

P 22

La lumière

22.1 Compétences du chapitre

Notions et contenus	Capacités exigibles
Chemin optique. Déphasage dû à la propagation. Surfaces d'ondes. Théorème de Malus (admis).	<ul style="list-style-type: none"> Exprimer le retard de phase en un point en fonction de la durée de propagation ou du chemin optique.
Onde plane, onde sphériques ; effet d'une lentille mince dans l'approximation d Gauss.	<ul style="list-style-type: none"> Associer une description de la formation des images en termes de rayon de lumière et en termes de surfaces d'onde. Utiliser la propriété énonçant que le chemin optique séparant deux points conjugués est indépendant du rayon de lumière choisi.
Modèle d'émission. relation (admise) entre la durée des trains d'ondes et la largeur spectrale.	<ul style="list-style-type: none"> Citer l'ordre de grandeur du temps de cohérence Δt de quelques sources de lumière. utiliser la relation $\Delta f \delta t = 1$ pour lier la durée des trains d'ondes et la largeur spectrale $\delta \lambda$ de la source.
Détecteurs. Intensité lumineuse. Facteur de contraste.	<ul style="list-style-type: none"> Exploiter la propriété qu'un capteur optique quadratique fournisse un signal proportionnel à l'énergie lumineuse reçue pendant son temps d'intégration. Citer l'ordre de grandeur du temps d'intégration de quelques capteurs optiques. <i>Mettre en œuvre une expérience utilisant un capteur CCD.</i>

En première année, l'optique géométrique a permis d'interpréter les phénomènes lumineux grâce aux trajectoires des rayons lumineux. Cependant, la diffraction ou les interférences ne peuvent être expliquées par l'optique géométrique. Il faut faire appel à l'optique physique, qui considère la lumière comme une onde électromagnétique.

22.2

Émission et réception de lumière

22.2.1

Émission

La lumière peut être assimilée à des petites quantités ou quanta d'énergie, appelées *photons*. Ces derniers portent l'énergie :

$$E = h\nu$$

h est la constante de Planck ($h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$) et ν est la fréquence de l'onde.

⇒ **Activité 22.1**

Considérons une ampoule à filament usuelle, de puissance d'environ 50 W et de longueur d'onde $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$.

Donner un ordre de grandeur du nombre de photons émis par cette ampoule par unité de temps.

Comme cela a été vu en première année, l'émission d'un photon s'interprète au niveau microscopique par le passage d'un électron d'un niveau excité à un niveau d'énergie plus basse. Ces niveaux d'énergie sont quantifiés et on les note E_n .

La fréquence ν du photon est donnée par l'expression :

$$\Delta E = E_1 - E_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

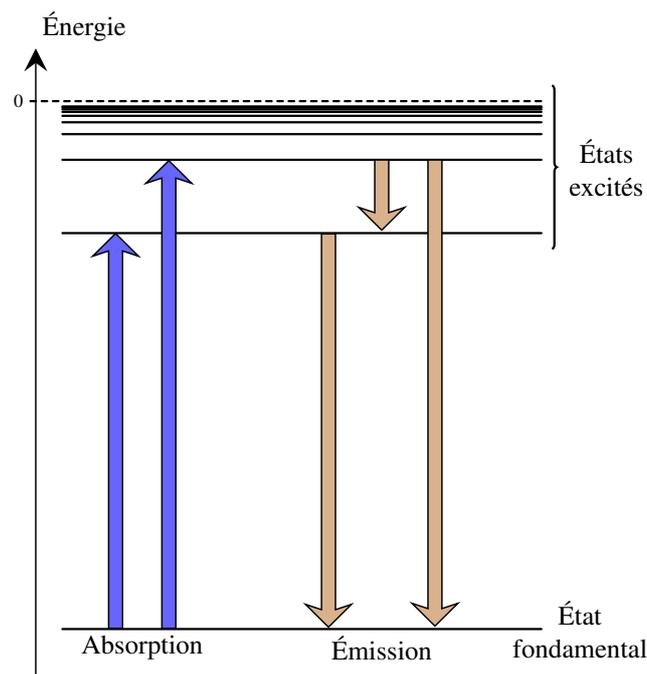


FIGURE 22.1 – Absorption et émission

22.2.2 Sources de lumière

Différents types de lumière existent dans notre environnement.

22.2.2.1 Lampe à filament

Dans une lampe à filament, ce dernier est porté à haute température (de l'ordre de 2600 K) par effet Joule. Les charges en mouvement (les électrons) dans le filament émettent un rayonnement électromagnétique. Celui-ci est appelé *rayonnement thermique*. Le spectre d'une lampe à filament est continu, comme celui émis par le soleil.

22.2.2.2 Lampes à décharge

Une lampe à décharge est constituée d'un tube ou d'une ampoule en verre remplie de gaz ou de vapeur métallique, sous haute ou basse pression.

