

Introduction à l'optique ondulatoire

Table des matières

I La lumière : une onde électromagnétique	1
I.1 La lumière visible dans le spectre électromagnétique	1
I.2 Modèle classique de l'émission des atomes - le modèle du train d'onde	1
I.3 Sources de lumière	4
a) Les différents types de sources lumineuses	4
b) Caractéristiques - Temps de cohérence	4
I.4 Les récepteurs	5
a) Les différents types de récepteurs	5
b) Sensibilité à la moyenne de E^2	5
II Modèle scalaire de la lumière	6
II.1 Approximation scalaire	6
II.2 Vibration lumineuse	6
II.3 Intensité lumineuse ou éclairement lumineux	6
II.4 Théorème de Malus	7
a) Milieu transparent, linéaire, homogène et isotrope	7
b) Propagation dans un milieu TLHI	7
II.5 Chemin optique	9
a) Chemin optique et retard de phase	9
b) Chemin optique et surface d'onde	12
c) Différence de marche	12
III Applications du théorème de Malus	13
III.1 Cas général	13
III.2 Cas d'un système stigmatique	13
III.3 Cas d'un système faisant une image à l'infini	14
III.4 Loi de Descartes ($\simeq 1600$)	14

Introduction

Le cours d'*optique ondulatoire* va permettre de compléter celui de première année sur l'*optique géométrique*, en s'appuyant sur les notions introduites en *physique des ondes*.

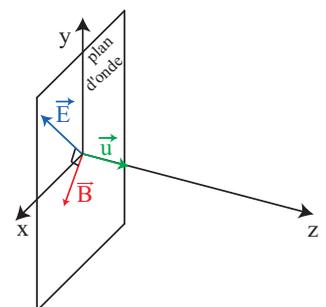
Les phénomènes que nous introduirons ici dans le cadre restreint aux ondes électromagnétiques du visible, l'*optique*, est généralisable à tous les autres types d'ondes (ondes électromagnétiques, acoustiques et mécaniques).

I La lumière : une onde électromagnétique

I.1 La lumière visible dans le spectre électromagnétique

La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu isotrope est décrite par la propagation de deux grandeurs vectorielles transverses : le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{B} , perpendiculaires à la direction \vec{u} de propagation de l'onde, portée par le vecteur d'onde $\vec{k} = \mathcal{R}e\{k\} \vec{u}$.

On rappelle qu'une onde réelle est composée d'une infinité d'ondes planes progressives harmoniques (OPPH) polarisées rectilignement ; chaque OPPH seule n'ayant pas de réalité physique.



Parmi les ondes électromagnétiques, la lumière correspond aux ondes électromagnétiques visibles. La lumière est caractérisée par les longueurs d'onde suivantes dans le vide :

$$400 \text{ nm} < \lambda_0 < 800 \text{ nm}$$

qui correspondent à des fréquences $f = \frac{c}{\lambda_0}$ comprises dans l'intervalle :

$$8.10^{14} \text{ Hz} > f > 4.10^{14} \text{ Hz}$$

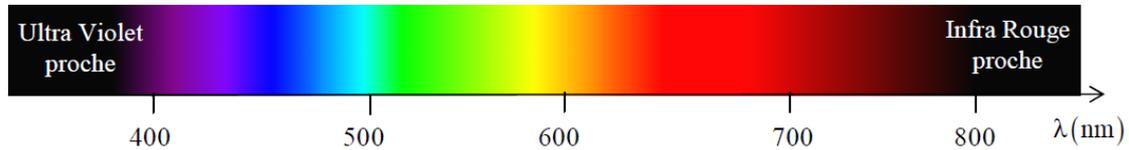


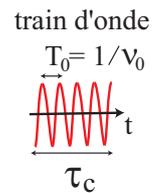
FIGURE 1 – Spectre de la lumière visible.

I.2 Modèle classique de l'émission des atomes - le modèle du train d'onde

Lorsque des atomes d'un gaz préalablement excités - sous l'effet d'une décharge électrique comme dans les tubes fluorescents par exemple - émettent un rayonnement, on constate que l'émission à la fréquence ν_0 caractéristique de l'élément du gaz se fait *statistiquement* pendant une durée τ_c caractéristique du gaz considéré.

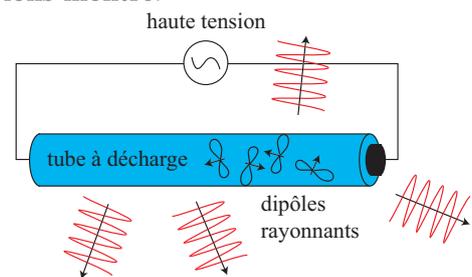
Afin de rendre compte de ce phénomène de manière classique, c'est à dire sans faire appel à la mécanique quantique^a, on peut modéliser l'émission des atomes comme des **trains d'onde**, c'est à dire des "sinusoïdes tronquées", ou des "ondes planes" de fréquence ν_0 de durée limitée appelée **temps de cohérence** τ_c .

a. Afin de modéliser finement l'émission d'un atome, la mécanique quantique est nécessaire, mais cette modélisation sort du cadre du programme. On fera donc bien attention à ne pas mélanger les deux approches : un train d'onde (classique) est émis par un ensemble d'atomes alors qu'un photon (quantique) est émis par un seul atome.



