

Onde lumineuse

4

Ce chapitre est consacré aux ondes associées aux phénomènes lumineux. Après avoir donné les ordres de grandeurs relatifs aux ondes lumineuses, on caractérise les différentes sources de lumière par leur spectre. On présente ensuite dans le cas de la lumière le phénomène de diffraction qui est commun à tous les types d'onde. Enfin, le caractère particulier des ondes lumineuses, ondes vectorielles, est mis en valeur par l'étude de la polarisation.

1 L'onde lumineuse

1.1 Existence et nature de l'onde lumineuse

La nature de la lumière a fait l'objet d'une controverse scientifique aux $XVII^{\text{ème}}$ et $XVIII^{\text{ème}}$ siècles entre les partisans de deux théories :

- la théorie corpusculaire, initiée par Newton, selon laquelle la lumière est faite de particules émises par les corps lumineux,
- la théorie ondulatoire, initiée par Hooke et développée par Huygens, selon laquelle la lumière est une onde.

Au $XIX^{\text{ème}}$ siècle, la découverte des phénomènes d'interférences lumineuses, par Young et Fresnel notamment, prouva de manière indéniable l'existence d'une onde lumineuse. Toutefois, on ne connaissait pas la nature physique de la grandeur qui se propage avec cette onde. La question fut résolue à la fin du $XIX^{\text{ème}}$, quand Maxwell établit théoriquement l'existence d'ondes électromagnétiques se propageant dans le vide à une vitesse égale à la vitesse de la lumière. Il est depuis établi que la lumière est une **onde électromagnétique**.

On verra dans le chapitre *Introduction au monde quantique* que les découvertes faites au $XX^{\text{ème}}$ siècle ont conduit à la conclusion que la lumière a aussi une nature corpusculaire.

1.2 Célérité de l'onde lumineuse

a) Célérité de la lumière dans le vide

L'ordre de grandeur de la vitesse de propagation de la lumière ($10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) a été trouvé au $XVII^{\text{ème}}$ siècle par le danois O.C. Römer qui le déduisit de l'analyse d'observations des satellites de Jupiter. Cette vitesse est tellement élevée que Descartes la pensait infinie et qu'une tentative de mesure directe par Galilée n'avait pas abouti (il s'agissait de mesurer le temps

d’aller-retour de la lumière sur une distance de deux fois 3 km, mais ce temps qui est de l’ordre de 10^{-7} s, n’était pas mesurable avec les moyens de l’époque). Au XIX^{ème} siècle des savants français inventèrent des dispositifs terrestres pour mesurer la vitesse de lumière : la roue dentée de H. Fizeau et le miroir tournant de L. Foucault. En 1929, l’américain A. Michelson réalisa, avec un miroir tournant, la première mesure de la **célérité de la lumière dans le vide** dont le résultat est compatible avec la valeur admise à l’heure actuelle :

$$c = 2,997\,924\,58 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}.$$

Cette valeur est actuellement fixée par convention : le mètre est par définition la distance parcourue par la lumière en $\frac{1}{299\,792\,458}$ s. Il faut retenir la valeur approchée :

$$c \simeq 3,00 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

b) Célérité de la lumière dans un milieu transparent, indice optique

Dans un milieu transparent quelconque la vitesse de propagation de l’onde lumineuse est :

$$v = \frac{c}{n},$$

où n est l’**indice optique** du milieu transparent. L’indice optique est un nombre sans dimension, supérieur à 1. Par exemple, l’indice optique de l’eau est 1,33, l’indice optique d’un verre courant est 1,5 mais on sait fabriquer des verre d’indice allant jusqu’à 1,8 (verre à fort indice). Un indice optique particulièrement élevé est celui du diamant qui vaut 2,4.

L’indice de l’air est très proche de 1 et dépend fortement de la température et de la pression. Dans les conditions normales de température et de pression, soit une pression égale à 1 bar et une température égale à 273 K, il vaut 1,000 293 . Le plus souvent on assimile l’indice de l’air à 1 ce qui revient à confondre ce milieu de propagation avec le vide.

