

ONDES ELECTROMAGNETIQUES

1 INTRODUCTION

Ce sont des éléments physiques d'une importance extrême puisqu'ils nous permettent :

- la communication entre les systèmes grâce à leurs propriétés de propagation dans le vide ou la matière
- l'exploration des systèmes grâce à leurs propriétés d'interaction avec la matière. Si un flux de photons traversait la matière sans interagir, son analyse ne nous apprendrait rien de différent avant et après sa traversée.

Les rayonnements électromagnétiques englobent des choses en apparence très différentes depuis l'onde radioélectrique, les rayonnements infra-rouges, visibles, ultraviolets et les rayons X et .

A partir d'une même nature physique, ces rayonnements vont exhiber des propriétés qui, glissant de façon progressive, finissent par être extrêmement différentes, si bien que leurs propriétés devront être expliquées par un modèle qui sera :

- ondulatoire rayonnements électromagnétiques
- corpusculaire photon

En réalité, la validité des deux modèles émergera grâce à des expériences pouvant bénéficier des 2 types d'explications et grâce à l'élaboration d'une théorie unificatrice reliant masse en mouvement et longueur d'onde.

2 LES ONDES ELECTROMAGNETIQUES

2.1 DEFINITION

Une onde électromagnétique (OEM) est l'association d'un champ électrique périodique sinusoïdal, E, et d'un champ magnétique, B, sinusoïdal de même période, perpendiculaire en tout point.

2.2 PROPRIETES

- 1- l' OEM se propage dans le vide
- 2- dans le vide, l' OEM se propage perpendiculairement au plan (vecteurs E et B) à une vitesse constante ($c = 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$)
- 3- la propagation de cette onde, plane, est rectiligne.

2.3 CARACTERISTIQUES ESSENTIELLES

1- la fréquence (f), commune à E et B, (nombre de vibrations par unité de temps, en Hz)

2- la période : $T = 1/f$ (temps mis par une vibration pour se retrouver dans le même état, en s)

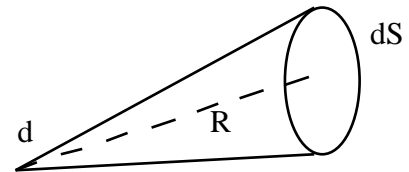
3- la longueur d'onde dans le vide : $\lambda = c.T = c/f$ (longueur parcourue pendant une vibration, en m)

4- l'intensité énergétique portée dans un angle solide élémentaire donné autour d'une direction

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \text{ en W/sr (Watt/stéradian)}$$

$d\Phi$ est le flux d'énergie émis dans l'angle solide $d\Omega$

$d\Omega$ est un angle solide : $d\Omega = dS / R^2$



5- Grandeur déduite de f : le nombre d'onde $k = 1/\lambda = 2\pi/\lambda$

en fait, $k = \omega/c$ donc similarité dans la description de certaines expériences.

Remarques

Une radiation EM est dite monochromatique lorsqu'elle est constituée d'ondes de même fréquence.

La traversée d'un milieu ne modifie pas la fréquence de l'EM mais sa vitesse de propagation.

dans le vide :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} = c$$

dans la matière :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}}$$

avec ϵ_r : permittivité électrique et ϵ_0 = permittivité électrique absolue, dans le vide.

μ : perméabilité magnétique et μ_0 = perméabilité magnétique absolue, dans le vide.

$$\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0 \quad \text{et} \quad \mu_r = \mu / \mu_0 \quad \text{permittivité et perméabilité relatives}$$

Dans un milieu diélectrique, non magnétique où $\mu_r = 1$, l'indice, n , du milieu est défini par :

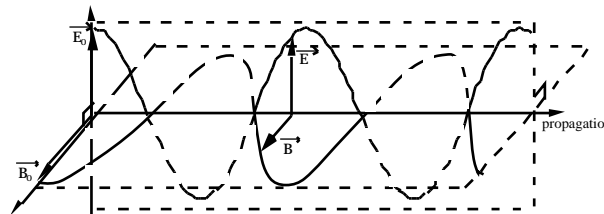
$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} = \frac{c}{n}$$

Comme en général $n > 1$, on a $v < c$, donc la vitesse de propagation de la lumière dans un milieu est inférieure à celle mesurable dans le vide.

Ex :	Milieu	n	($\lambda = 0,59 \mu$)
	vide	1	
	air	1,0003	
	eau	1,33	
	verre	1,5 à 1,7	

2.4 REPRÉSENTATION DE LA PROPAGATION D'UNE ONDE E.M.

Représentation longitudinale



On peut écrire :

$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(2\pi t + \phi)$ on remarquera l'homogénéité de \vec{E} et de $2\pi t$. Ce sont des nombres purs, des angles.

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \sin(2\pi t + \phi)$$

Dans le vide, les modules des amplitudes sont liés par la relation :

$$E_0 = c B_0$$

L'énergie est répartie entre énergie électrique et magnétique et, en moyenne par unité de volume, ρ , on a la densité d'énergie :

$$\frac{dW_E}{d} = \frac{1}{4} \epsilon_0 E_0^2$$

$$\frac{dW_B}{d} = \frac{1}{4\mu_0} B_0^2$$

soit au total : $\frac{dW}{d} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2$ caractéristique du milieu et de l' "intensité" :

intensité moyenne qui vaut : $\bar{I} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot c \cdot E_0^2 = c \frac{dW}{d}$

Représentation transversale

$$\begin{aligned} E &= E_0 \sin(2\pi t) \text{ peut s'écrire} \\ &= E_0 \sin(2\pi t/T) \\ &= E_0 \sin(2\pi t/c\lambda) \end{aligned}$$

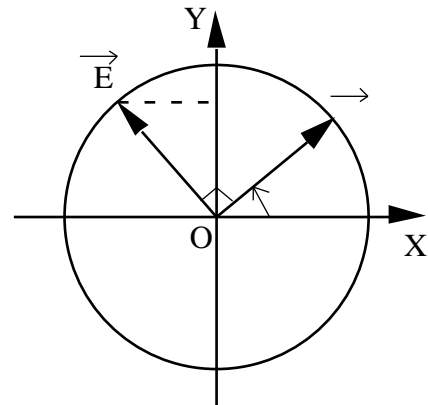
Cette équation, comme celle de B, représente le comportement de la projection sur un axe d'un vecteur animé d'un mouvement circulaire dans un plan.

Si nous reprenons le schéma de représentation, mais cette fois, face à la propagation, chaque plan des vecteurs E et B étant vu selon une droite Ox et Oy, on a (figure ci-contre) :

Dans ce cas, ω est la vitesse angulaire de rotation.

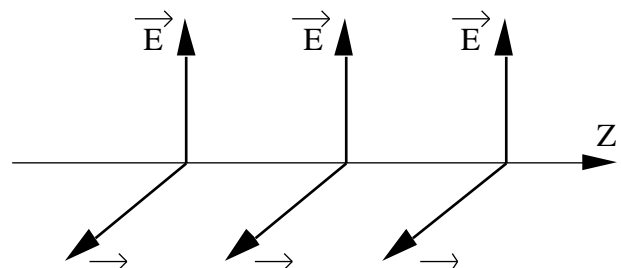
On peut encore écrire pour la projection de E sur Oy :

$$E = E_0 \sin \omega t$$



On notera que la propagation se fait selon l'axe Z, donc les vecteurs E et B sont animés d'un mouvement tournant constant, leurs extrêmités décrivent une hélice (enroulée sur un cylindre). On parle d'une OEM monochromatique non polarisée.

