underline{s}_2(M,t) = A_2\exp[i(wt - j)]$

⇒ $\underline{s}(M,t) = \underline{s}_1(M,t) + \underline{s}_2(M,t) = \exp(iwt)\times[A_1 + A_2\exp(-ij)]$ (où j est une fonction de M)

• L'éclairement total est donc donné par :

$$E(M) = k\left\langle \underline{s}\times\underline{s}^* \right\rangle_t = k\left\langle [A_1 + A_2\exp(-ij)]\times[A_1 + A_2\exp(-ij)] \right\rangle_t = k\left\langle A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos j \right\rangle_t \Rightarrow$$

$$\boxed{E(M) = E_1(M) + E_2(M) + 2\sqrt{E_1E_2}\times\left\langle \cos j\ (M) \right\rangle_t} \qquad (1)$$

© EduKlub S.A.
Tous droits de l'auteur des œuvres réservés. Sauf autorisation, la reproduction ainsi que toute utilisation des œuvres autre que la consultation individuelle et privée sont interdites.

Extrait gratuit de document, le document original comporte 18 pages.

II.1.3. Notion de « COHERENCE »

• Deux cas peuvent se produire :

♦ $\boxed{\langle \cos j\ (M)\rangle_t = 0}$: la formule (1) indique alors que $\boxed{E(M) = E_1(M) + E_2(M)}$

⇒ l'éclairement total est la somme des éclairements obtenus pour chacune des ondes prises séparément : les vibrations lumineuses sont dites « **INCOHERENTES** ».

♦ $\boxed{\langle \cos j\ (M)\rangle_t \neq 0}$: les vibrations sont dites « **COHERENTES** », et l'on ne peut se contenter d'une simple addition pour obtenir l'éclairement total.

• En pratique, nous verrons que lorsqu'on est dans ce cas, les 2 ondes ont même intensité, d'où :

Si $E_1 = E_2 = E_0$: $\boxed{E(M) = 2E_0[1 + \langle \cos j\ (M)\rangle_t]}$ (2)

Rq : on constate donc que l'éclairement peut être nul aux points où $j\ (M) = (2n+1)p$, $n \in \mathbb{N}$, et valoir $4E_0$ pour les points où $j\ (M) = 2np$; l'éclairement n'est pas uniforme dans l'espace, on obtient des « **franges d'interférences** ».

• Dans une source lumineuse telle qu'une lampe à incandescence ou une lampe spectrale, l'émission se fait par «**trains d'ondes** » : un atome est excité de temps en temps, émet un train d'onde de courte durée ($t \approx$ ^{-6}s à ^{-9}s) en se désexcitant, puis le processus recommence de manière **aléatoire**. Pour 2 **sources lumineuses distinctes**, les trains d'ondes émis auront donc des déphasages relatifs aléatoires : les valeurs moyennes des formules (1) et (2) étant prises sur des temps très longs (par exemple, $\approx 0{,}1\ s$ pour la rétine) par rapport à la durée des trains d'ondes, on obtiendra $\langle \cos j\ (M)\rangle_t \simeq 0$ ⇒ 2 sources lumineuses distinctes sont incohérentes ⇒ il reste à trouver un moyen de rendre cohérentes des sources lumineuses !

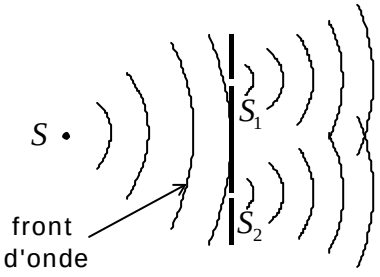
II.1.4. Notion d'ordre d'interférence

• L'ordre d'interférence p en un point M est défini par : $\boxed{p(M) = \dfrac{j\ (M)}{2p}}$

• Si p est un **entier**, les interférences sont dites « **constructives** », et l'on obtient les « **franges brillantes** » ; si p est un **demi-entier**, les interférences sont dites « **destructives** » et l'on obtient les « **franges sombres** ».

II.2. INTERFERENCES PAR DIVISION DU FRONT D' ONDE

II.2.1. Fonctionnement de principe en lumière monochromatique



On isole spatialement parties d'un même front d'onde issu d'**une seule source** (S): par exemple, en perçant trous dans un écran opaque.
(S_1) et (S_2) constituent alors 2 **sources secondaires** cohérentes : en effet , chaque train d'onde issu de (S) se divise en trains d'ondes "jumeaux" ayant la même référence de phase.
Il suffit alors de faire se rencontrer les ondes issues des sources secondaires dans une certaine région de l'espace

 © EduKlub S.A.
Tous droits de l'auteur des œuvres réservés. Sauf autorisation, la reproduction ainsi que toute utilisation des œuvres autre que la consultation individuelle et privée sont interdites.