On impose dans ces lampes une forte différence de potentiel entre deux électrodes de façon à ioniser des atomes du gaz contenu dans l'ampoule. Les électrons ainsi libérés se dirigent alors vers l'électrode de potentiel le plus élevé (la cathode), générant un flux d'électrons.

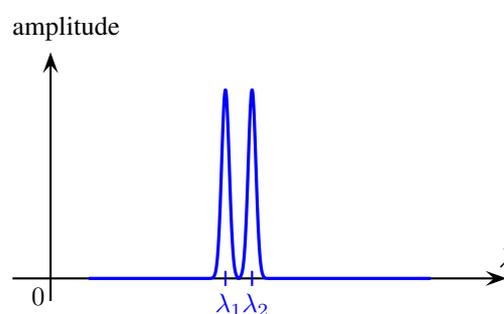
Les électrons subissent de nombreuses collisions pendant lesquelles ils changent de couche énergétique et en y revenant, émettent un photon.

Parmi les lampes à décharge, on peut citer :

- Les tubes fluorescents :
On les nomme couramment néons. Ceux-ci contiennent du mercure à très basse pression, qui rayonne majoritairement dans l'ultraviolet. La lumière émise par la décharge n'est donc pas directement visible : c'est une poudre déposée sur la surface intérieure du tube qui ré-émet dans le domaine visible.
- Les lampes spectrales :
Elles émettent un éventail de longueurs d'ondes, et non une longueur d'onde unique : on parle alors de spectre discret. Ces longueurs d'onde dépendent de la vapeur atomique contenue dans ces ampoules. Entre les électrodes de l'ampoule circulent des électrons qui entrent en collision avec les atomes. Ces derniers sont alors excités et leur désexcitation entraîne l'émission de photons. Les raies spectrales émises s'étalent sur un domaine de longueur d'onde de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-1} nm . Cet étalement est lié au principe d'incertitude d'Heisenberg qui impose, pour un processus de durée Δt , la relation :

$$\Delta\omega \Delta t \gtrsim 1$$

Ainsi, une lampe à vapeur de sodium émet un spectre lumineux constitué principalement de 2 raies fines à $\lambda_1 = 589,0\text{ nm}$ et $\lambda_2 = 589,6\text{ nm}$.



⇒ **Activité 22.2**

Dans quelle domaine du visible se situent ces raies ?

22.2.2.3 Les lasers

Les lasers sont des sources quasi-monochromatiques et quasi-parallèles. En effet, leur composition en longueur d'onde est définie à l'aide d'une courbe de Gauss, avec à mi-hauteur un écart de l'ordre de $0,3 \text{ nm}$. Pour le laser *He-Ne*, la longueur d'onde vaut environ $632,8 \text{ nm}$, soit 6328 \AA et correspond au rouge.

Contrairement aux sources précédentes, l'émission d'un photon par désexcitation d'un atome n'est pas spontanée dans un laser : elle est stimulée.

Ainsi, son émission est provoquée par un photon incident résonant, c'est-à-dire de fréquence ν avec $\Delta E = h\nu$.

Afin d'exciter les nombreux électrons sur des durées importantes, il est nécessaire de procéder à un *pompage optique*. Celui-ci amène les électrons du niveau fondamental à un niveau excité. Ces atomes sont placés dans une cavité résonante, comme celle vue dans le chapitre précédent. Les réflexions multiples entre les deux miroirs de la cavité ne peuvent se faire que pour certaines longueurs d'onde. Celles-ci correspondent à des fréquences propres de la cavité et doivent correspondre à l'écart entre les niveaux d'énergie électronique. Ainsi, on dit que la cavité est accordée.

22.2.3 Récepteurs

22.2.4 Un récepteur particulier : l'œil

22.2.4.1 Description

- La *cornée* est un tissu transparent protégeant l'œil.
- L'*iris* sert de diaphragme pour diminuer l'intensité de la lumière parvenant dans l'œil.
- Le *crystallin* est l'élément actif de la focalisation des rayons lumineux sur la rétine. Des muscles changent en permanence sa courbure pour assurer la netteté de la vision. Il joue le rôle d'une lentille (convergente) dont la distance focale est variable.
- La *rétine* est l'élément récepteur de l'œil. Elle est composée de cônes et de bâtonnets qui servent à convertir la lumière en signal électrique.
- La *macula* est la zone de la rétine qui est sur l'axe optique.
- La *fovéa ou tâche jaune* est une zone de la rétine où la vision est d'une très grande netteté. Elle se situe au centre de la macula.
- Le *point aveugle* est une zone de la rétine qui est démunie de récepteurs car elle donne naissance au nerf optique. Cette zone est aveugle.

Les bâtonnets sont plus sensibles mais ne permettent pas de distinguer les couleurs, contrairement aux cônes.

Le message nerveux envoyé par l'œil au cerveau est rafraîchi environ 10 fois par seconde, ce qui explique les fréquences des "boîtes à images" que nous utilisons (25 à 100 Hz) : la persistance donne l'impression d'un défilement continu des images.