Remarque

L’indice optique d’un milieu transparent dépend de la fréquence de l’onde lumineuse. Ainsi les différentes composantes sinusoïdales d’un signal lumineux ne se propagent pas toutes à la même vitesse. C’est le phénomène de **dispersion**, qui est responsable de la décomposition de la lumière par un prisme.

1.3 Longueurs d’onde et fréquences optiques

a) Lumière monochromatique

Les ondes lumineuses sinusoïdales sont appelées **ondes monochromatiques**.

Il s’agit d’un modèle théorique dont l’importance vient du fait que les lumières réelles sont composées de lumières monochromatiques.

b) Longueur d'onde dans le vide et couleur

La longueur d'onde λ d'une lumière monochromatique dépend du milieu transparent dans lequel la lumière se propage. On prend pour référence la longueur d'onde dans le vide λ qui est très peu différente de la longueur d'onde dans l'air. Cette longueur d'onde est mesurée dans une expérience d'interférences d'ondes lumineuses.

La longueur d'onde dans le vide λ d'une lumière monochromatique est comprise entre 400 nm et 750 nm. Ces longueurs d'onde délimitent le **domaine visible**.

Chaque valeur de λ correspond à une couleur donnée. De la plus petite à la plus grande on trouve, dans l'ordre, les couleurs de l'arc-en-ciel : violet, bleu, vert, jaune, orange, rouge. Il faut connaître la correspondance approximative entre couleur et longueur d'onde dans le vide qui est donnée dans le tableau 4.1.

λ (nm)	500	550	600	650
Couleur	bleu	vert	jaune orangé	rouge

Tableau 4.1 – Correspondance entre longueur d'onde dans le vide λ et couleur.

Remarque

Les couleurs des lumières monochromatiques sont les couleurs pures. D'autres couleurs peuvent être obtenues par superposition de lumières monochromatiques.

c) Fréquences optiques

La fréquence d'une onde lumineuse monochromatique de longueur d'onde dans le vide λ est : $f = \frac{c}{\lambda}$. Les fréquences du domaine visible sont donc comprises entre $4,0 \cdot 10^{14}$ Hz et $7,9 \cdot 10^{14}$ Hz. On retiendra comme ordre de grandeur de la fréquence de l'onde lumineuse la valeur moyenne :

$$f = 6 \cdot 10^{14} \text{ Hz.}$$

d) Longueur d'onde dans un milieu transparent

La longueur d'onde d'une onde lumineuse de fréquence f dans un milieu transparent d'indice n dans lequel la célérité de l'onde est $v = \frac{c}{n}$ est donnée par :

$$\lambda' = \frac{v}{f} = \frac{c}{nf} \quad \text{soit} \quad \lambda' = \frac{\lambda}{n}.$$

Une onde lumineuse qui passe d'un milieu transparent à un autre garde sa fréquence mais change de longueur d'onde. La couleur est liée à sa fréquence.

2 Récepteurs lumineux, éclairage

2.1 Comparaison avec les récepteurs d'onde sonore

Dans le cas des ondes sonores il existe des microphones sensibles à la surpression sonore $p(x, t)$. Ainsi, un micro placé à l'abscisse x_{micro} donne une tension électrique :

$$u(t) = Kp(x_{\text{micro}}, t)$$

où K est une constante. On a vu que ce signal contient des fréquences comprises entre 20 Hz et 20 kHz qui sont des fréquences habituelles pour un signal en électronique. Ainsi on peut utiliser l'oscilloscope ou une carte d'acquisition pour visualiser le chronogramme du signal ou obtenir son spectre. Dans le cas où le signal est sinusoïdal on peut mesurer son amplitude, déterminer son déphasage par rapport à un autre signal.

Il en va tout autrement dans le cas des ondes lumineuses. Les fréquences de ces ondes (de l'ordre de 10^{15} Hz) sont très supérieures aux fréquences de signaux que l'on peut traiter en électronique. La variation temporelle de l'onde est bien trop rapide pour tous les systèmes réalisables.