Après une réflexion, ou la traversée de certains milieux, l' OEM garde une orientation, on parle d' OEM monochromatique polarisée.



2.5 PHENOMENES EXPLIQUES PAR L'ASPECT ONDULATOIRE

Cette représentation de la "lumière" par une onde permet d'expliquer les lois de l'optique géométrique

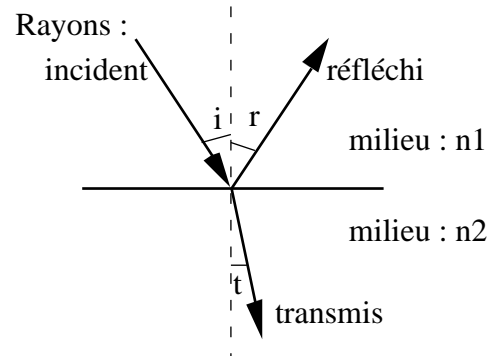
2.5.1. LOI DE DESCARTES

Réflexion)
) =====> **loi de Descartes**

Réfraction)

$$1/ i = r$$

$$2/ n_1 \cdot \sin i = n_2 \cdot \sin t$$

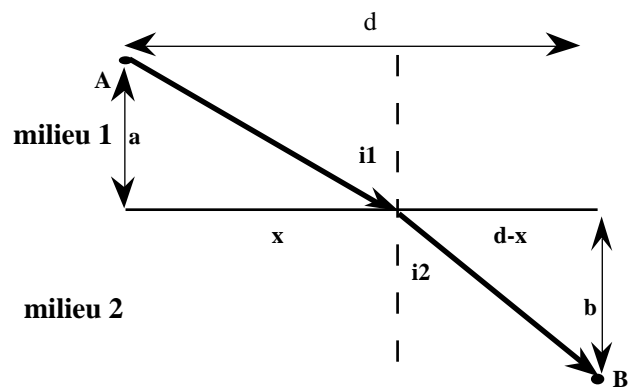


Démonstration : Principe de Fermat (1601-1665)

Ce principe du temps de parcours minimum de la lumière entre deux points est postérieur à la loi de Descartes.

La lumière se propage du point A au point B. Elle parcourt l_1 à la vitesse v_1 dans le milieu 1 et l_2 à la vitesse v_2 dans le milieu 2. Le temps mis pour parcourir AB est :

$$t_{AB} = \frac{l_1}{v_1} + \frac{l_2}{v_2}$$



En fonction des paramètres du croquis, on a :

$$l_1 = \sqrt{a^2 + x^2}$$

$$l_2 = \sqrt{b^2 + (d - x)^2}$$

Le rapport des vitesses de propagation est :

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} =$$

donc le temps de parcours devient :

$$t_{AB} = \frac{\sqrt{a^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{b^2 + (d - x)^2}}{v_2}$$

il est minimum pour :

$$\frac{dt_{AB}}{dx} = 0$$

le x trouvé donne la position du rayon qui suit la loi de Descartes.

Nous aurions pu faire la démonstration à l'aide des cercles de Huyghens mais le principe de Fermat nous permet d'approcher la notion d'optimum, capitale pour les études de modèles.

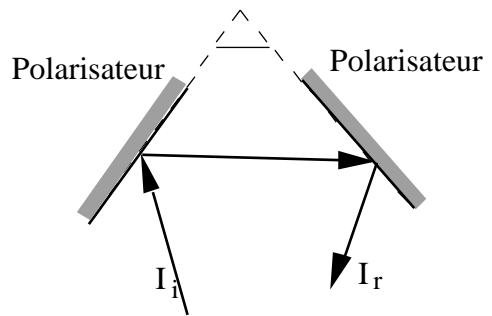
2.5.2. LES PROPRIÉTÉS DE POLARISATION

Après réflexion sur une surface, les vecteurs champs électrique et magnétique ne sont plus orientés dans toutes les directions autour de l'axe de propagation, la lumière est dite polarisée.

La loi de Malus donne la relation entre les intensités du rayon incident et du rayon réfléchi sortant des polarisateurs faisant un angle entre eux :

$$I_r = I_i \cdot \cos^2$$

(difficile à démontrer à l'aide du principe de Huyghens)



2.5.3. INTERFÉRENCES ENTRE 2 ONDES

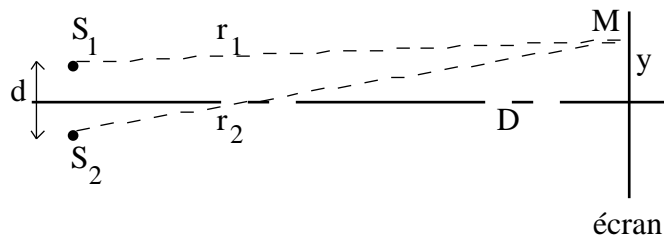
Il s'agit de l'ajout ou la soustraction de lumière selon les phases de ses composantes. Ce phénomène se produit lorsque deux rayons partent d'une source monochromatique, ou de deux sources synchrones, et suivent deux chemins différents; une différence de marche, ou de temps de vol, est alors mesurable. Elle sera à l'origine des franges d'interférence. Cet aspect démontre le caractère "irréfutable" de la théorie ondulatoire de la lumière.

Pourquoi étudier les interférences ?

- elles se retrouvent dans l'ensemble des phénomènes périodiques,
- cela permet d'aborder une notion clef : l'interaction entre le matériel de mesure et le phénomène mesuré. L'effet sera maximum en mécanique quantique.
- ce phénomène est exploité en microscopie optique pour mettre en évidence des structures fines, des petites bactéries par exemple.

Superposition des ondes produites par 2 sources synchrones

Soit S_1 et S_2 qui émettent simultanément une onde d'intensité I_0 , de fréquence ω_0 et d'amplitude a_0 .



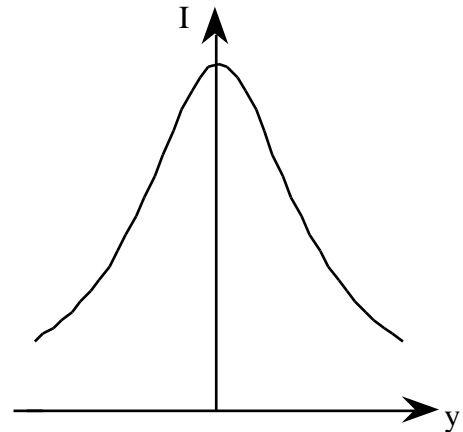
Si la lumière n'est pas une onde, mais "un pinceau conique très fin" par exemple, on observe une intensité lumineuse $I(M)$ en un point M de l'écran qui varie selon la fonction :

$$I(M) = I(S_1) + I(S_2)$$

$$I(M) = I_0 \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} \right)$$

I_0 : intensité du faisceau à 1 m.

(représentation avec une échelle des y déformée)



En réalité, en M , l'onde résultante est :

$$E(M) = a_0 \cos \left(\omega t - 2\pi \frac{r_1}{\lambda} \right) + a_0 \cos \left(\omega t - 2\pi \frac{r_2}{\lambda} \right)$$

En appliquant la formule de trigonométrie sur la somme des cosinus

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \cdot \cos \frac{\alpha - \beta}{2}$$

on obtient :

$$E(M) = 2a_0 \cos \left(\omega t'' \right) \cdot \cos \left(\frac{\pi}{\lambda} (r_2 - r_1) \right)$$

avec $t'' = t - \frac{r_1 + r_2}{c}$

et $\delta = r_2 - r_1$ qui représente la différence de marche de la lumière (appelée aussi différence de temps de vol). Ce temps de vol est uniquement fonction de la position sur l'écran, pas du moment d'étude.