L'interprétation classique du temps de cohérence τ_c est le *temps de vie* τ d'un atome excité. Cette notion a déjà été introduite dans l'exercice sur le rayonnement dipolaire dans le modèle de Bohr : c'est le temps mis par un électron sur son orbite fondamentale pour rayonner toute son énergie et s'écraser sur le noyau. Ce temps est de l'ordre de 10^{-11} s pour l'atome d'hydrogène comme nous l'avions montré.

Par ailleurs, afin d'expliquer classiquement le caractère isotrope et non polarisé de la lumière émise, on peut faire appel au rayonnement dipolaire : les atomes excités se comportent comme des dipôles d'orientations aléatoires rayonnant dans toutes les directions avec des polarisations aléatoires.



Enfin, pour rendre compte du fait qu'il est impossible de réaliser des expériences d'interférence avec la lumière émise par un gaz soumis à une décharge électrique, on considère que les grandeurs suivantes sont des variables aléatoires :

- la direction d'émission des trains d'onde
- la polarisation des trains d'onde
- la phase à l'origine de chaque train d'onde
- le temps d'émission entre deux trains d'onde .

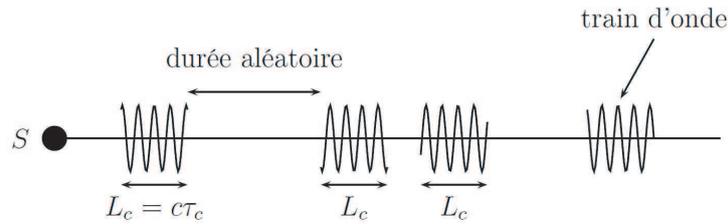


FIGURE 2 – Trains d'ondes émis par une source lumineuse.

On appelle *longueur de cohérence* L_c la distance que parcourt la lumière dans le vide pendant τ_c :

$$\boxed{L_c = c\tau_c} \quad \text{Longueur de cohérence}$$

de sorte que L_c correspond à l'extension spatiale, dans le vide, des trains d'onde émis par une source.

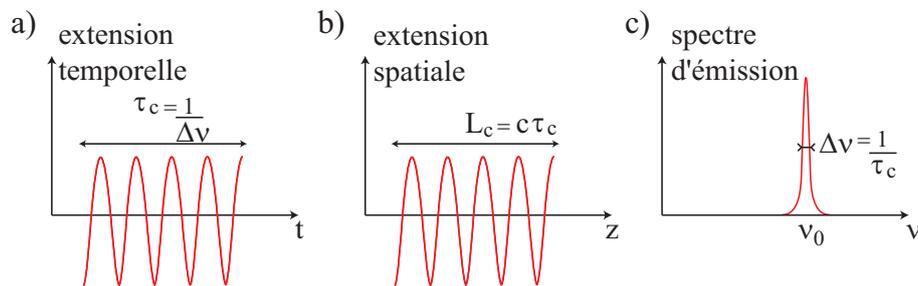


FIGURE 3 – Caractéristiques des trains d'ondes émis par une source : a) temps de cohérence τ_c et b) longueur de cohérence L_c , c) largeur $\Delta\nu$ de la raie d'émission.

On admettra que d'après les propriétés de la transformée de Fourier liant la variation temporelle et le spectre fréquentiel d'une grandeur, on peut en déduire que la durée d'un train d'onde τ_c est reliée à la largeur spectrale de la raie d'émission par :

$$\boxed{\Delta\nu \simeq \frac{1}{\tau_c}} \quad \text{Largeur spectrale et temps de cohérence}$$

Remarque

On retrouve ici le caractère non physique de l'onde parfaitement monochromatique ($\Delta\nu \rightarrow 0$) puisqu'elle correspondrait à un phénomène d'émission de durée infinie ($\tau_c \simeq \frac{1}{\Delta\nu} \rightarrow \infty$).

Exemple

Pour un tube fluorescent, l'ordre de grandeur est $\tau_c = 10^{-12} s$, donc

$\Delta\nu = 1000 \text{ GHz}$

Sachant que $\lambda = \frac{c}{\nu}$, $\Delta\lambda = \Delta\left(\frac{c}{\nu}\right) = c \frac{\Delta\nu}{\nu^2} \simeq \frac{3 \cdot 10^8 \times 10^{12}}{10^{142}} \simeq 30 \text{ nm}$ avec $\nu \simeq 10^{14} \text{ Hz}$ dans le visible.

Il s'agit donc d'un spectre très large.

Par ailleurs, l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence est $L_c = 3 \times 10^8 \times 10^{-12} = 0.3 \text{ mm}$.

Nous reviendrons sur l'importance de ces notions dans les conditions d'obtention des interférences.

I.3 Sources de lumière

a) Les différents types de sources lumineuses

- **sources de lumière blanche (spectre continu, polychromatique)** : soleil, lampes à incandescence. Les caractéristiques dépendent essentiellement de la température de la source.