Un récepteur lumineux n'est pas sensible au signal de l'onde mais à la puissance lumineuse moyenne qu'il reçoit. Il fournit un signal proportionnel non pas à $s(x_{\text{récepteur}}, t)$, mais à $\langle (s(x_{\text{récepteur}}, t))^2 \rangle$ qui est la moyenne dans le temps du carré du signal. On verra dans le chapitre *Filtrage* que la moyenne du carré d'un signal sinusoïdal est égale à la moitié du carré de son amplitude. Ainsi, si le signal de l'onde lumineuse reçue est $s(x_{\text{récepteur}}, t) = A \cos(\omega t + \varphi)$, la tension électrique fournie par le récepteur est :

$$u = K \langle (s(x_{\text{récepteur}}, t))^2 \rangle = K \times \frac{1}{2} A^2,$$

où K est une constante. Ce signal est indépendant du temps.

Expérience

Dans deux expériences parallèles on étudie l'évolution du signal fourni par un récepteur lorsqu'on l'éloigne progressivement d'une source de petite dimension. La position du récepteur est repérée par une abscisse x mesurée sur une règle ; la distance de l'émetteur au récepteur est $d = d_0 + x$ où d_0 est une valeur constante non connue. On mesure le signal fourni par le récepteur pour différentes valeurs de x à l'aide d'un voltmètre numérique.

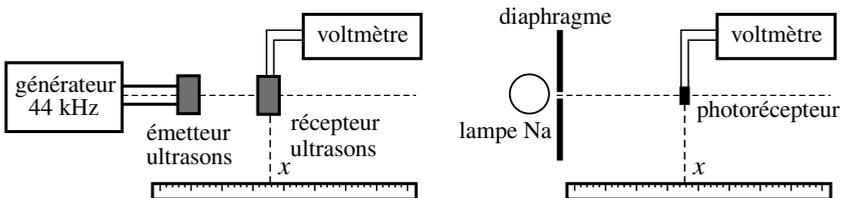


Figure 4.1 – Étude de l'évolution du signal mesuré en fonction de la distance entre l'émetteur et le récepteur.

Dans le cas de l'onde ultrasonore, le voltmètre est en position « tension alternative » et il donne la valeur efficace du signal, c'est-à-dire son amplitude divisée par $\sqrt{2}$ (voir chapitre *Régime sinusoïdal forcé*). La valeur U mesurée décroît lorsque x augmente.

En traçant $\frac{1}{U}$ en fonction de x on obtient une droite.

Ce résultat correspond au fait que l'amplitude de l'onde émise par une source de petite taille est proportionnelle à $\frac{1}{d}$, inverse de la distance à la source. Cette décroissance de l'amplitude correspond à la condition de conservation de l'énergie de l'onde qui, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source, est diluée dans l'espace.

Dans le cas de l'onde lumineuse, le voltmètre est en position « tension continue ». La valeur U mesurée décroît plus rapidement lorsque x augmente. En traçant $\frac{1}{\sqrt{U}}$ en fonction de x on obtient une droite. La valeur mesurée est dans ce cas proportionnelle à $\frac{1}{d^2}$ c'est-à-dire au carré de l'amplitude de l'onde.

Un récepteur de lumière fournit un signal proportionnel au **carré de l'amplitude** d'une onde lumineuse monochromatique.

2.2 Exemples de récepteurs d'onde lumineuse

Le tableau 4.2 donne les caractéristiques de quelques détecteurs électroniques fournissant un signal électrique (tension ou intensité suivant le cas) proportionnel à la puissance lumineuse reçue. Ils sont caractérisés par

- leur sensibilité,
- leur temps de réponse, intervalle de temps minimum entre deux signaux captés séparément.

récepteur	sensibilité	temps de réponse
photodiode	$0,1 \text{ A.W}^{-1}$	10^{-6} s
photorésistance	100 A.W^{-1}	10^{-2} s
thermopile	1 V.W^{-1}	1 s

Tableau 4.2 – Quelques récepteurs lumineux électroniques.

Le capteur CCD, initiales du nom anglais *Charge - Coupled Device*, est l'élément sensible des appareils photographiques numériques. Il fournit pour chaque pixel de l'image les valeurs des trois puissances lumineuses pour les trois couleurs rouge, vert et bleu du système RGB. Un capteur de 12 millions de pixels est typiquement un tableau rectangulaire de 4000×3000 cellules comportant chacune 4 photorécepteurs (1 pour le rouge, 2 pour le vert et 1 pour le bleu) et dont la taille est de l'ordre de quelques micromètres. Son temps de réponse est inférieur à 10^{-2} s.