Extrait gratuit de document, le document original comporte 18 pages.

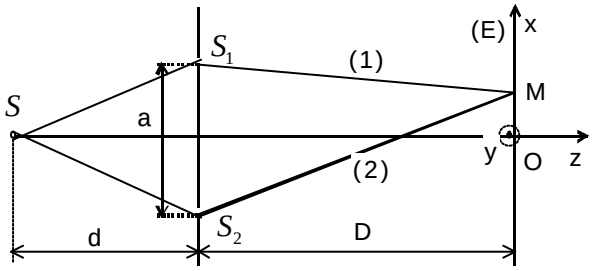
• On parle pour ce type de dispositif de « **division du front d'onde** ».

• **Rq1 :** lorsque la source placée en S est **ponctuelle**, la figure d'interférence est observable dans tout le **volume** où les faisceaux issus de S_1 et S_2 se superposent $\Rightarrow$ on dit que les interférences sont « **NON LOCALISEES** » ; lorsqu'on **étend** progressivement la source, les franges deviennent moins contrastées, et la région dans laquelle les franges restent «assez bien » visibles se réduit : les interférences deviennent « **LOCALISEES** ».

Rq2 : pour une onde monochromatique de longueur d'onde dans le vide l_0, la forme des franges (= lieu des points M de même éclairement) est donnée par $j(M) = cste$; or :

$j_{2/1}(M) = k_0 \times d_{2/1}(M) = \frac{2p}{l_0} \times d_{2/1}(M)$, où $d_{2/1}(M)$ est la différence de chemin optique (ou « différence de marche ») au point M entre les rayons respectivement issus de (2) et de (1).
Dans un milieu d'indice $n \simeq 1$ et pour $SS_1 = SS_2$, il vient : $d_{2/1}(M) = SS_2M - SS_1M = S_2M - S_1M \Rightarrow$ la forme des franges est donnée par $S_2M - S_1M = cste$, ce qui définit une famille d'**hyperboloïdes de révolution d'axe** S_1S_2 ; selon la direction d'observation et la taille du champ d'observation, les franges pourront apparaître quasi-rectilignes, circulaires…

II.2.2. Exemple du dispositif des trous d' Young



Dans le dispositif des "**trous d 'Young** ", la source principale (S) est située sur la médiatrice du segment joignant les 2 sources secondaires. Les interférences sont observées sur un écran (E).

• En pratique, on aura $\boxed{D \gg a}$ et l'on observera les franges en des points $M(x,y)$ proches de O, c'est-à-dire tels que $\boxed{x \text{ et } y \ll D}$.

• La différence de chemin optique entre les rayons (2) et (1) vaut :

$d_{2/1}(M) = (SS_2M) - (SS_1M) = (S_2M) - (S_1M) = S_2M - S_1M$, puisque $SS_2 = SS_1$ et que les trajets sont supposés se faire dans un milieu d'indice $n \simeq 1$ (vide, air…) ; il vient alors :

$d_{2/1}(M) = \sqrt{D^2 + (x + a/2)^2 + y^2} - \sqrt{D^2 + (x - a/2)^2 + y^2}$; au **2ème ordre** en $\frac{a}{D}$, $\frac{x}{D}$ et $\frac{y}{D}$, on a :

$$d_{2/1}(M) = D\left[1 + \frac{1}{2} \times \left(\frac{x + a/2}{D}\right)^2 + \frac{1}{2} \times \left(\frac{y}{D}\right)^2\right] - D\left[1 + \frac{1}{2} \times \left(\frac{x - a/2}{D}\right)^2 + \frac{1}{2} \times \left(\frac{y}{D}\right)^2\right] \Rightarrow$$

$\boxed{d_{2/1}(M) \simeq \frac{ax}{D}}$ (3) et $\boxed{E(M) = 2E_0 \times \left[1 + \cos\left(\frac{2p}{l_0} \times \frac{ax}{D}\right)\right] = 4E_0 \times \cos^2\left(\frac{p\,ax}{l_0 D}\right)}$

$\Rightarrow$ à cet ordre d'approximation, les franges sont données par $x = cste$ et apparaissent donc **rectilignes**, **parallèles** à l'axe Oy.

Tous droits de l'auteur des œuvres réservés. Sauf autorisation, la reproduction ainsi que toute utilisation des œuvres autre que la consultation individuelle et privée sont interdites.