L'amplitude de $E(M)$ vaut donc : $2a_0 \cos \left(\frac{\pi}{\lambda} \delta \right)$.

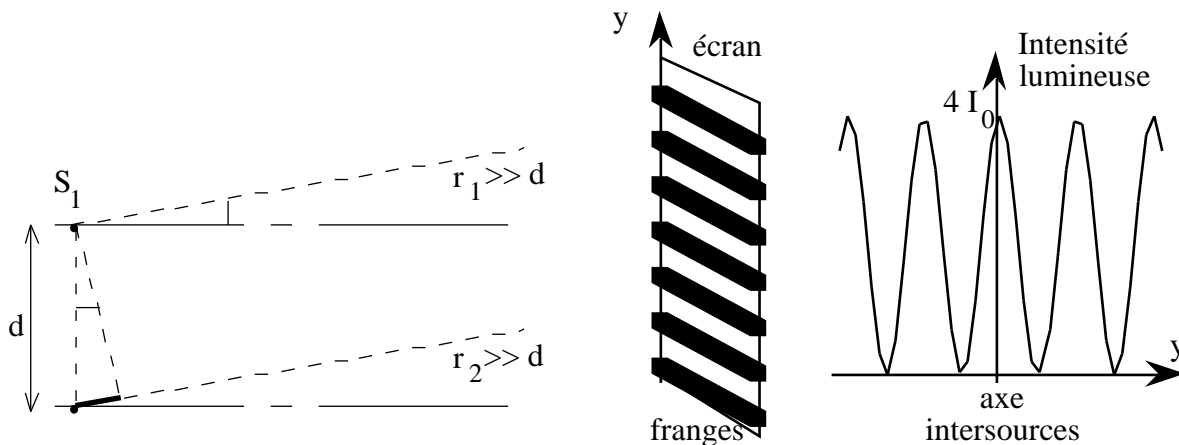
On remarque que $\cos \left(\omega t'' \right)$ n'est pas fonction que de t , il est aussi fonction de $r_1 + r_2$. Le calcul montre que dans l'argument du cos, ce facteur en $r_1 + r_2$ est très négligeable devant le facteur temps :

$$\frac{r_1 + r_2}{c} \ll \frac{1}{\omega} = \frac{\lambda}{2c}$$

L'intensité de l'onde étant proportionnelle au carré de l'amplitude, on aura l'intensité maximale des interférences constructives qui variera selon :

$$I = 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \delta \right)$$

Donc, la valeur de l'intensité en un point M où se produit une interférence entre 2 ondes de même intensité peut varier entre 0 et 4 fois l'intensité initiale quand θ varie, c'est à dire selon la position sur l'écran. Sur le schéma suivant, il apparait qu'en fonction de la position de M, donc selon l'angle θ , on peut exprimer la variation de cette intensité pour peu que l'observation ait lieu loin par rapport à la distance intersource, d, (les rayons sont alors presque parallèles) :



on voit que : $d \sin \theta = r_2 - r_1$, donc :

$$I = 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{d}{\lambda} \sin \theta \right)$$

Pour le cosinus d'un angle θ , on sait que :

$$\theta = 0 + 2k \quad \cos \theta = 1 \quad \cos^2 \theta = 1$$

$$\theta = 90^\circ = \pi/2 + 2k \quad \cos \theta = 0 \quad \cos^2 \theta = 0$$

$$\theta = 180^\circ = \pi + 2k \quad \cos \theta = -1 \quad \cos^2 \theta = 1$$

donc

* si $\theta = k \lambda = (d/\lambda) \sin \theta$ $I = 4I_0$ ($k = 0,1,2,\dots$)

soit $\sin \theta = k \lambda / d$ ou $d \sin \theta = k \lambda$

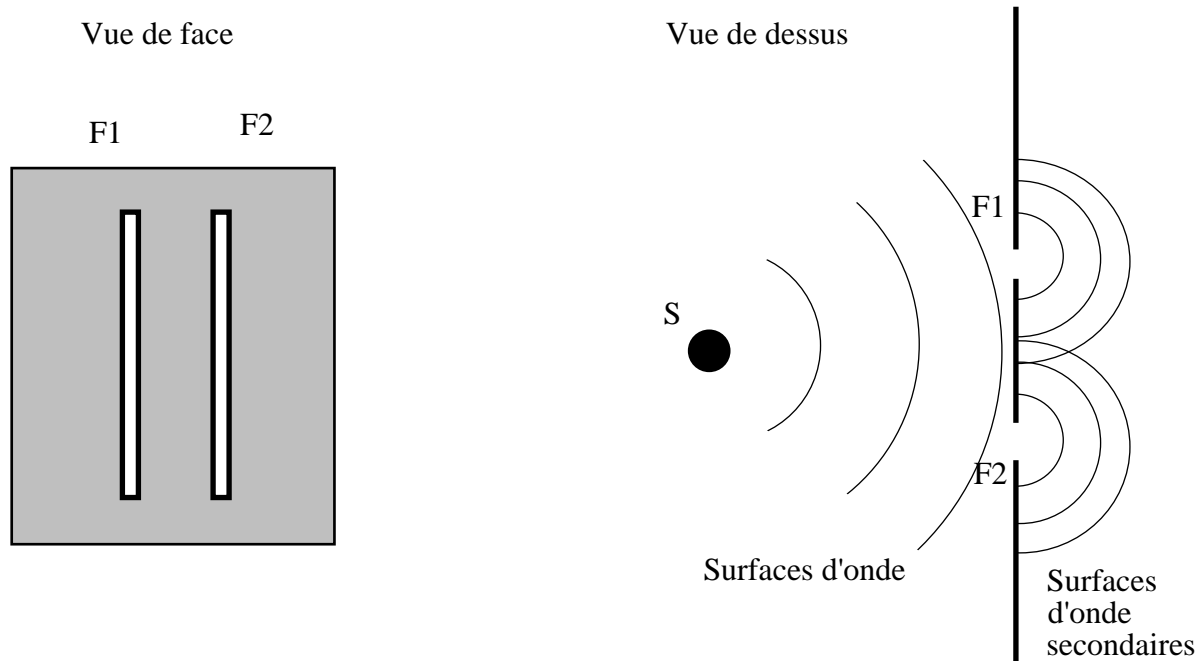
alors θ caractérise la direction d'une interférence constructive.