2.3 Éclairement

On appelle **éclairement** \mathcal{E} la puissance lumineuse moyenne reçue par unité de surface sur une surface perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. L'éclairement se mesure en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$.

Ainsi, une surface S perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde lumineuse reçoit une puissance moyenne :

$$\mathcal{P} = \mathcal{E} \times S.$$

On montre, avec la théorie des ondes électromagnétiques, que l'éclairement en un point d'abscisse x est proportionnel à la moyenne du carré du signal associé à l'onde en ce point :

$$\mathcal{E}(x) \propto \langle s(x,t)^2 \rangle.$$

Si l'onde est sinusoïdale, l'éclairement est ainsi proportionnel au carré de l'amplitude A :

$$\mathcal{E} = kA^2,$$

où k est une constante que l'on ne précise pas en général. L'éclairement est la grandeur associée à l'onde lumineuse que l'on est capable de mesurer.

2.4 Éclairement spectral

Les ondes lumineuses réelles sont des superpositions d'ondes sinusoïdales. Les éclairements des différentes composantes sinusoïdales s'ajoutent entre eux. Ainsi, l'éclairement correspondant au signal lumineux $s(x,t) = \sum_i A_i \cos\left(\omega_i \left(t - \frac{x}{c}\right) + \varphi_i\right)$ est :

$$\mathcal{E} = k \sum_i A_i^2.$$

Dans le cas d'un signal au spectre continu : $s(x,t) = \int_0^\infty A(\omega) \cos\left(\omega \left(t - \frac{x}{c}\right) + \varphi(\omega)\right) d\omega$, l'éclairement est de même :

$$\mathcal{E} = k \int_0^\infty A(\omega)^2 d\omega = \int_0^\infty \mathcal{E}_\omega(\omega) d\omega,$$

où l'on a posé $\mathcal{E}_\omega = kA(\omega)^2$.

On appelle **éclairement spectral** $\mathcal{E}_\omega(\omega)$ ou $\mathcal{E}_\lambda(\lambda)$ les fonctions donnant la répartition de l'énergie lumineuse selon les pulsations ou les longueurs d'onde telles que :

$$\mathcal{E} = \int_0^\infty \mathcal{E}_\omega(\omega) d\omega = \int_0^\infty \mathcal{E}_\lambda(\lambda) d\lambda.$$

3 Les sources lumineuses

3.1 Les sources de lumière blanche

Une **lumière blanche** est une lumière dont le spectre est continu et contient toutes les longueurs d'onde du domaine visible.

C'est le cas de la *lumière du Soleil* dont le spectre représenté sur la figure 4.2 contient ces longueurs d'onde avec un poids sensiblement égal.

Les *lampes à filament* fonctionnent sur le principe de l'émission thermique : émission de lumière par un corps chaud. Elles émettent un spectre continu, assez pauvre en courtes longueurs d'onde ce qui explique l'aspect jaune de cette lumière (voir figure 4.2). L'émission de lumière visible s'accompagne aussi d'une forte émission dans le domaine des infrarouges, ce qui a pour effet de chauffer la lampe et faire diminuer très fortement le rendement énergétique.

Les *lampes dites « à économie d'énergie »* fonctionnent différemment. Un tube à décharge, analogue à celui d'une lampe spectrale (voir paragraphe suivant) produit une lumière au spectre discret. Cette lumière est en partie absorbée par une substance fluorescente qui réémet une lumière au spectre continu. Le spectre de la lumière émise contient des pics correspondant aux longueurs d'onde émises par le tube à décharge superposés au spectre continu de la fluorescence (voir figure 4.3).

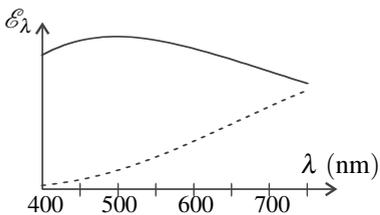


Figure 4.2 – Spectres de la lumière solaire (trait plein) et de la lumière d'une lampe à filament (pointillé).