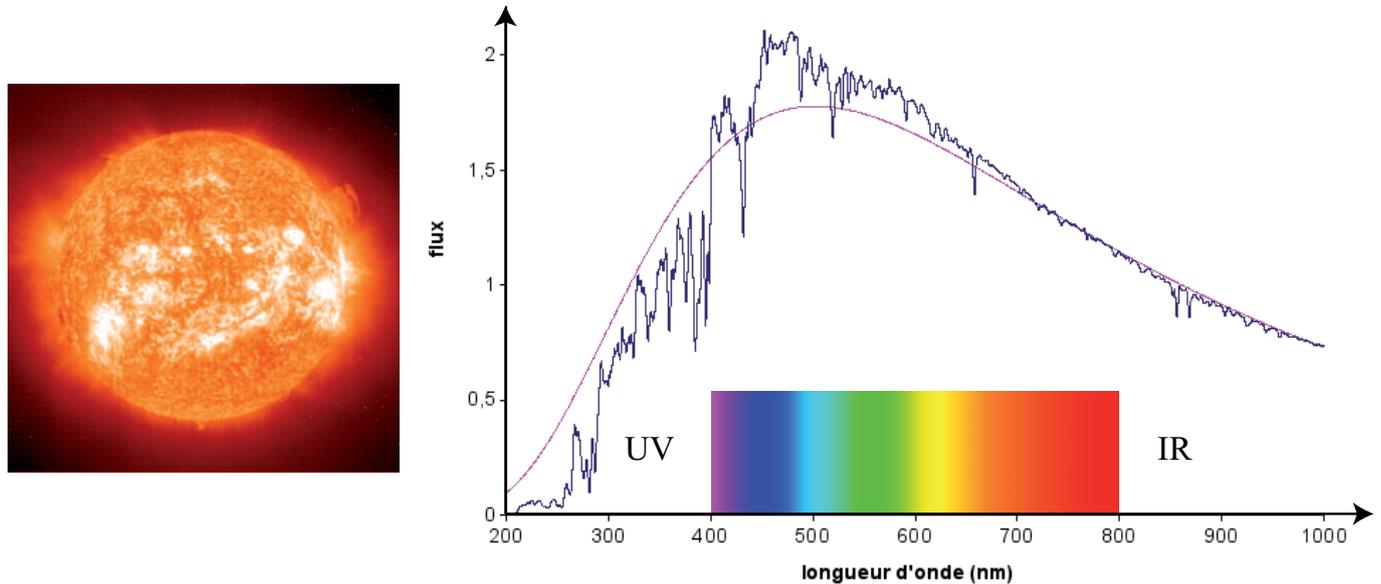


FIGURE 4 – Spectre d'émission du soleil. L'unité de flux est $W.m^{-2}.nm^{-1}$ ce qui correspond à l'éclairement - par unité d'intervalle spectral en nm - reçu en un point proche de la Terre, hors de l'atmosphère.

- **lampes spectrales (spectre de raies)** : lampes à vapeur de sodium (Na), mercure (Hg), néon (Ne)... Les raies émises sont fines, quasi-monochromatiques :

$$\Delta\lambda_0 \sim 0,1 \text{ nm} \quad \text{soit} \quad \Delta\nu = \Delta\left(\frac{c}{\lambda_0}\right) \sim \frac{c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda \sim 10^{10} \text{ Hz}$$

Cet élargissement des raies est beaucoup plus faible que la largeur spectrale d'un tube fluorescent. Il est notamment dû :

- ★ à l'**effet Doppler** : en raison de l'agitation thermique, les atomes sont en mouvement dans le référentiel de l'observateur. Par effet Doppler, leur émission est décalée vers le bleu lorsqu'ils se rapprochent de l'observateur et vers le rouge lorsqu'ils s'en éloignent. L'élargissement Doppler est d'autant plus important que la température à l'émission est élevée.
- **laser (raie monochromatique)** : un faisceau laser peut être assimilé, avec une très bonne approximation, à une OPPH. Par exemple, pour le laser He-Ne rouge utilisé couramment au laboratoire : $\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$. On utilise maintenant des lasers fabriqués à partir de semi-conducteurs appelés "diodes laser", de spectre plus large, mais beaucoup moins chères et plus compactes, ce qui explique leur large utilisation (pointeurs, lecteurs CD, DVD...).

b) Caractéristiques - Temps de cohérence

Source	λ_m (nm)	ν (Hz)	$\Delta\nu$ (Hz)	τ_c (s)	L_c
Lumière blanche	600	5×10^{14}	4×10^{14}	$2,5 \times 10^{-15}$	750 nm
Lampe à vapeur de Na (haute pression)	589.3	$5,5 \times 10^{14}$	10^{12}	10^{-12}	0.3 mm
Laser Helium-Neon	632.8	$4,7 \times 10^{14}$	10^9	10^{-9}	0.3 m

I.4 Les récepteurs

a) Les différents types de récepteurs

- **L'œil** : le temps de réponse ou de détection τ_r de l'œil (+ le cerveau) est très long, typiquement de l'ordre de $\tau_r \simeq 0,1$ s. L'œil est donc insensible à des phénomènes de fréquence supérieure à 10 Hz.