Comme on l'a vu précédemment, le domaine visible par l'œil humain est compris entre des longueurs d'onde égales à environ $0,4 \mu\text{m}$ pour le bleu et $0,8 \mu\text{m}$ pour le rouge.

Les chiens ne voient pas le rouge et l'orange et les dauphins, eux, sont monochromes.

L'œil humain n'est pas sensible à la polarisation de la lumière, contrairement aux abeilles et aux fourmis.

22.2.4.2 Modélisation

L'œil est composé d'un nombre importants d'éléments qui jouent un rôle dans le processus de vision. Plusieurs milieux interviennent notamment dans le phénomène de réfraction.

On peut modéliser l'œil sur un banc optique de la manière suivante :

- l'ensemble iris-pupille, modélisé par un diaphragme,
- le cristallin (et l'ensemble des milieux transparents), modélisé par une lentille convergente,
- la rétine, modélisée par un écran.

22.2.4.3 Pouvoir de résolution

Comme vu en première année, l'œil ne peut pas distinguer deux points objets trop proches l'un de l'autre : son pouvoir de résolution est limité. Il est limité par un angle égal à environ 3.10^{-4} rad ce qui correspond à distinguer deux points séparés de 1 mm à 3 m de distance.

22.2.4.4 Deux points caractéristiques

L'œil normal, appelé emmétrope, peut obtenir une image nette d'un objet situé entre deux points :

- Le punctum proximum (proche), noté PP , est le point le plus proche pour lequel l'œil peut obtenir une image nette. Pour l'œil emmétrope, ce PP se situe à 25 cm de celui-ci.
- Le punctum remotum (éloigné), noté PR , est le point le plus éloigné pour lequel l'œil peut obtenir une image nette. Pour l'œil emmétrope, ce PR se trouve à l'infini.

22.2.4.5 Défauts

- L'œil trop convergent est appelé œil myope : son PP est un petit peu plus proche que celui de l'œil normal et son PR n'est plus à l'infini mais à quelques mètres. La myopie, due à un œil trop grand, est corrigée à l'aide d'une lentille divergente.
- L'œil qui n'est pas assez convergent est appelé œil hypermétrope. Il doit accommoder pour voir à l'infini car son PR est bien plus éloigné que celui de l'œil normal. L'hypermétropie, due à un œil trop petit, est corrigée avec une lentille convergente.
- La presbytie apparaît avec l'âge : les muscles qui permettent l'accommodation sont fatigués et fonctionnent moins bien.
- L'œil astigmatique est un défaut de sphéricité de l'œil et provoque une vision déformée.

⇒ **Activité 22.3**

Une personne portant des verres de contact de distance focale $f' = -5,0 \text{ m}$ peut voir de façon normale. Déterminer la position du punctum remotum de cet œil non corrigé.

22.2.5 Les photodiodes

Une photodiode est une diode qui, lorsqu'elle est polarisée en inverse, est parcourue par un courant proportionnel à l'intensité lumineuse reçue. Le domaine de détection lumineuse couvre le visible et l'infrarouge. Le temps de réponse d'une photodiode est de l'ordre de $10 \mu\text{s}$, soit environ 1000 fois plus petit que celui de l'œil !

22.2.6 Les capteurs CCD

Les capteurs *CCD* (*Charge-Coupled Device* ou en français "dispositif à transfert de charge") équipaient il y a quelques temps presque tous les appareils photo et caméras vidéos. Un capteur *CCD* est composé d'une matrice de cellules photosensibles qui transfère la charge vers un collecteur qui à son tour, transfère l'ensemble des charges vers un convertisseur. Le nombre d'électrons collectés est proportionnel à la quantité de lumière reçue.

— Principe du capteur —

Un capteur optique est un système de conversion de puissance lumineuse Φ en une grandeur (le plus souvent une intensité électrique) \mathcal{A} .

Ce capteur se comporte comme un filtre passe-bas du premier ordre avec une fréquence de coupure f_c .

Les capteurs actuellement sur le marché vérifient tous $f_c < 10^{10} \text{ Hz}$

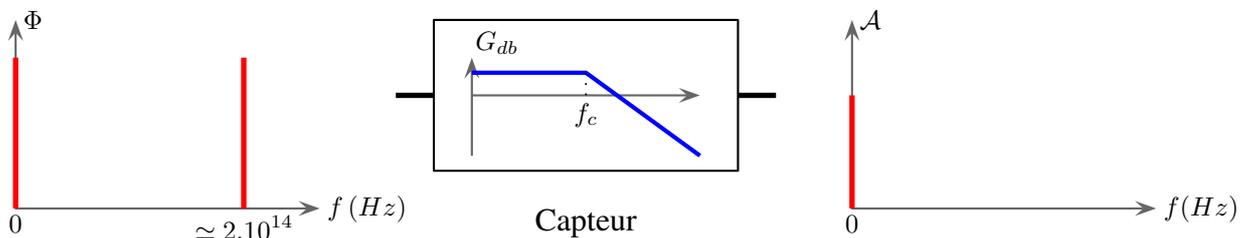


FIGURE 22.2 – Bande passante d'un capteur

— Sensibilité du capteur —

Le capteur n'est sensible qu'à la valeur moyenne du flux lumineux

$$\mathcal{A} = \mathcal{K} \langle s^2(t) \rangle$$

On définit la sensibilité du capteur comme étant le gain de la fonction de transfert :

$$s = \frac{\mathcal{A}}{\Phi_{\text{moy}}}$$

Un détecteur ne possède pas un temps de réponse instantané : en effet, celui-ci est lié en particulier à la durée de vie des porteurs dans les semi-conducteurs.