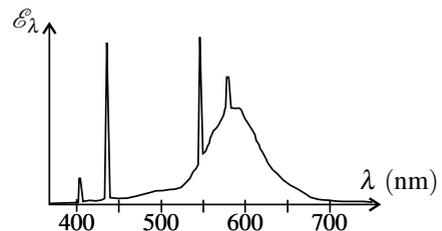


Figure 4.3 – Spectre d'une lampe « à économie d'énergie ».

3.2 Les lampes spectrales

L'élément central d'une **lampe spectrale** est une ampoule contenant un élément sous forme de vapeur dans laquelle on provoque une décharge électrique entre deux électrodes. Lorsque la lampe est mise sous tension, des électrons circulent entre les électrodes, accélérés par le champ électrique qui règne et entrent en collision avec les atomes de la vapeur. Ces atomes sont ainsi portés dans un état excité et se désexcitent en émettant des photons, dont l'énergie est égale à la différence d'énergie entre deux niveaux d'énergie de l'atome.

Une **lampe spectrale** émet une série de longueurs d'onde caractéristique de l'élément qu'elle contient. Le spectre est constitué de pics fins appelés **raies spectrales**.

La figure 4.4 montre l'allure du spectre d'une lampe au mercure utilisée en travaux pratiques : on trouve principalement une raie violette (404,7 nm), une raie indigo (435,8 nm), une raie verte (546,1 nm) et un doublet jaune orangé (577,0 et 579,1 nm) non résolu sur la figure. Il existe aussi une raie ultraviolette assez importante, qui est en dehors de la figure.

La lumière d'une lampe au sodium (utilisée en travaux pratiques ou pour l'éclairage urbain) est jaune orangé et contient essentiellement deux longueurs d'onde très voisines 589,0 et 589,6 nm. C'est le « doublet jaune » du sodium.

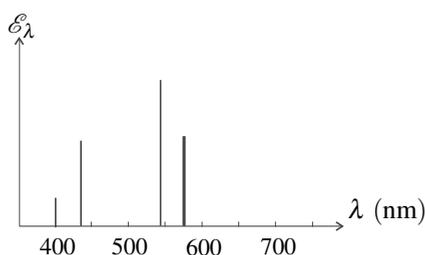


Figure 4.4 – Spectre d'une lampe au mercure (basse pression).

3.3 Faisceau laser

La lumière d'un **faisceau laser** présente une raie spectrale unique beaucoup plus fine qu'une raie de lampe spectrale.

Les plus courants sont les lasers hélium-néon et les diodes laser à semi-conducteurs. Les lasers hélium-néon les plus répandus émettent une radiation rouge de longueur d'onde 633 nm.

Le faisceau laser présente une divergence très faible. Il se caractérise aussi par un éclairement exceptionnellement élevé, ce qui fait qu'il est dangereux de le recevoir dans l'œil.

4 Rayon lumineux et source ponctuelle

4.1 Expérience

Expérience

Une lanterne, source de lumière blanche, est munie d'un condenseur, système optique convergent (voir chapitre *Optique géométrique*) permettant de concentrer la lumière sur un diaphragme de très petite ouverture. Le faisceau traversant le diaphragme éclaire un objet plan (par exemple une grille dessinée sur papier calque). Sur l'écran on observe une ombre de même forme que l'objet. La taille de cette ombre double si

l'on double la distance D entre l'écran et le diaphragme ; elle est divisée par deux si l'on double la distance d entre l'objet et le diaphragme.

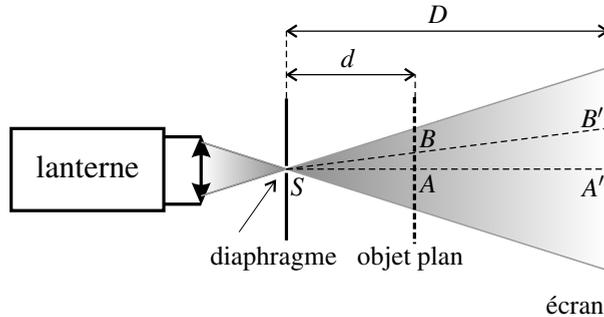


Figure 4.5 – Mise en évidence de la propagation rectiligne de la lumière.