Remarque

L'observation à l'œil d'un mouvement très rapide fait intervenir le phénomène de persistance rétinienne : plusieurs images correspondant à des instants différents se superposent. L'œil n'"actualise" pas l'image suffisamment rapidement : il n'est sensible qu'à des variations moyennes (applications au cinéma à 24 images s^{-1} et dans les tubes fluorescents ou les lumières de veille à 50 Hz.).

- **Film photographique** : des cristaux de bromure d'argent exposés à la lumière forment des grains d'argent métallique après développement. Le nombre de cristaux formés dépend du temps d'exposition. $\tau_r \simeq 0.1$ s
- **Photodiodes - CCD** : capteurs à base de semi-conducteurs, utilisés dans les appareils photos numériques notamment. $\tau_r \simeq 10^{-5}$ s.
- **Photomultiplicateurs** : succession d'anodes qui amplifient le courant. Ces capteurs sont très sensibles et très rapides $\tau_r \simeq 10^{-9}$ s.

Propriété

Lors de mesures, les temps d'intégration des récepteurs/détecteurs étant toujours très supérieurs à τ_c , on s'intéressera nécessairement aux valeurs moyennes obtenues sur un très grand nombre de trains d'ondes.

b) Sensibilité à la moyenne de E^2

Les récepteurs optiques sont sensibles à l'énergie qu'ils reçoivent. L'intensité I (ou éclairement \mathcal{E}) reçue par un détecteur est la puissance reçue par unité de surface. Elle est donc proportionnelle à la norme du vecteur de Poynting donc à E^2 et est mesurée en $W.m^{-2}$.

De plus, le temps de réponse τ_r des détecteurs utilisés est toujours très grand devant la période des signaux lumineux. Dans ces conditions, les détecteurs ne perçoivent en fait que la moyenne temporelle du flux énergétique reçu.

Propriété

Les détecteurs lumineux sont sensibles à l'intensité I (ou l'éclairement \mathcal{E}) définie par :

$$I = \|\langle \vec{\Pi} \rangle_{\tau_r}\| = K \langle \vec{E}^2 \rangle_{\tau_r}$$

où K dépend de l'orientation du détecteur et de constantes fondamentales.

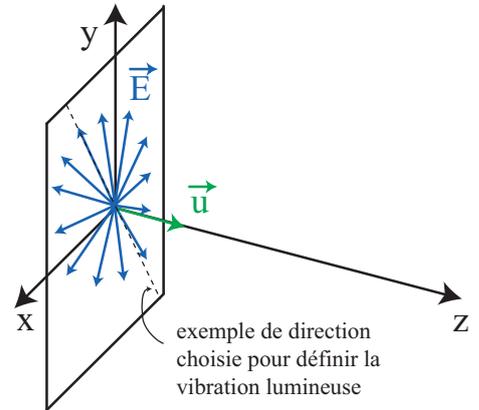
II Modèle scalaire de la lumière

II.1 Approximation scalaire

Une onde électromagnétique plane possède une structure vectorielle, définie par les vecteurs champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} .

Pour de la lumière non polarisée, comme celle émise par le soleil par exemple, la direction du champ électrique change de manière aléatoire au cours du temps dans le plan transverse, c'est à dire perpendiculaire à la direction de propagation \vec{u} . Ainsi, en moyenne sur le temps d'observation, toutes les composantes du champ électrique sont parfaitement équivalentes.

On appelle alors vibration lumineuse une composante quelconque du champ électromagnétique par rapport à un axe perpendiculaire à la direction de propagation.



Approximation scalaire

À toute onde plane non polarisée, il est possible d'associer une grandeur scalaire $s(M, t)$ appelée vibration lumineuse, qui s'identifie à une composante quelconque du champ électrique transverse.

Champs \vec{E} et \vec{B} + éq. de Maxwell \rightarrow **Approx. scalaire** \rightarrow vibration lumineuse s

Remarque

Attention, l'approximation scalaire n'est plus valable :

\rightarrow lors de l'utilisation de lumière polarisée.

\rightarrow lorsque l'on veut utiliser le théorème de superposition avec des ondes dont les directions sont différentes.

Dans ces deux cas, on reviendra au champ électrique vectoriel pour interpréter les phénomènes observés.

II.2 Vibration lumineuse

Bien que non physique prise individuellement, comme en physique des ondes, on raisonnera très souvent sur le maillon élémentaire que constitue l'onde plane progressive monochromatique de vecteur d'onde \vec{k} (source à l'infini) :

$$s(M, t) = s_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi) \quad \text{et en notation complexe} \quad \underline{s}(M, t) = \underline{s}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

où s_0 est une amplitude constante, et où $\underline{s}_0 = s_0 e^{j\varphi}$.