— Temps de réponse —

Le temps de réponse τ_r est le temps mis par le signal pour atteindre 75 % de sa valeur asymptotique lorsque le détecteur est soumis à une variation d'éclairement (ou d'intensité) très rapide de type "échelon".

La bande passante d'un détecteur est lié à son temps de réponse :

$$\tau_r = \frac{1}{2\pi f_c}$$

22.3 Notion de cohérence

22.3.1 Notion de train d'onde

Lorsque l'on considère une onde électromagnétique plane, progressive, monochromatique et polarisée rectilignement, on peut représenter la propagation du champ électromagnétique $[\vec{E}, \vec{B}]$:

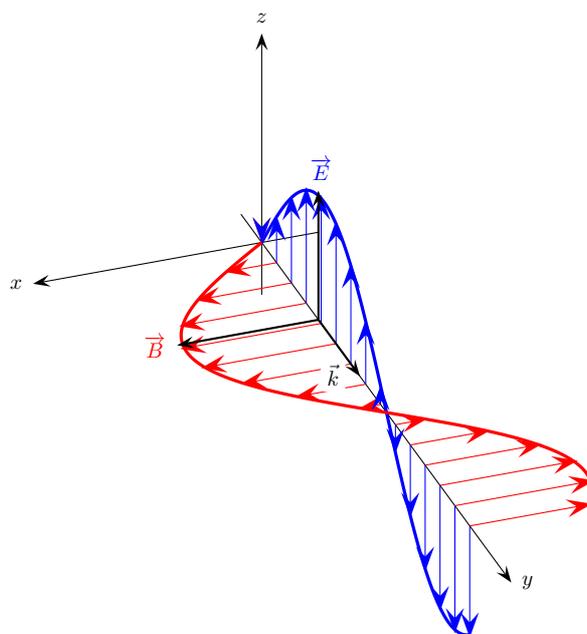


FIGURE 22.3 – Onde électromagnétique

Pour une onde lumineuse monochromatique, les photons sont émis par les atomes de la source. Le mécanisme d'émission radiative repose sur l'excitation de niveaux électroniques d'un atome. L'atome se désexcite en émettant pendant un temps fini un train d'onde lumineux présentant une fréquence propre ν_p . On observe alors une succession de trains d'onde, qui possèdent différents états de polarisation :

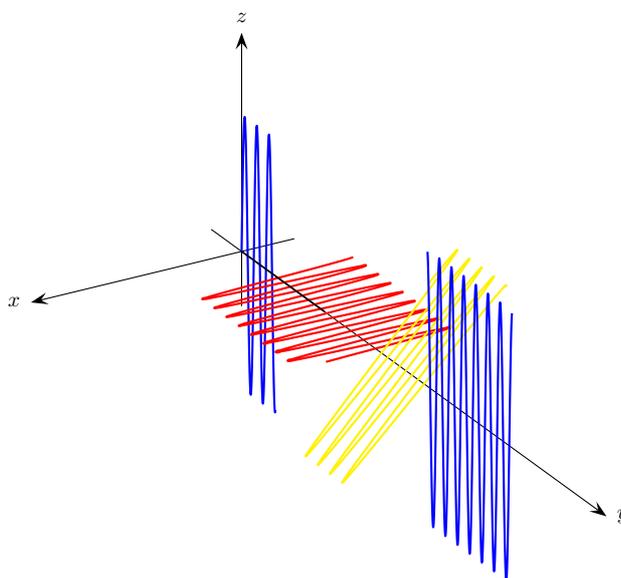


FIGURE 22.4 – Les trains d'onde

On ne peut donc pas définir de direction de polarisation de l'onde car cette caractéristique varie à chaque train d'onde.

On introduit alors une grandeur caractéristique de l'onde : sa vibration lumineuse. Celle-ci est associée au champ électrique caractérisant l'onde lumineuse.

22.3.2 Notion de cohérence

L'émission lumineuse est un mécanisme complexe correspondant à l'excitation des atomes, ions ou molécules, chacun émettant alors une vibration lumineuse.

Le rayonnement lumineux est constitué par la superposition des trains d'onde, chaque train d'onde possédant une durée moyenne finie τ . La durée moyenne τ d'un train d'onde est appelé *temps de cohérence* de la source.