Cette expérience suggère que la lumière atteint l'écran en se propageant le long de trajectoires rectilignes passant par le centre S du diaphragme. Ainsi, aux points A et B de l'objet correspondent des points A' et B' sur l'écran dans le prolongement des droites (SA) et (SB) , et d'après le théorème de Thalès :

$$A'B' = AB \times \frac{D}{d},$$

relation qui correspond bien aux observations.

4.2 Définition d'un rayon lumineux

Les **rayons lumineux** sont les lignes le long desquelles l'onde lumineuse se propage. Ce sont aussi les trajectoires selon lesquelles l'énergie lumineuse se déplace.

Remarque

Dans une vision corpusculaire du phénomène lumineux, les rayons lumineux sont les trajectoire des corpuscules de lumière.

4.3 Propagation rectiligne

L'expérience précédente suggère la **loi de la propagation rectiligne de la lumière** selon laquelle la lumière se propage en ligne droite.

La propagation rectiligne est observée la plupart du temps mais n'est pas un fait général.

Le phénomène de diffraction, étudié au paragraphe 5, met en difficulté la notion même de rayon lumineux.

D'autre part, elle n'est vérifiée que si le milieu de propagation est homogène (milieu dans lequel l'indice est le même en tout point). Dans un milieu inhomogène (milieu dans lequel l'indice n'est pas le même en tout point), les rayons lumineux sont courbés. C'est le phénomène de mirage qui trompe le cerveau humain habitué à la propagation rectiligne de la lumière.

4.4 Modèle de la source ponctuelle et monochromatique

a) Source ponctuelle

Une **source ponctuelle** S est une source de dimensions infiniment petites, assimilable à un point tel que :

- les rayons lumineux sont les droites issues de S ,
- les points situés sur une même sphère de centre S (tels que les points M et N sur la figure) reçoivent des signaux identiques.

Dans l'expérience du paragraphe 4.1 on peut assimiler le centre S du très petit diaphragme à une source ponctuelle.

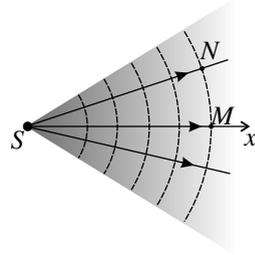


Figure 4.6 – Modèle de la source ponctuelle.

b) Source ponctuelle et monochromatique

Une **source ponctuelle et monochromatique** est une source ponctuelle émettant une onde lumineuse monochromatique, c'est-à-dire purement sinusoïdale. L'onde de cette source se propage le long des rayons lumineux. Tout axe (Sx) d'origine S est un rayon lumineux et on peut écrire le long de ce rayon :

$$s(x, t) = A(x) \cos(\omega t + \varphi(x)).$$

L'amplitude $A(x)$ décroît avec x car l'énergie de l'onde se dilue sur des surfaces sphériques de plus en plus grande au fur et à mesure de la propagation. On admettra qu'elle se met sous la forme : $A(x) = \frac{\alpha}{x}$ où α est une constante.

La phase initiale en M est égale à la phase initiale à la source φ , moins le déphasage dû au délai de propagation $\tau = \frac{x}{c}$ entre la source et M , soit :

$$\varphi(x) = \varphi - \omega\tau = \varphi - \frac{\omega}{c}x = \varphi - kx.$$

Finalement :

Le signal d'une source ponctuelle monochromatique S de pulsation ω , est donné en tout point d'un axe (Sx) d'origine S par :

$$s(x, t) = \frac{\alpha}{x} \cos(\omega t - kx + \varphi),$$

où α est une constante et $k = \frac{\omega}{c}$.

c) Réalisation d'une source ponctuelle monochromatique

Le dispositif lampe + système convergent + diaphragme vu au paragraphe 4.1 permet d'avoir une source ponctuelle. Pour qu'elle soit monochromatique il faut utiliser une lampe spectrale

dont on isole une raie avec un filtre de type interférentiel (ce type de filtre est beaucoup plus sélectif qu'un verre coloré).