Remarque

La phase indique que le **rayon lumineux** est dirigé par \vec{k} , et donc par $\langle \vec{\Pi} \rangle$. L'approximation scalaire permet donc d'étudier l'optique d'un point de vue ondulatoire, tout en utilisant la notion de rayon lumineux.

II.3 Intensité lumineuse ou éclairement lumineux

Nous avons vu que les détecteurs avaient un temps de réponse τ_r très grand devant la période de l'onde lumineuse reçue. C'est pourquoi il ne sont sensibles qu'à la moyenne de la puissance lumineuse surfacique reçue, que l'on appelle intensité ou éclairement.

Pour une O.P.P.M., l'intensité lumineuse vérifie $I = \|\langle \vec{\Pi} \rangle_{\tau_r}\| \propto \langle E^2 \rangle_{\tau_r}$. Dans le cadre de l'approximation scalaire, la vibration lumineuse est proportionnelle à E : $s(M, t) \propto E(M, t)$. On adopte alors la définition suivante de l'intensité lumineuse :

Définition

L'intensité lumineuse en un point M est définie par

$$I(M) = 2\langle s^2(M, t) \rangle_{\tau_r}$$

où $\langle \cdot \rangle_{\tau_r}$ représente une moyenne sur le temps de réponse du détecteur et où $s(M, t)$ est la vibration lumineuse associée à l'onde. En notations complexes :

$$I(M) = \underline{s}(M, t) \underline{s}(M, t)^* = |\underline{s}(M, t)|^2$$

où \underline{s}^* représente le complexe conjugué de \underline{s} .

Remarque

En optique, on s'intéresse davantage aux variations d'intensité qu'à la valeur de l'intensité. On trouvera parfois la définition suivante :

$$I(M) = K\langle s^2(M, t) \rangle_{\tau_r}$$

où la constante K n'aura aucun intérêt dans quasi-totalité des cas. Pour savoir quelle définition choisir, on s'adaptera aux notations de l'énoncé. On parlera également de manière équivalente d'**éclairage lumineux**.

Exemple

Pour une onde plane progressive monochromatique de vecteur d'onde \vec{k} :

$$s(M, t) = s_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi) \quad \text{et} \quad I(M) = 2\langle s^2 \rangle = s_0^2 = \text{cste}$$

L'intensité lumineuse est **uniforme** puisqu'elle est indépendante du point M . En notations complexes :

$$\underline{s}(M, t) = s_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi)} \quad \text{et} \quad I(M) = |\underline{s} \cdot \underline{s}^*| = s_0^2 = \text{cste}$$

II.4 Théorème de Malus**a) Milieu transparent, linéaire, homogène et isotrope****Définition**

Un milieu est dit :

- * transparent s'il est non-absorbant et non amplificateur (vecteur d'onde ou indice réels) ;
- * linéaire si son indice (ou vecteur d'onde) est indépendant de l'amplitude des champs ;
- * homogène si son indice est identique en tout point ;
- * isotrope si son indice est indépendant de la direction de propagation de l'onde et de sa polarisation.

b) Propagation dans un milieu TLHI

Un rayon lumineux étant correctement décrit par le vecteur de Poynting, reprenons l'expression du vecteur de Poynting calculée en électromagnétisme pour une O.P.P.H. de vecteur d'onde \vec{k} , se propageant dans un milieu transparent, linéaire, homogène et isotrope d'indice n :

$$\vec{\Pi} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \wedge \left(\frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega} \right) = \frac{E^2}{\mu_0 \omega} \vec{k}$$

On retrouve que le vecteur de Poynting est proportionnel à E^2 et porté par le vecteur d'onde \vec{k} .

Comme $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \varphi(M))$, et en notant la phase de l'onde sous la forme $\varphi(M) = \vec{k} \cdot \vec{r} = k_x x + k_y y + k_z z$, on voit que

$$\vec{k} = \overrightarrow{\text{grad}} \varphi$$

et le vecteur de Poynting s'écrit

$$\vec{\Pi} = \frac{E^2}{\mu_0 \omega} \overrightarrow{\text{grad}} \varphi$$

On en déduit que, dans un milieu TLHI, les rayons lumineux sont portés par le vecteur d'onde $\vec{k} = \overrightarrow{\text{grad}} \varphi(M)$. Or $\overrightarrow{\text{grad}} \varphi$ est perpendiculaire¹ aux surfaces $\varphi(M) = \text{cste}$, qui sont les **surfaces équi-phases**.

Théorème de Malus

Dans un milieu TLHI, les rayons lumineux - tangents à $\langle \vec{\pi} \rangle$ - sont perpendiculaires aux surfaces équi-phases définies par $\varphi(M) = \text{cste}$.