On peut considérer dans ce modèle une onde nulle, sauf pendant la durée τ .

Ainsi, vu d'un point M , cette vibration peut être vu sous deux aspects :

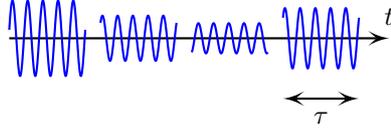


FIGURE 22.5 – Aspect temporel

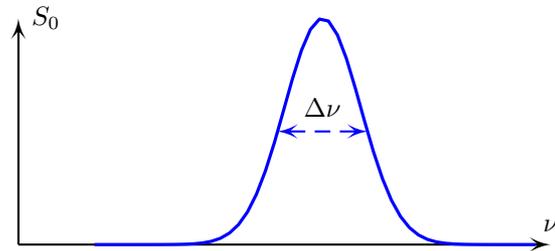


FIGURE 22.6 – Aspect spectral

Le modèle des trains d'onde est en accord avec le caractère discontinu de la lumière et permet d'expliquer de nombreux phénomènes en optique.

Par ailleurs, la largeur $\Delta\omega$ et donc $\Delta\nu$ du spectre d'une fonction non périodique de durée Δt est telle que :

$$\Delta t \Delta\nu \simeq 1$$

En notant τ la durée moyenne des trains d'onde et $\Delta\nu = \nu_{\max} - \nu_{\min}$ la largeur spectrale de la source, on met ainsi en évidence le caractère polychromatique de la source :



— Non monochromaticité d'une source —

On associe à la durée du train d'onde τ une largeur spectrale $\Delta\nu$ autour de la fréquence ν d'émission. Ces grandeurs sont reliées par une relation de la forme :

$$\tau \Delta\nu \simeq 1$$

Dans le cas idéal d'un train d'onde de durée infinie, on pourrait donc considérer que l'onde est monochromatique, donc caractérisée par une fréquence unique, représentée par un trait vertical de largeur nulle. En effet, on aurait alors $\tau = \infty$ et $\Delta\nu = 0$.



— Remarque —

Plus la source lumineuse possède un spectre de fréquences (donc, de longueurs d'onde) étendu, plus les trains d'onde sont courts et plus sa cohérence temporelle est faible.

En différenciant la relation :

$$\lambda = cT = \frac{c}{\nu}$$

On obtient, en prenant $\Delta\nu$ et $\Delta\lambda$ positifs :

$$\Delta\lambda = \frac{c \Delta\nu}{\nu^2} = \frac{c \Delta\nu}{c^2} \lambda^2 = \frac{\Delta\nu \lambda^2}{c}$$

ou encore :

$$\tau \simeq \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{1}{c} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

⇒ Activité 22.4

1. On peut considérer le domaine visible compris entre $0,4 \mu m$ et $0,8 \mu m$. En déduire le temps de cohérence pour une source de lumière blanche.
2. La durée d'un train d'onde vaut en moyenne pour un laser rouge $\tau \simeq 10 ns$. En déduire sa largeur spectrale $\Delta\lambda$.



22.3.3 Ordres de grandeur



— Rappel —

Le domaine du visible se situe approximativement entre $\lambda' = 0,40 \mu m$ et $\lambda = 0,80 \mu m$.

⇒ **Activité 22.5**

Calculer les fréquences correspondantes ν et ν' dans le vide.

On obtient les ordres de grandeur suivants :

- $T \simeq 10^{-15} s$, période l'onde,
- $\tau \simeq 10^{-10} s$, durée d'un train d'onde,
- $t_p \simeq 10^{-5} s$, temps de réponse d'une photodiode,
- $t_o \simeq 10^{-1} s$, temps de réponse de l'œil humain.

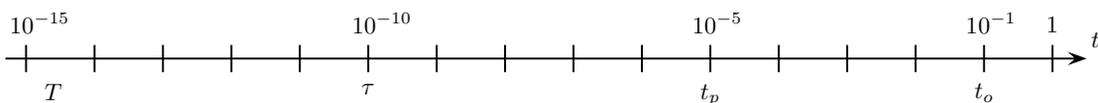


FIGURE 22.7 – Temps de réponse

22.4 Électromagnétisme et optique

La lumière est une onde électromagnétique et de façon très simplifiée, dans un milieu transparent linéaire isotrope, on peut caractériser l'onde par sa direction de propagation \vec{u} ainsi que par son indice n .

22.4.1 Longueur d'onde dans le vide



— Longueur d'onde dans le vide —

La vibration lumineuse se propage à la célérité (ou vitesse) $c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le vide et sa longueur d'onde dans le vide vaut :

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$$

22.4.2 Indice d'un milieu



— Indice d'un milieu —

Dans un milieu transparent, linéaire et isotrope, la vibration, de longueur d'onde λ_0 dans le vide, se propage alors à une vitesse v dans le milieu considéré. Cette vitesse est bien entendu inférieure à c . On peut définir l'indice du milieu par la relation :

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

22.5 Modèle scalaire de la lumière

22.5.1 Éléments de photométrie



— Amplitude lumineuse —

Soit M un point de l'espace, et t un instant. On associe à M et t la fonction s :

$$s : (M, t) \mapsto s(M, t)$$

Cette fonction s est appelée amplitude lumineuse. Cette grandeur est inobservable dans la réalité.