La lumière d'un laser est presque idéalement monochromatique. En faisant converger le faisceau à l'aide d'un objectif de microscope, objectif de très courte distance focale (voir le chapitre *Optique géométrique*) on obtient une source ponctuelle et monochromatique située au point de convergence du faisceau.

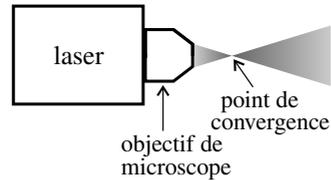


Figure 4.7 – Réalisation d'une source ponctuelle monochromatique avec un laser.

5 La diffraction de la lumière

5.1 Diffraction par une fente

a) Mise en évidence du phénomène

Un faisceau laser fournit pratiquement un rayon lumineux que l'on peut voir, dans l'obscurité, en envoyant un peu de poussière de craie dans le faisceau. Le faisceau a un diamètre non nul, de l'ordre de quelques millimètres. On peut chercher à isoler un rayon lumineux de ce faisceau en le faisant passer à travers une fente de très faible largeur, 0,1 mm par exemple. Le résultat de l'expérience est représenté sur la figure 4.8.

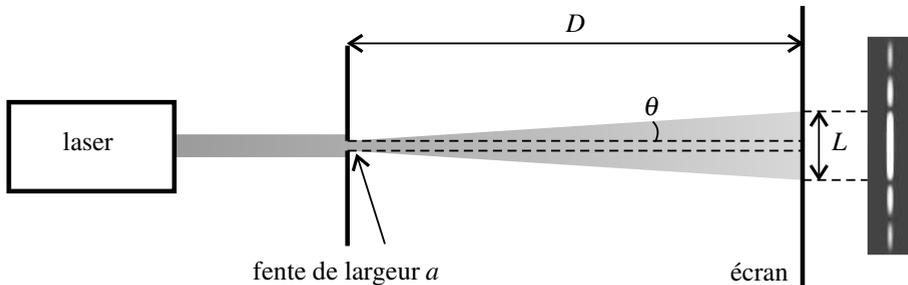


Figure 4.8 – Diffraction d'un faisceau laser par une fente fine.

Alors qu'on s'attendrait à voir sur l'écran une tache lumineuse de même largeur que la fente (trajet de la lumière en pointillé), on observe que plus la largeur de la fente est faible plus la lumière s'étale sur l'écran.

De plus on voit sur l'écran une figure formée d'une tache centrale, très lumineuse, entourée de taches beaucoup moins lumineuses et deux fois moins larges (voir figure 4.8).

Le phénomène qui apparaît dans cette expérience est la **diffraction**.

b) Étude quantitative

Expérience

On dispose d'un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$, de fentes calibrées qui ont les largeurs suivantes : $a = 100, 150, 200, 250$ et $300 \mu\text{m}$. Les fentes et l'écran sont montés sur un banc d'optique, ce qui permet de contrôler la distance D qui les sépare et de la faire varier entre 1 m et 1,80 m. On réalise les mesures suivantes :

1. On place l'écran à une distance donnée, $D_0 = 1,80 \text{ m}$, de la fente sur laquelle on envoie le faisceau laser. En mesurant la largeur L de la tache centrale de diffraction on montre que :

$$L = \frac{A}{a} \quad \text{où } A \text{ est une constante.}$$

Dans un essai on a trouvé : $A = (11 \pm 0,5) \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$.

2. On prend la fente de largeur $a_0 = 150 \mu\text{m}$ et on déplace l'écran sur le banc d'optique pour faire varier la distance D . En mesurant à chaque fois la largeur L de la tache centrale de diffraction on montre que :

$$L = B \times D \quad \text{où } B \text{ est une constante.}$$

Dans un essai on a trouvé : $B = (4,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$.

La deuxième expérience suggère que le faisceau diffracté a une ouverture angulaire constante. En notant θ le demi-angle d'ouverture (voir figure 4.8) on a : $L = a + D \tan \theta \simeq D\theta$ car $a \ll L$ et $\theta \ll 1$. La première expérience montre alors que $\theta = \frac{C}{a}$ avec $C = \frac{A}{D_0} = (6,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-7} \text{ m}$, valeur proche de la longueur d'onde du laser.

c) Loi de la diffraction par une fente

La loi expérimentale trouvée est : $\theta = \frac{\lambda}{a}$. En fait, dans l'expérience, l'angle θ reste petit et la théorie de la diffraction établit une expression plus exacte qui est : $\sin \theta = \frac{\lambda}{a}$.