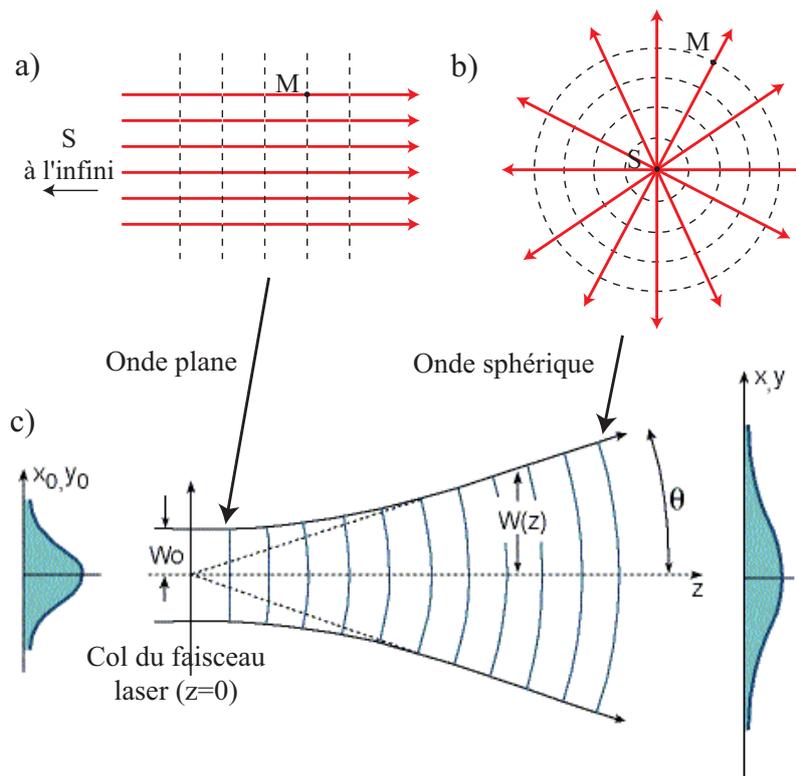


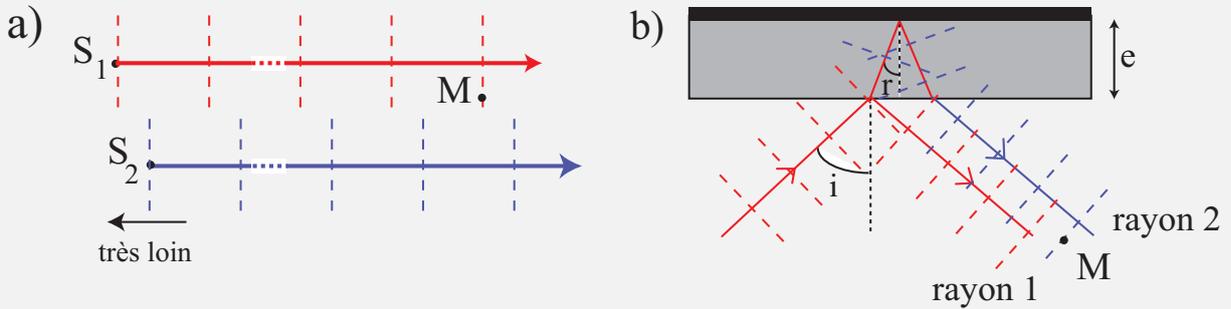
FIGURE 5 – Surfaces d'onde et rayons lumineux pour a) une onde plane $s(x, t) = s_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$, et b) une onde sphérique divergente $s(r, t) = \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$. c) Un faisceau laser gaussien peut être considéré soit comme une onde plane proche du col, soit comme une onde sphérique à grande distance du col (limitée à une divergence d'angle $\theta \simeq \lambda/w_0$ à cause de la diffraction).

1. De même que $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}V$ implique que \vec{E} est perpendiculaire aux équipotentielles.

Remarque

Pour que le théorème de Malus s'applique, les rayons lumineux doivent (cf contre-exemples ci-dessous) :

- a) être issus d'une même source ponctuelle
- b) avoir subi un même nombre de réflexions et de réfractions



II.5 Chemin optique

a) Chemin optique et retard de phase

Considérons une onde monochromatique, caractérisée par une pulsation ω ainsi qu'un rayon lumineux associé à cette onde, issu de S et passant par les points M et M' .



FIGURE 6 – Rayon lumineux entre deux points M et M' .

Cherchons à exprimer le temps Δt mis par l'onde pour se propager entre M et M' :

$$\Delta t = \int_0^{\Delta t} dt = \int_M^{M'} \left(\frac{dt}{dl} \right) dl \underset{v_\varphi = \frac{dl}{dt}}{=} \int_M^{M'} \frac{1}{v_\varphi} dl \underset{v_\varphi = \frac{c}{n}}{=} \frac{1}{c} \int_M^{M'} n dl = \frac{(MM')}{c}$$

où dl est l'abscisse curviligne le long d'un rayon lumineux, et où (MM') est le *chemin optique* entre M et M' :

$$\boxed{(MM') = \int_M^{M'} n dl} > MM' \quad \text{Chemin optique}$$

Lorsque le milieu est **homogène**, d'indice n , et que le rayon lumineux se propage sur une distance L entre les points M et M' :

$$\boxed{(MM') = nL}$$

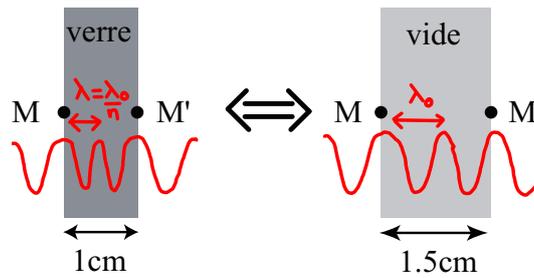


FIGURE 7 – *Vis à vis de la phase, une propagation sur une distance L dans le verre d'indice $n = 1.5$ est équivalente à une propagation sur une distance nL dans le vide. On notera que la fréquence ν et la pulsation ω restent inchangées lors d'un changement de milieu (ce qui signifie que la couleur du rayonnement reste ainsi la même).*