Si la source S émet une onde électromagnétique sinusoïdale de pulsation ω , polarisée rectilignement et se propageant dans la direction des x croissants, on peut définir le champ électrique de la façon suivante :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kx + \psi)$$

ou en notation complexe :

$$\underline{\vec{E}} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - kx + \psi)]$$

Si on extrait le terme dépendant du temps, on obtient l'amplitude lumineuse complexe :

$$\underline{s} = E_0 \exp[i(-kx + \psi)]$$





— Flux lumineux —

La puissance transportée par l'onde à travers une surface Σ est égale au flux du vecteur de Poynting

$$\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$$

Pour une onde plane, la puissance moyenne transportée est donc proportionnelle au carré du module du champ électrique.

Par définition le flux lumineux à travers une surface est proportionnel à cette puissance moyenne. Il est donc proportionnel au carré du module de l'amplitude complexe. On pourra donc écrire :

$$\Phi = \mathcal{K}_1 \underline{s} \underline{s}^* = \mathcal{K}_1 |\underline{s}|^2$$

\underline{s}^* est le complexe conjugué de l'amplitude complexe et \mathcal{K}_1 est une constante positive.

Les unités :

L'unité du flux lumineux est le lumen de symbole lm .

L'éclairement est lié à cette amplitude lumineuse.



— Éclairement —

L'éclairement est défini comme la puissance lumineuse qui arrive sur une surface. On le note \mathcal{E} . On montre qu'il est proportionnel à $|\underline{s}|^2$:

$$\mathcal{E} \propto |\underline{s}|^2$$

En fait, si une surface dS reçoit un flux lumineux $d\Phi$, l'éclairement est donnée par :

$$\mathcal{E} = \frac{d\Phi}{dS}$$

L'éclairement étant proportionnel au flux lumineux, on peut écrire :

$$\mathcal{E} = \mathcal{K}_2 \underline{s} \underline{s}^* = \mathcal{K}_2 |\underline{s}|^2$$

Les unités :

L'unité de l'éclairement lumineux est le lux de symbole lx .

Par exemple, l'éclairement pour le sol éclairé par le soleil à midi vaut environ $10^5 lx$. Un éclairage intérieur donne un éclairement d'environ $10^3 lx$.



— Intensité lumineuse —

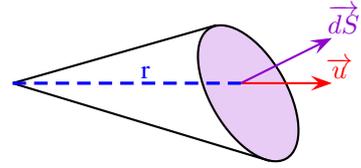
L'intensité lumineuse \mathcal{I} est donnée par le rapport entre le flux lumineux et l'angle solide à travers lequel émet la source :

$$\mathcal{I} = \frac{d\Phi}{d\Omega}$$

L'angle solide est défini par $d\Omega = \frac{\vec{u} \cdot d\vec{S}}{r^2}$.

L'intensité lumineuse vaut alors :

$$\mathcal{I} = \mathcal{K}_3 \langle s^2 \rangle$$



— Valeur moyenne par les complexes —

Soient $\underline{f}(t)$ et $\underline{g}(t)$ deux fonctions sinusoïdales en notation complexe.
La valeur moyenne du produit des deux fonctions $f(t)$ et $g(t)$ vaut :

$$\langle f(t) g(t) \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} (\underline{f}(t) \underline{g}^*(t))$$

Ainsi, l'intensité lumineuse peut s'écrire :

$$\mathcal{I} = \frac{1}{2} \mathcal{K}_3 \underline{s} \underline{s}^* = \frac{1}{2} \mathcal{K}_3 |\underline{s}^2|$$

L'éclairement et l'intensité lumineuse sont donc proportionnels.

Comme un récepteur n'est jamais tout à fait ponctuel, on travaillera désormais avec l'intensité

$$\mathcal{I} = \frac{1}{2} \mathcal{K} \underline{s} \underline{s}^* = \frac{1}{2} \mathcal{K} |\underline{s}^2|$$



Plus simplement, nous considérerons que l'intensité lumineuse est égale à une puissance par unité de surface.

22.5.2 Optique physique

Dans ce chapitre, on considère deux types d'ondes :

- les ondes planes monochromatiques,
- les ondes sphériques monochromatiques.

22.5.2.1 Onde plane monochromatique

L'amplitude lumineuse associée à ce type d'onde est donnée par :

$$\begin{aligned} s(M, t) &= E_0 \cos(\omega t - kx + \psi) \\ &= \text{Re} (E_0 \exp[i(\omega t - kx + \psi)]) \end{aligned}$$

On peut donc adopter aussi la notation complexe, en faisant rentrer la phase dans \underline{E}_0 , ce que nous allons faire par la suite.