Le faisceau diffracté par une fente de largeur a a un demi-angle d'ouverture θ , correspondant à la tache centrale de la figure de diffraction, vérifiant la relation :

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{a}$$

Le phénomène de diffraction n'est perceptible que si l'angle θ n'est pas trop petit.

Pour que la diffraction soit observable il faut que la largeur de la fente ait un ordre de grandeur compris entre celui de λ et celui de 100λ .

Remarque

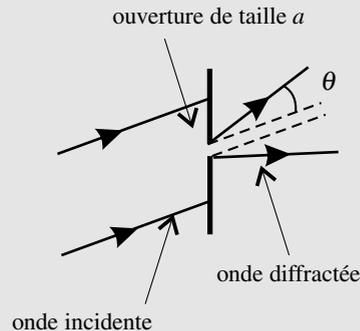
Dans l'expérience ci-dessus, la plus grande largeur de fente valait 473λ .

d) Généralisation : diffraction par une ouverture

Lorsqu'une onde lumineuse traverse une ouverture de taille comparable à la longueur d'onde elle est **diffractionnée**.

Le phénomène de **diffraction** se manifeste par un étalement angulaire du faisceau lumineux après l'ouverture, avec un demi-angle d'ouverture θ dont l'ordre de grandeur est lié à la taille caractéristique a de l'ouverture par :

$$\sin \theta \sim \frac{\lambda}{a}.$$



5.2 Universalité du phénomène de diffraction

Le phénomène de diffraction peut être observé avec tous les types d'ondes.

La diffraction des ondes sonores intervient constamment. L'onde correspondant à une voix d'homme a une fréquence moyenne $f = 125$ Hz, pour laquelle la longueur d'onde dans l'air est $\lambda = \frac{c_{\text{son}}}{f} = \frac{340}{125} = 2,7$ m. On voit donc qu'une porte de largeur 83 cm diffracte le son de la voix parlée.

La figure 4.10 montre la diffraction d'une onde sur une cuve à ondes. L'onde se propage perpendiculairement aux rides observées. Ainsi l'onde incidente se propage dans la direction perpendiculaire à l'ouverture et l'onde diffractée se propage dans toutes les directions. On remarque que la largeur de l'ouverture est environ égale à 2,5 fois la longueur d'onde.

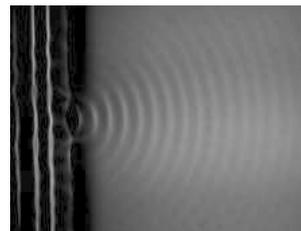


Figure 4.10 – Diffraction sur une cuve à ondes.

SYNTHÈSE

SAVOIRS

- valeur de la célérité de la lumière dans le vide
- longueurs d'onde délimitant le domaine visible
- ordre de grandeur des fréquences optiques
- expression de la célérité de la lumière dans un milieu transparent
- expression de la longueur d'onde dans un milieu transparent
- allure du spectre d'une lumière blanche
- allure du spectre d'une lampe spectrale
- allure du spectre d'un faisceau laser
- notion de rayon lumineux
- modèle de la source ponctuelle monochromatique
- phénomène de diffraction

SAVOIR-FAIRE

- relier la longueur d'onde dans le vide et la couleur
- caractériser une source lumineuse par son spectre
- utiliser la relation $\sin \theta \sim \frac{\lambda}{a}$ entre l'échelle angulaire du phénomène de diffraction et la taille de l'ouverture
- choisir les conditions expérimentales permettant de mettre en évidence le phénomène de diffraction

MOTS-CLÉS

- | | | |
|--------------------------|------------------|---------------------|
| • lumière | • indice optique | • rayon lumineux |
| • onde monochromatique | • couleur | • source ponctuelle |
| • célérité de la lumière | • spectre | • diffraction |