Finalement, la vibration lumineuse au point M' s'écrit ² :

$$s(M', t) = s_0(M') \cos [\omega(t - \Delta t) - \varphi(M)] = s_0(M') \cos [\omega t - \varphi(M')]$$

avec $\varphi(M') = \varphi(M) + \omega \Delta t = \varphi(M) + \omega \frac{(MM')}{c} = \varphi(M) + \frac{2\pi}{\lambda_0} (MM')$. La propagation d'une onde lumineuse monochromatique entre deux points M et M' se traduit donc par un retard de phase de la vibration lumineuse donné par :

$$\Delta\varphi = \varphi(M') - \varphi(M) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (MM') = k_0(MM') \quad \text{Retard de phase}$$

Propriété

On peut en déduire l'expression de la vibration lumineuse en M , émise par une source ponctuelle S pour :

- une onde plane : $s(t) = s_0 \cos \left(\omega t - \varphi_S - \frac{2\pi}{\lambda_0} (SM) \right)$



- une onde sphérique : $s(t) = \frac{a_0}{r} \cos \left(\omega t - \varphi_S - \frac{2\pi}{\lambda_0} (SM) \right)$



2. A l'instant t , la phase en M' est identique à la phase au point M un instant Δt plus tôt, à cause du temps de propagation de la phase entre M et M' .

Remarque

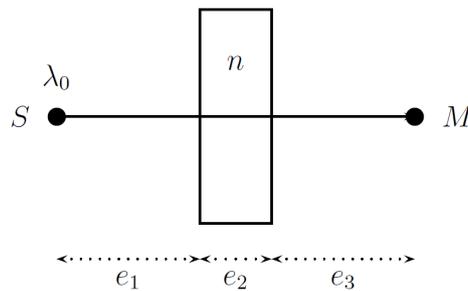
Attention, il faut parfois prendre en compte un déphasage de π supplémentaire - correspond à une différence de marche supplémentaire de λ_0 dans les 3 exemples suivants :

- réflexion sur un conducteur parfait ;
- réflexion sur un milieu plus réfringent car le coefficient de réflexion est donné par : $r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$;
- passage par le foyer d'un faisceau lumineux (ceci serait rappelé dans l'énoncé).

Exemple

Soit un rayon lumineux joignant les points S et M , séparés par une distance $d = e_1 + e_2 + e_3$ où les distances e_1 et e_3 sont parcourues dans le vide et e_2 est parcourue dans une lame de verre d'indice n . On note λ_0 la longueur d'onde dans le vide de la radiation.

1. Déterminer le chemin optique (SM) entre S et M .
2. Déterminer le retard de phase $\Delta\varphi_{SM}$ associé.
3. Si l'onde étudiée est plane, exprimer la vibration lumineuse $s(M, t)$ au point M en fonction de φ_S (phase à l'origine en S) et du chemin optique (SM).



1. Le chemin optique (SM) vaut

$$(SM) = \int_S^M n d\ell = e_1 + n e_2 + e_3$$

2. Le retard de phase associé vaut

$$\Delta\varphi = \varphi_M - \varphi_S = \frac{2\pi}{\lambda_0} (SM) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (e_1 + n e_2 + e_3)$$

3. Si l'onde est plane :

$$s(M, t) = s_0 \cos \left[\omega t - \varphi_S - \frac{2\pi}{\lambda_0} (SM) \right]$$

Le chemin optique (SM) vaut

$$(SM) = \int_S^M n d\ell = e_1 + n e_2 + e_3$$

Le retard de phase associé vaut

$$\Delta\varphi = \varphi_M - \varphi_S = \frac{2\pi}{\lambda_0} (SM) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (e_1 + n e_2 + e_3)$$

Si l'onde est plane :

$$s(M, t) = s_0 \cos \left[\omega t - \varphi_S - \frac{2\pi}{\lambda_0} (SM) \right]$$

b) Chemin optique et surface d'onde

Définition

Les surfaces d'onde émises par une source S correspondent à $(SM) = \text{cste}$.

$$\text{surface d'onde} \longleftrightarrow (SM) = \text{cste}$$

Considérons une onde lumineuse monochromatique émise par une source S . La vibration lumineuse est de la forme

$$s(M, t) = s_0(M) \cos[\omega t - \varphi(M)] \quad \text{avec} \quad \varphi(M) = \varphi_S + \frac{2\pi}{\lambda_0} (SM)$$

où (SM) est le chemin optique entre S et M .