22.5.2.2 Onde sphérique monochromatique

L'amplitude lumineuse est ici donnée par :

$$\begin{aligned} s(M, t) &= \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kx + \psi) \\ &= \text{Re} \left(\frac{E_0}{r} \exp[i(\omega t - kx + \psi)] \right) \end{aligned}$$



22.5.3 Différence de phase

Considérons une onde sphérique issue d'une source ponctuelle monochromatique S et se propageant dans un milieu d'indice n . Son vecteur d'onde k , sa longueur d'onde dans le vide λ_0 , sa pulsation ω et fréquence ν sont liés par les relations :

$$\begin{aligned}\lambda_0 &= \frac{c}{\nu} \\ k &= n \frac{\omega}{c} \\ \omega &= 2\pi\nu \\ k &= n \frac{2\pi}{\lambda_0}\end{aligned}$$

Si on note $\varphi = kSM - \omega t$ la phase de l'onde, la vibration lumineuse sera de la forme :

$$s(M, t) = f(kSM - \omega t)$$

f étant une fonction dépendant donc de 2 variables.

Considérons maintenant 2 points voisins M et M' dans ce milieu d'indice $n = n_{(M)}$ (pas forcément constant). La différence de phase entre ces deux points voisins vaut alors :

$$\varphi(M') - \varphi(M) = k(SM' - SM) = kMM' = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{(M)} MM'$$

$n_{(M)}$ n'étant pas nécessairement uniforme, l'intégration entre 2 points quelconques A et B s'écrit alors :

$$\varphi(B) - \varphi(A) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_A^B n_{(M)} dl$$

22.5.4 Chemin optique

On peut alors définir une nouvelle grandeur :



— Chemin optique —

Le chemin optique noté (AB) ou encore δ_{AB} entre A et B est égal à l'intégrale curviligne :

$$(AB) = \delta_{AB} = \int_{AB} n_{(M)} dl$$

En explicitant l'indice $n_{(M)}$ du milieu, on a :

$$\begin{aligned}(AB) &= \int_{AB} \frac{c}{v} dl \\ &= c \int_{AB} \frac{1}{v} dl \\ &= c \int_{AB} dt \\ &= ct_{AB}\end{aligned}$$

Le chemin optique représente donc la distance parcourue **dans le vide** pour aller de A à B .

La différence de phase et le chemin optique sont donc liés par la relation :

$$\varphi(B) - \varphi(A) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (AB)$$

22.5.5 Surfaces d'onde

22.5.5.1 Définition

Soit S une source ponctuelle.



— Surface d'onde —

On appelle surface d'onde l'ensemble des points M de l'espace, tels que le chemin optique (SM) le long d'un rayon lumineux soit constant. Ainsi, tous ces points M sont séparés de la source du même chemin optique. On a, pour une telle surface :

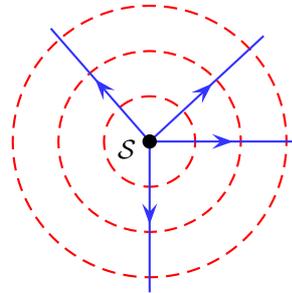
$$(SM) = C^{te}$$

22.5.5.2 Exemples

Ainsi, dans un milieu homogène, les surfaces d'onde correspondant à une onde sphérique issue d'une source S sont des sphères centrées en S .

Ce sont également des surfaces équiphases. Pour celles-ci, on a :

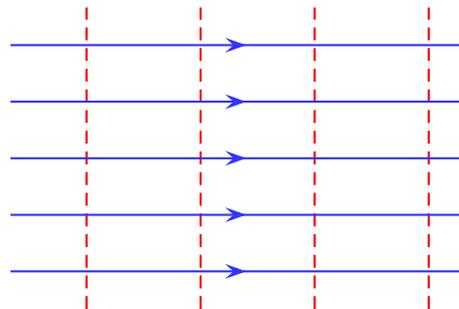
$$(SM) = n_{(M)} SM = C^{te}$$



Pour une onde plane se propageant dans un milieu homogène, les surfaces d'onde sont des plans.

Ce sont également des surfaces équiphases. Le vecteur d'onde \vec{k} est orthogonal à ces plans.

Entre 2 surfaces d'onde, le chemin optique est constant quelque soit le rayon lumineux suivi.