* si $\theta = (k + 1/2) \lambda = (2k + 1) \lambda / 2 = (d/\lambda) \sin \theta$ $I = 0$ ($k = 0,1,\dots$)

soit $\sin \theta = (2k+1) \lambda / (2d)$ ou $d \sin \theta = (k + 1/2) \lambda$

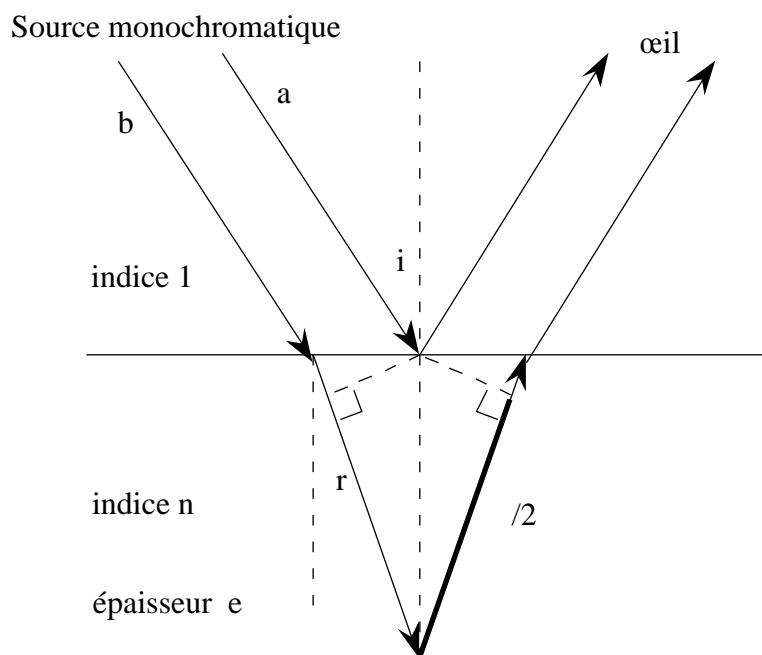
alors θ caractérise la direction d'une interférence destructive.

Classiquement, on peut réaliser des franges d'interférences à l'aide de fentes d'Young : les deux fentes sont atteintes par la même surface d'onde et se comportent ensuite comme deux sources ponctuelles synchrones (cohérentes).



Interférences dans les lames minces

Newton avait déjà observé et décrit le phénomène mais sans parvenir à une formalisation adéquate. Une lame mince est constituée par une épaisseur faible d'un milieu transparent délimité par deux surfaces (Ex : couche d'air entre 2 lames de verre d'épaisseur constante ou lame de verre ou bien le cas des couleurs irisées vues sur les plaques d'huile appliquées sur le sol mouillé ou bien sur les bulles de savon).



La différence de marche géométrique des 2 rayons arrivant à l'oeil est :

$$= 2 n e \cos r$$

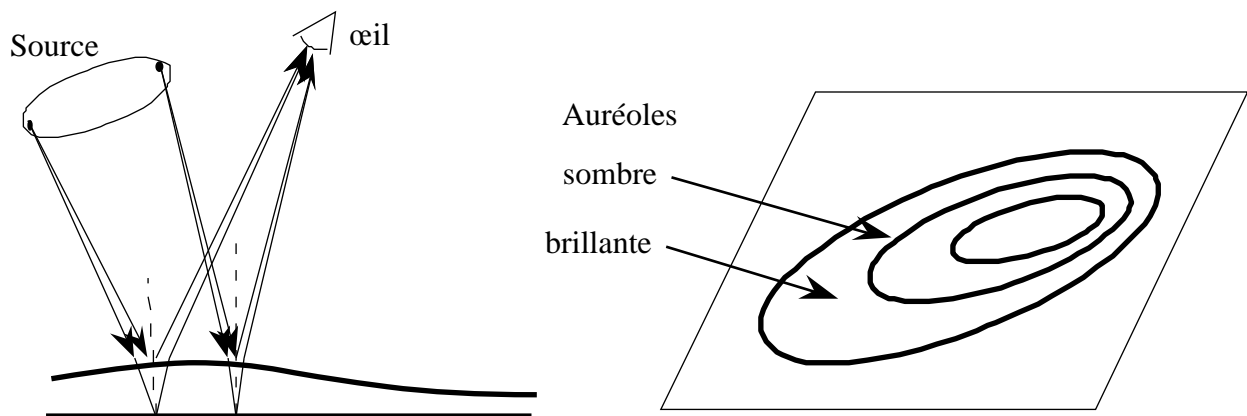
N.B. multiplication par n car le rayon "a" va n fois plus vite que le "b" dans le milieu d'indice n. Or la réflexion d'une onde à la surface d'un milieu plus réfringent que celui de propagation introduit un déphasage de $\pi/2$, la différence de marche intervenant dans le déphasage est donc de :

$$\delta = 2 n e \cos r + \pi/2$$

et l'intensité
$$I = 4 I_0 \cos^2 (2 n e \cos r / \lambda + 1/2)$$

On voit que les interférences vont se produire selon les variations de l'angle r (ce qui équivaut à raisonner sur l'angle i) et de l'épaisseur e : on peut ainsi obtenir des procédés de contrôle de fabrication par interférence avec une précision de l'ordre de $\lambda/2$

Dans le cas général, la source est étendue, si bien que plusieurs régions de la lame peuvent provoquer des interférences d'intensité lumineuse constante (mêmes valeurs de $e \cdot \cos(r/\lambda)$), détectables par l'oeil. Puisque plusieurs points de la source vont explorer différentes régions, l'oeil va percevoir des figures constituées de l'ensemble des points de même intensité d'interférence.



Vu de dessus, on obtient des franges d'interférences distribuées selon :

- des lignes de niveaux
- ou plus généralement des lignes d'isoproduit "e.cos r".

Pourquoi les bulles de savon sont elles colorées ?

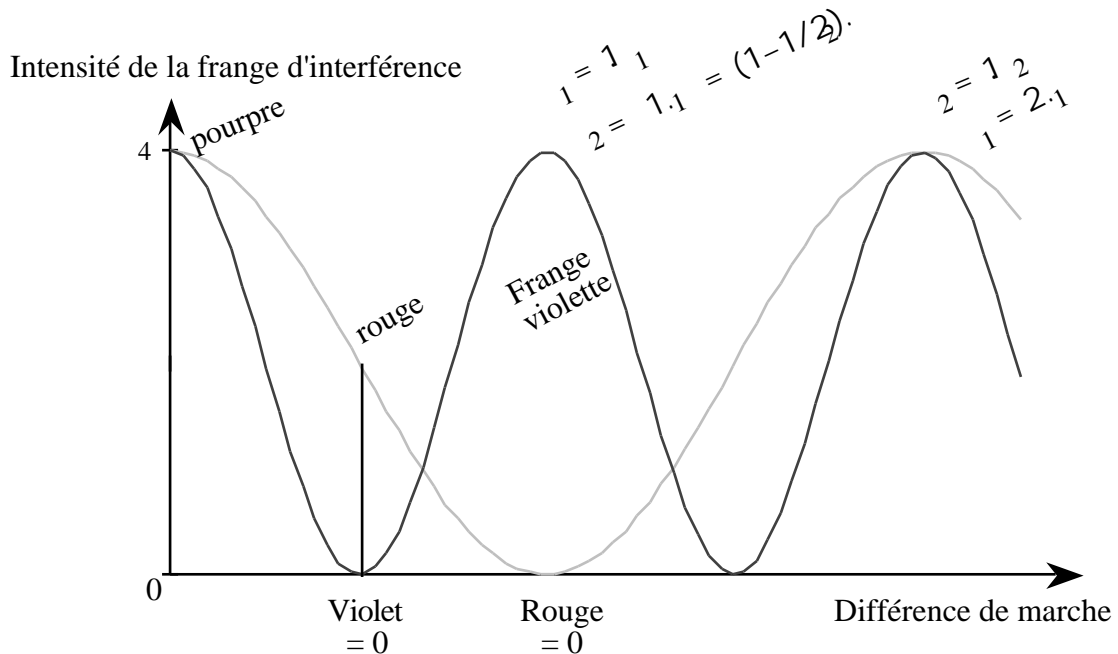
De façon générale, la source de lumière n'est pas monochromatique : selon la couleur considérée (λ), les franges ne se produisent pas au même endroit (ou pour le même $e \cdot \cos r / \lambda$), si on admet le même angle de réflexion, i, et

$$\lambda_1 = 0,4 \mu \quad \text{couleur violette}$$

$$\lambda_2 = 0,8 \mu \quad \text{couleur rouge}$$

$$\cos^2 \frac{2 n e_1 \cos r}{\lambda_1} = \cos^2 \frac{2 n e_2 \cos r}{\lambda_2} = 1 \quad \frac{e_1}{\lambda_1} = \frac{e_2}{\lambda_2}$$

Comme I est maximum pour les interférences maximum rouges et violettes se produisent pour des rapports d'épaisseur $e_2/e_1 = 2$ pour un même angle de réflexion, ou bien si e est constante.