Extrait gratuit de document, le document original comporte 18 pages.

• Sur l'écran, les franges de même nature seront séparées d'une distance $i = \Delta x$ telle que :

$$\Delta\left(\frac{2p\,ax}{l_0 D}\right) = \frac{2p\,a}{l_0 D} \times \Delta x = 2p \quad \Rightarrow \quad \boxed{i = \frac{l_0 D}{a}}$$

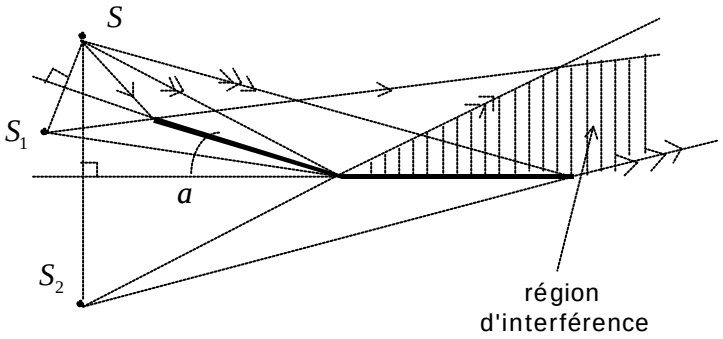
Rq : i est appelé « **interfrange** »

• **Rq1 :** les trous S, S_1 et S_2 peuvent être remplacés par des fentes (de très faible largeur selon Ox) **parallèles à Oy** ; en effet, les atomes (de position y différente) de la source placée derrière la fente (S) émettent des trains d'ondes incohérents entre eux ⇒ on peut sommer sur l'écran les éclairements dus à chacun de ces atomes. L'éclairement ne dépendant pas de la variable y, les intensités lumineuses vont se renforcer, sans se brouiller : le phénomène sera plus « lumineux ».

Rq2 : D est de l'ordre de grandeur du mètre, a du millimètre et l_0 du micromètre ⇒ l'**interfrange** i est de l'ordre du **millimètre** ; c'est ainsi que pour la première fois, Thomas Young pu mesurer en 1804 des longueurs d'onde de radiations lumineuses.

II.2.3. Autres dispositifs diviseurs du front d'onde

• Décrivons le dispositif des « **miroirs de Fresnel** » :



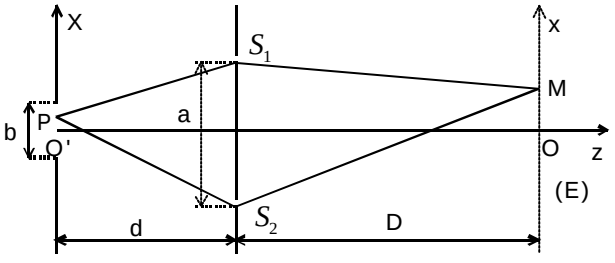
Il s'agit de 2 miroirs plans, formant un dièdre d'angle très petit.
La source S éclaire les miroirs sous incidence rasante.
S_1 et S_2 sont les images de S, donc symétriques de S par rapport aux plans des miroirs: tout se passe comme si les rayons provenaient de 2 sources secondaires, cohérentes entre elles puisque situées sur un même front d'onde issu de S.

• Les points S, S_1, S_2 sont situés sur un cercle de rayon R, où R est la distance de la source S à l'arête du dièdre ; on montre que : $\boxed{S_1S_2 = a = 2R\sin a \simeq 2Ra}$

⇒ on peut alors appliquer la relation (3) pour reconnaître des franges rectilignes, parallèles à l'arête du dièdre (ceci dans la région où les faisceaux issus de S_1 et S_2 se superposent).

• Nous verrons (exercice 30.7) un autre dispositif « diviseur d'onde » n'utilisant qu'un seul miroir (« **miroir de Lloyd** »).

II.2.4. Problème de la cohérence spatiale



Dans le dispositif des "fentes d'Young" utilisé en lumière monochromatique de longueur d'onde l_0, nous allons nous intéresser à l' **influence** de la **largeur b de la fente source** selon l'axe O'X. Les atomes de la lampe placée derrière les éléments de surface de la fente source sont **incohérents** entre eux : on pourra donc se contenter de sommer les éclairements dus à chacun de ces éléments de surface .

Tous droits de l'auteur des œuvres réservés. Sauf autorisation, la reproduction ainsi que toute utilisation des œuvres autre que la consultation individuelle et privée sont interdites.

Extrait gratuit de document, le document original comporte 18 pages.