La validité de l'onde plane est bien évidemment valable à grande distance de la source :

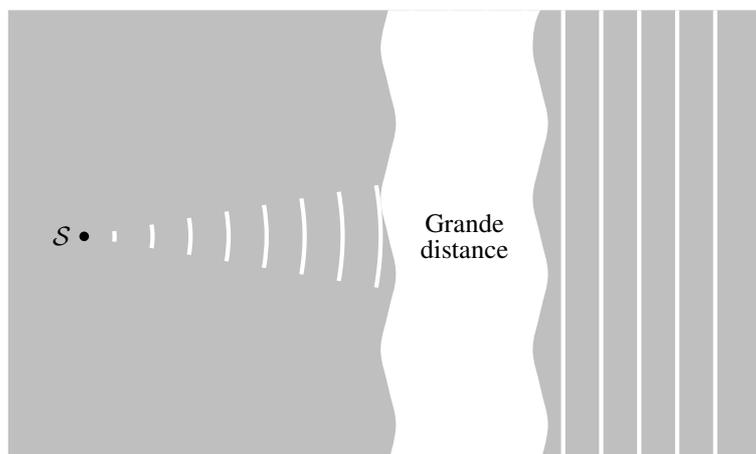


FIGURE 22.8 – Validité de l'onde plane

22.5.6 Théorème de Malus

22.5.6.1 Énoncé



— Théorème de Malus —

Après un nombre quelconque de réflexions et de réfractions, les rayons lumineux issus d'une source ponctuelle S sont perpendiculaires aux surfaces d'onde. Les surfaces d'ondes sont orthogonales en tout point aux rayons lumineux issus d'une même source (n'ayant pas subi de phénomène de diffraction)

Par exemple, pour un objet situé dans le plan focal objet d'une lentille, l'onde est :

- sphérique avant la lentille,
- plane après la lentille.

D'après les définitions précédentes :

$$(SM) = (SJ) = (SK)$$

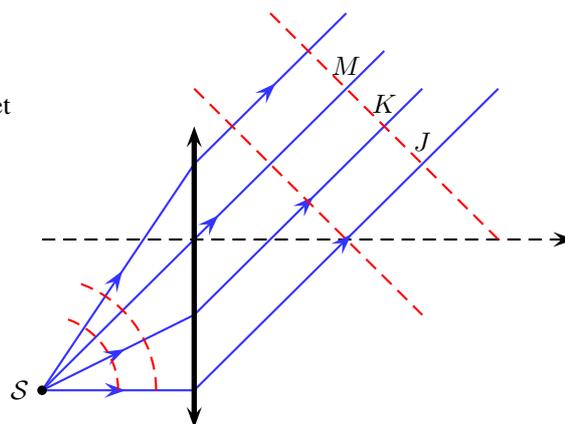


FIGURE 22.9 – Théorème de Malus

22.5.6.2 Conséquences : formation des images

Il en découle deux définitions pour l'image d'un objet :

- Pour une onde incidente sphérique, les surfaces d'onde à la sortie du système optique sont des sphères dont le centre caractérise l'image par le système optique correspondant à l'objet initial.
- Cette image correspond au point d'intersection de tous les rayons lumineux issus de la source.

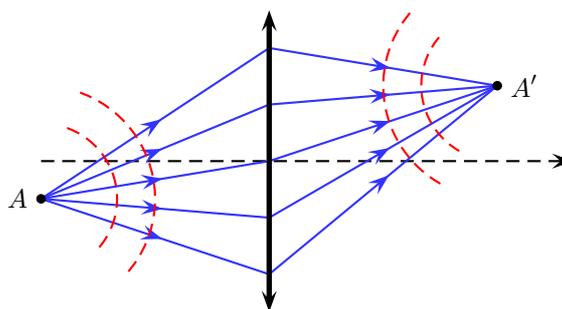


FIGURE 22.10 – Formation des images

Le chemin optique séparant 2 points conjugués est indépendant du rayon lumineux.

Ce résultat peut paraître étonnant mais un schéma plus détaillé permet de mettre en évidence ce résultat.

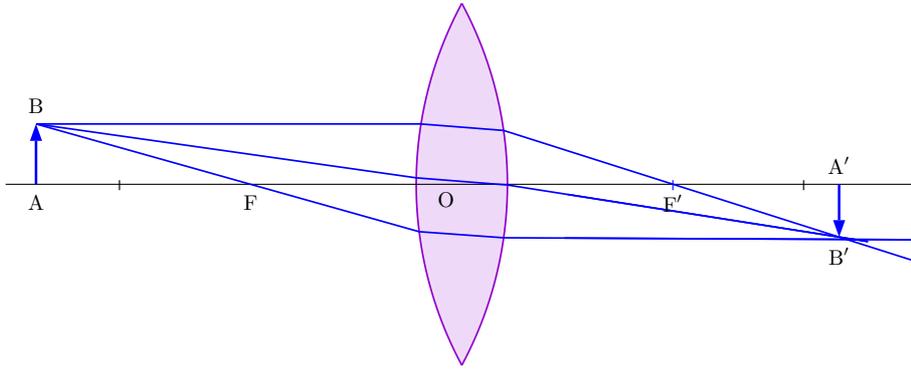


FIGURE 22.11 – Chemins optiques dans une lentille

On voit que les rayons éloignés de l'axe optique effectuent un trajet plus long mais leur trajet dans le verre, d'indice plus élevé, est plus long et au final, le chemin optique pour tout les rayons joignant B et B' est identique.