Dans l'espace, on a donc l'apparition de franges colorées.

Application sur les instruments d'optique de précision : la couche anti-reflet

Si, à la surface d'une lentille, on dépose une couche mince moins réfringente que le verre, d'épaisseur e telle que les réflexions air-couche et couche-verre soient vues avec un déphasage équivalent à une demi-longueur d'onde, on aura pour des réflexions à 0° (et celles qui sont voisines) :

$$= (2k+1)/2$$

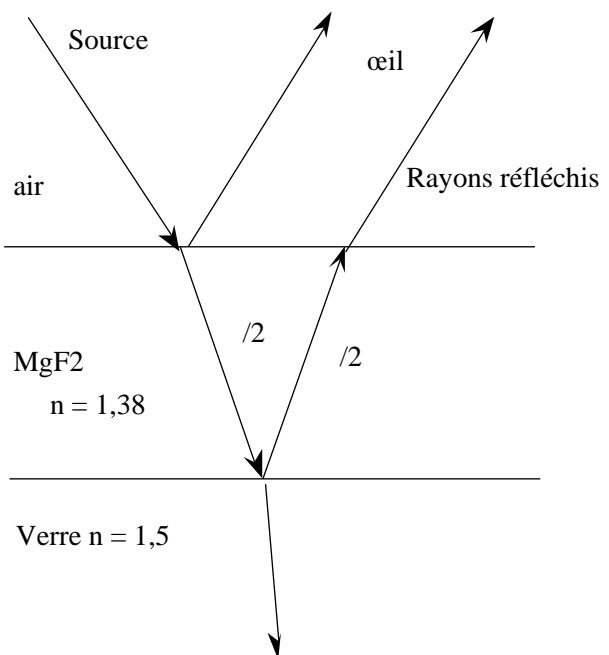
pour k = 0

$$= 2 n e = \lambda/2$$

or $\cos r = \cos 0 = 1$

d'où $n e = \lambda/4$

et une interférence destructive dans la direction des rayons réfléchis.



En pratique, on utilise du MgF_2 dont l'indice $n = 1,38$; ce qui donne un aspect coloré aux lentilles optiques. Dans ce cas, chaque rayon subit un déphasage supplémentaire de $\pi/2$ à la réflexion sur des interfaces air- MgF_2 et MgF_2 -verre, donc les déphasages de réflexion se sont compensés.

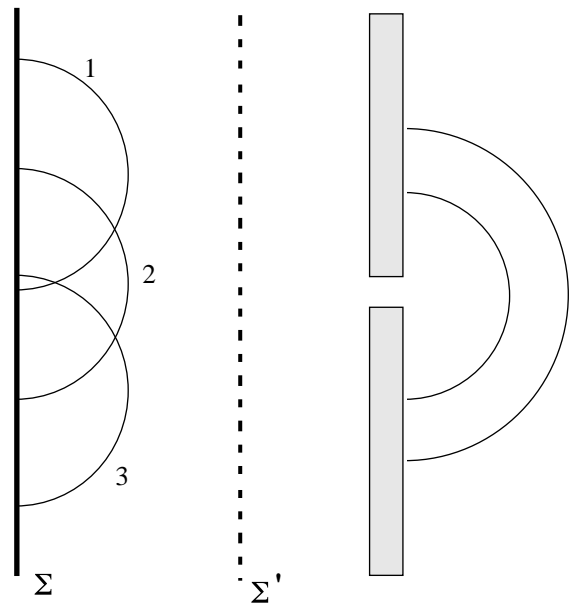
2.5.4. DIFFRACTION D'UNE ONDE

Lorsqu'une OEM progressive rencontre un obstacle de dimension comparable à la longueur d'onde, on a une modification de la propagation, qui peut être expliquée par le principe d'Huyghens-Fresnel.

Chaque point de l'onde initiale, supposée infinie, se comporte comme des sources, 1, 2, 3... qui réémettent des ondes secondaires. L'ensemble des points de même phase se trouve sur des cercles ayant chaque source pour centre. La surface d'onde est reconstituée en Σ' . La propagation conserve donc l'onde EM.

En cas d'obstacle présentant un orifice très petit, la surface libre se comporte comme une source unique, ou comme un nombre de petites sources élémentaires.

Après l'obstacle, la lumière a été diffractée.



Les phénomènes de diffraction permettent donc la propagation d'onde en dehors de la ligne droite.

Cas de la diffraction par une fente avec observation à grande distance

On considère la fente comme rectangulaire, étroite, de largeur b , pour pouvoir étudier le phénomène dans une seule dimension.

La fente est divisée en N éléments de largeur x qui constituent autant de sources élémentaires.

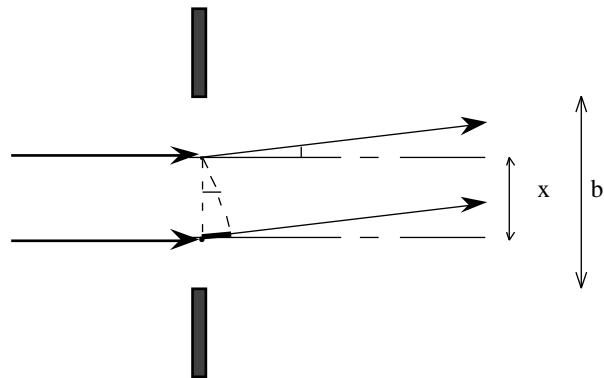
La différence de marche de deux rayons distants de x est :

$$= x \cdot \sin \theta$$

Les deux ondes élémentaires sont déphasées de $2\pi / \lambda$: soit $\phi = 2\pi \sin \theta \cdot x / \lambda$

Si l'on fait tendre N vers l'infini, la fente est constituée d'une infinité de sources élémentaires, le déphasage maximum devient :

$$\phi_{\max} = 2\pi b \sin \theta / \lambda$$



On pourrait démontrer que l'intensité de l'onde résultante vaut :

$$I = I_0 \cdot \frac{\sin^2 \frac{\phi}{2}}{\frac{\phi}{2}} \quad \text{avec } \frac{\phi}{2} = \frac{b}{\lambda} \sin \theta$$

donc I varie avec $\frac{\sin^2 \frac{\phi}{2}}{\frac{\phi}{2}}$.

Dans le plan de coupe du dessin, la distribution de l'intensité de l'onde diffractée en fonction de $\sin \theta$, ou aux petits angles, est sur le schéma ci-contre. On note que I / I_0 passe par un minimum quand $\sin \theta / \lambda = 0$,

donc pour $\sin \theta / \lambda = k$, il vient :

$$b \sin \theta / \lambda = k$$

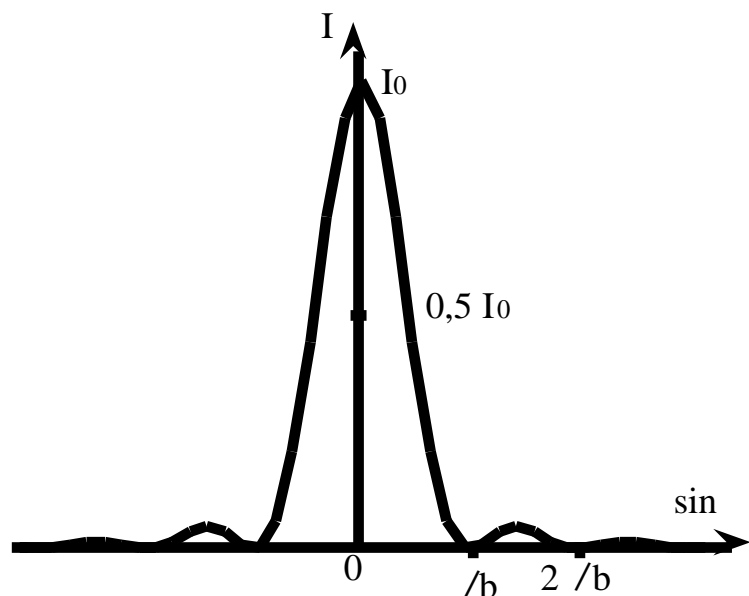
donc, $\sin \theta = k \lambda / b$

pour $k = 1, 2, \dots, n$

et quand $k = 0$

$$\frac{\sin \frac{\phi}{2}}{\frac{\phi}{2}}$$

tend vers 1



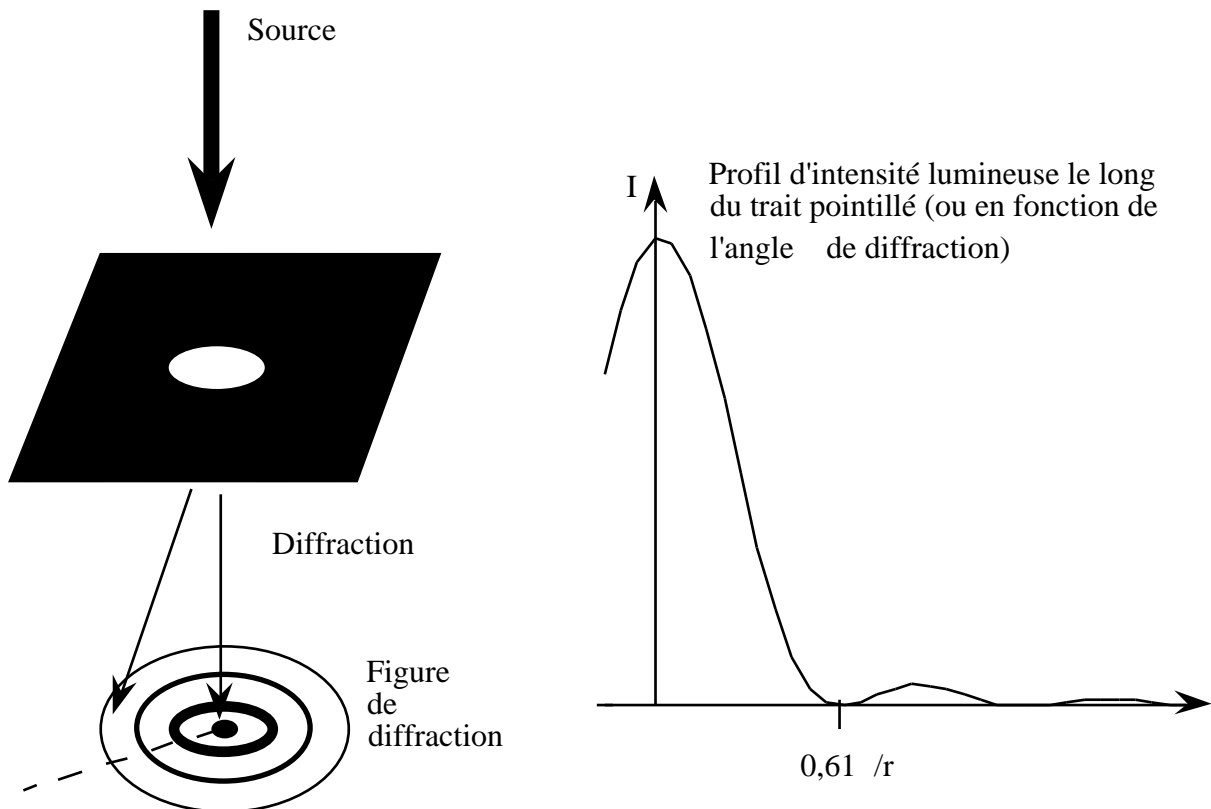
Une façon de caractériser la tache centrale est d'utiliser sa largeur à mi-hauteur (LMH), si la tache est petite, on peut considérer que $\sin \theta \approx \theta$ et $LMH = \lambda / b$. Quand $b \gg \lambda$, alors λ / b

tend vers zéro et la collimation est parfaite en théorie ... En réalité, la surface de section devient une source alors étendue et le principe de Huyghens s'applique ; la lumière repart donc dans toutes les directions !

Dans le cas où l'ouverture de diffraction est circulaire de rayon r , l'image de diffraction présente une symétrie circulaire telle que le profil d'intensité selon un axe radial est identique à celui trouvé plus haut, la largeur de la tache d'Airy vaut :

$$\theta = 0,61 \lambda / r$$

Le premier maximum pour $\theta = 0$ vaut 4,7 % de I_0 .



Il faut noter que les instruments d'imagerie ont, dans leur majorité, une ouverture circulaire, donc la diffraction obéit à ce type de loi.

On voit que la diffraction est un phénomène inévitable et que, plus on cherche à collimater un faisceau lumineux, plus on augmente la diffraction puisque :

$$\theta \propto \frac{\lambda}{r} \quad (\text{la tache s'étale})$$

C'est le problème auquel se sont heurtés les physiciens du début du siècle quand ils voulaient isoler un photon élémentaire par collimation d'un faisceau d'OEM.

Cette limitation majeure va jouer un rôle dans la vision de l'œil et dans la résolution obtenue

en optique.

Pouvoir séparateur d'un instrument

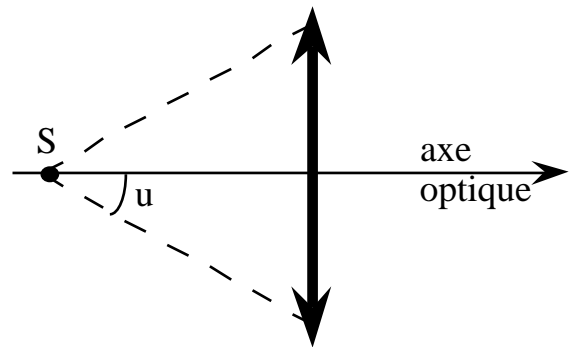
Si on ramène l'instrument d'optique à une lentille équivalente, on constate que la surface d'onde émise d'une source ponctuelle rencontre l'ouverture (circulaire) de la lentille et subit une diffraction et une diffusion qui perturbent la netteté de la formation de l'image.

Une source ponctuelle aura pour image un cercle et non un point. On peut montrer que la distance de résolution (distance minimum sous laquelle deux objets sont vus séparés) vaut :

$$\text{Résolution} = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin u}$$

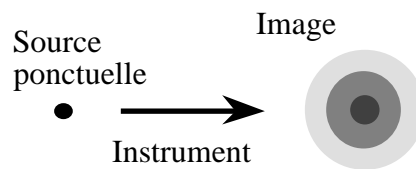
- u est l'angle maximum sous-tendu par la lentille
- n.sin u est appelé ouverture numérique.

La valeur théorique maximum de sin u est de 1 dans l'air, mais si u augmente trop, on a des distorsions. Au maximum, $n \sin u = 1,5$; si en plus on travaille dans le bleu, on atteint une résolution théorique d'environ $0,2 \mu$, résolution difficile à exploiter en raison de la faible sensibilité au contraste dans le bleu.

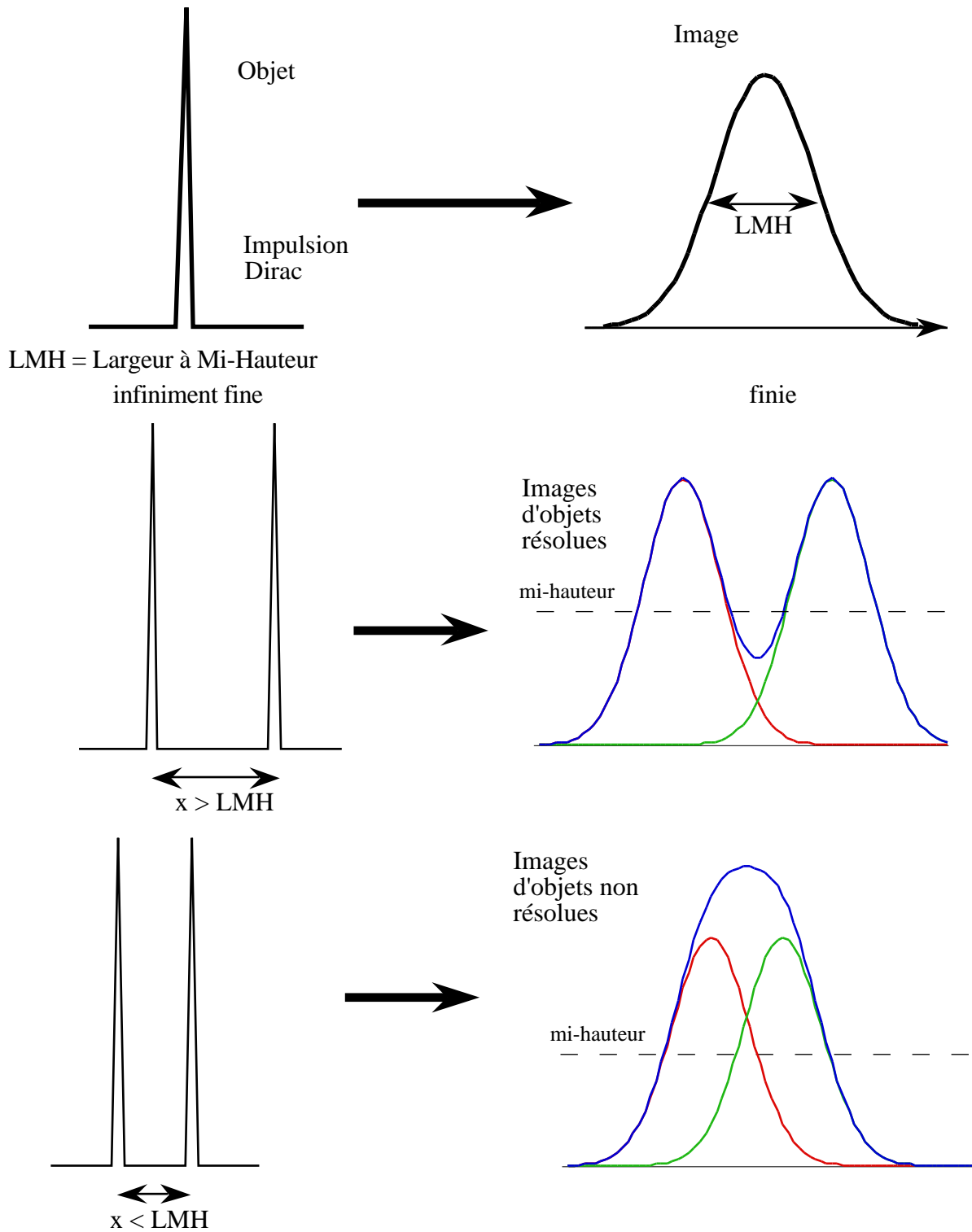


En pratique, la résolution du microscope optique est de l'ordre du demi-micron et ceci, indépendamment du grossissement : à la limite de résolution, un grossissement supérieur entraîne un flou de l'image.

Pour tout instrument d'imagerie, on peut décrire la résolution par le schéma :



Si on trace le profil de densité sur un axe qui passe par la source ou le centre de la tache, on obtient :



Selon la qualité de l'instrument, la LMH sera plus ou moins grande en terme de distance mais ce schéma s'applique à tous les instruments :

	LMH
microscope	0,5 μ
radiographie	0,1 mm
scanner X	1-2 mm
IRM	1 mm
TEP	3-4 mm
SPECT	6-7 mm

La formule donnant la résolution pourrait faire croire qu'il suffit de :

- diminuer λ mais on n'est pas maître de cette valeur :
en optique, dans le rayonnement visible : $\lambda_{\text{mini}} = 0,4 \mu$
- augmenter $n \sin u$: au-delà d'une limite vite atteinte, on entre dans des problèmes de distorsion géométrique (cf. photo avec "grand angle").
- la diminution de λ implique de changer de technique (ex: utilisation des électrons).

La diffraction n'est cependant pas obligatoirement un phénomène parasite.

Diffraction et structure moléculaire

Nous avons vu que la largeur annulaire est directement reliée à la dimension de l'objet diffractant.

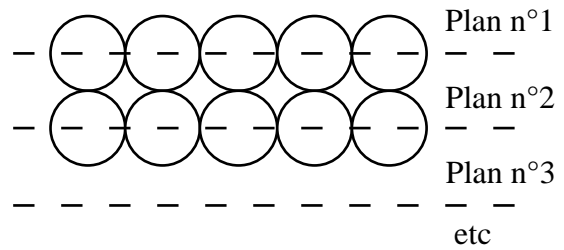
$$\Delta r = 0,61 \frac{\lambda}{r} = 1,22 \frac{\lambda}{d}$$

Pour avoir des valeurs raisonnables de Δr , la taille de l'objet qui crée une diffraction est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, donc, à l'inverse, si on veut étudier un objet à l'aide d'une OEM, il faut adapter λ à la taille de l'objet.

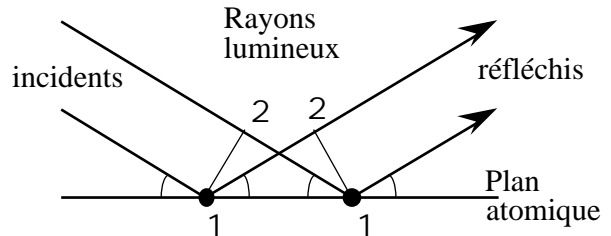
Si on souhaite étudier un cristal atomique ou moléculaire, l'échelle de taille est le nanomètre, il faut donc des rayonnements de λ ayant cet ordre de grandeur. De telles OEM n'appartiennent pas au spectre visible mais au domaine des rayons X.

Nous verrons ultérieurement les rayons, leurs propriétés spécifiques et leur production.

Un cristal consiste en l'organisation spatiale d'éléments de base, par exemple un empilement régulier d'atomes, organisé selon des plans successifs :



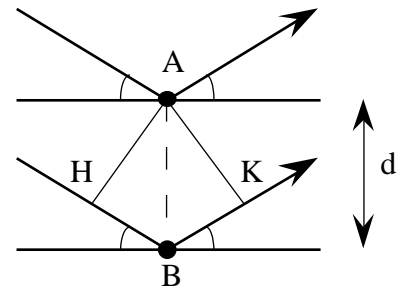
Si l'on considère la réflexion sur un plan :



Les distances A_1A_2 et B_1B_2 sont égales, il n'y a donc pas de différence de marche des rayons lumineux réfléchis, donc pas de différence de phase dans ceux-ci.

Si l'on considère la réflexion sur deux plans successifs (cf. schéma ci-contre), il existe entre les deux rayons réfléchis une différence de marche qui vaut :

$$= BH + BK = 2 d \sin$$



Si cette différence de marche vaut un nombre entier de longueur d'onde, on se trouve dans les conditions d'interférences additives, soit :

$$2 d \sin = n \quad \text{avec } n = 1 \text{ entier} \quad \text{c'est la relation de Bragg}$$

L'organisation des plans distants de d s'appelle plans réticulaires.
 n s'appelle l'ordre de la diffraction

Le cristal peut être organisé en plusieurs types de plans réticulaires distants de d , d' , d'' ...
 L'ensemble forme une figure de diffraction appelée **diagramme de Laüe**.

Cette technique a été appliquée en biologie à des molécules que l'on a fait cristalliser. C'est de cette manière que la structure hélicoïdale de l'ADN a été mise en évidence (Watson et Crick).

NOTION DE PHOTON

Toutes les interactions des OEM avec la matière ne sont pas explicables par cette théorie ondulatoire, on est obligé de recourir à une qualité corpusculaire du rayonnement.

Définition

Il s'agit d'une particule d'énergie électromagnétique

Conséquences de la définition

- le rayonnement apparait comme un flux discontinu de paquets d'énergie.
- donc l'énergie électromagnétique n'est plus répartie continuellement dans l'espace mais de façon localisée, discontinue on parle de quanta d'énergie.
- les photons sont le support minimum de l'énergie, donc les échanges d'énergie se font de façon discontinue, quantifiée par multiples de l'énergie d'un photon.

La quantité élémentaire d'énergie est donnée par :

$$E = h \nu \quad (\text{Joules})$$

ν : fréquence de l' OEM

h : constante de Planck ($6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s)

Propriétés (cf.O.E.M.)

- 1- le photon se propage dans le vide
- 2- en ligne droite
- 3- avec une vitesse constante c .

On le caractérise par son énergie et sa fréquence.

Phénomènes physiques expliqués par le caractère corpusculaire de la lumière

Effet photoélectrique (Expérience d'Einstein) : un rayonnement monochromatique de fréquence sur une plaque métallique (Zn) arrache les électrons des couches atomiques ayant une énergie voisine de celle du rayonnement. On démontre ce déplacement des électrons en les accélérant, ce qui permet de faire apparaître un courant mesurable à distance. Si on interpose une vitre entre les rayons et la plaque, le courant n'existe plus, on démontre ainsi que ce sont les UV, les plus énergétiques, qui réalisent un effet photoélectrique.

Effet Compton : un photon qui frappe un électron libre (ou sur une couche la plus externe) va subir une diffusion (déviaton) avec une perte d'énergie tandis que l'électron est chassé.

Ces phénomènes seront développés dans le chapitre des interactions rayonnements-matière.

REMARQUE:

- 1- un photon a une masse au repos nulle
- 2- les propriétés corpusculaires de la matière se manifestent à haute énergie.

ATTENTION !

Ce photon est une particule dont on devrait pouvoir définir la position, ce qui est vrai avec une limitation importante donnée par le principe d'incertitude d'Heisenberg :

$$p_x \times \Delta x \approx \hbar \quad \text{avec} \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

p_x : erreur (ou précision) sur la quantité de mouvement selon l'axe x

$$p_x = \frac{E_x}{c}$$

x : précision sur la position sur l'axe x

on ne peut pas connaître position et vitesse en même temps avec une grande précision, ce qui bouscule la notion de trajectoire. Appliqué à la trajectoire de l'électron autour du noyau, on aboutit à la notion d'orbitale électronique autour du noyau (régions représentant une zone de densité de présence).

Cette précision trouvée dans les interférences est a priori inexplicable de même qu'une onde e.m. peut difficilement expliquer l'effet PE : apparemment une théorie exclut l'autre.

L'antinomie entre onde et corpuscule a été réduite par l'acceptation de cette dualité exprimée dans la **formule de Broglie** :

$$= \frac{h}{m v} = \frac{h}{p}$$

avec

$$m = m_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Cette formule ne se limite pas qu'aux photons et permet de définir une onde associée à toute particule en mouvement, tels que : e^- , n ...

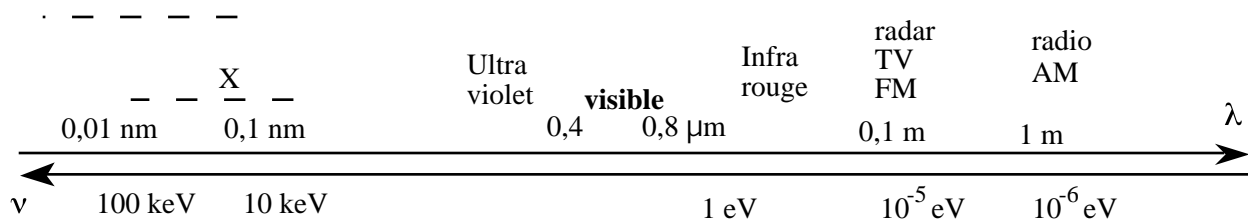
Par exemple, pour un e^- animé d'une vitesse $v = 10^6$ m/s ($m = 9.10^{-31}$ kg) donc

$$\lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9.10^{-31} \cdot 10^6} = 7,36 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,74 \text{ nm}$$

ce qui fournit une justification théorique du meilleur pouvoir de résolution du microscope électronique.

Cette description synthétique trouve sa démonstration expérimentale dans l'expérience des interférences électroniques avec des électrons lancés un par un. On prendra $\lambda = 7,4 \cdot 10^{-10}$ m et $d = 10^{-6}$ m, on a : $\theta = 3,7 \cdot 10^{-4}$ rd (première interférence destructive pour $\theta = \lambda / 2d$).

Classification des rayonnements EM : spectre EM.



RAPPEL

1 eV : unité d'énergie adaptée aux particules : énergie acquise par un électron accéléré par une ddp de 1 volt. Pour retrouver l'équivalence entre Joule et énergie, on applique :

$$eV = 1/2 \cdot m \cdot v^2$$

soit 1 eV = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Joule