Propriété

Les surfaces d'onde $(SM) = \text{cste}$ s'identifient donc aux surfaces équiphasées $\varphi(M) = \text{cste}$.

c) Différence de marche

Définition

On appelle différence de marche δ la différence de chemin optique entre deux points A et A' pour deux trajets de rayons lumineux différents.

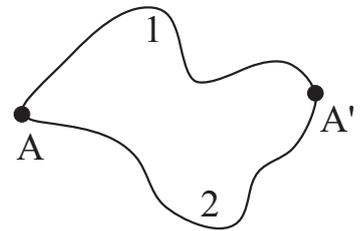
Dans la figure ci-contre, la différence de marche s'écrit :

$$\delta = (AA')_1 - (AA')_2$$

La différence de marche δ est reliée à la différence de phase entre les deux chemins optiques par :

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda_0}$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

**Remarque**

On notera que si la différence de marche vaut :

- ▷ $\delta = k\lambda$, c'est à dire un nombre entier de fois la longueur d'onde, les deux ondes ne se déphasent pas entre les deux chemins et vont pouvoir **interférer constructivement**.
- ▷ $\delta = k + \frac{1}{2}\lambda$, c'est à dire un demi entier de fois la longueur d'onde, les ondes sont en opposition de phase et vont donc **interférer destructivement**.

III Applications du théorème de Malus

III.1 Cas général

Considérons une source ponctuelle placée en A . Dans un milieu homogène, tous les rayons sont émis radialement à partir du point A . D'après le théorème de Malus, les surfaces d'onde sont des sphères. Cela signifie que tous les points répartis sur les sphères de centre A ont parcouru un même chemin optique depuis le point A et sont donc en phase.

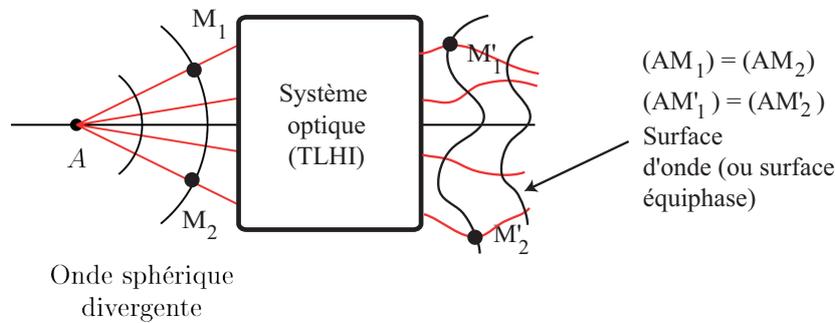


FIGURE 8 – Application du théorème de Malus dans le cas général : $(AM_1) = (AM_2)$ et $(AM'_1) = (AM'_2)$.

On intercale maintenant un système optique. Si le système optique n'est composé que de milieux TLHI, on pourra toujours appliquer le théorème de Malus aux rayons ayant traversé le système optique et ayant subi un même nombre de réflexions et de réfractions. Ainsi, l'ensemble des points M composant une surface d'onde (ou une surface équiphase) à la sortie du système optique vérifiera : $(AM) = cste$.

III.2 Cas d'un système stigmatique

Définition

Un système est dit stigmatique pour un couple de point (A, A') si tous les rayons passant par A convergent au point A' après passage par le système optique.

Dans le schéma ci-dessous, si le système optique considéré est une lentille qui fait converger les rayons en un point A' , l'application du théorème de Malus montre que les surfaces d'onde après la lentille sont des sphères qui convergent en A' . En A' , la surface d'onde se réduit à un point, donc quel que soit le rayon lumineux choisi joignant A et A' , le chemin optique - et donc le déphasage - entre A et A' est identique.

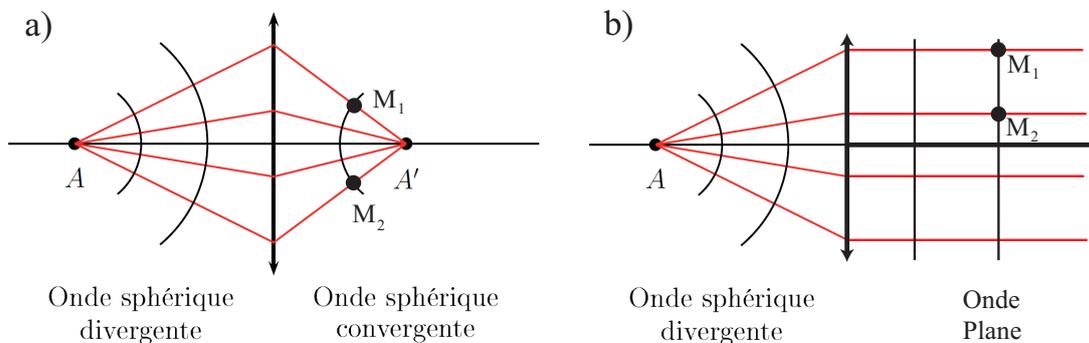


FIGURE 9 – Application du théorème de Malus : a) Stigmatisme avec une lentille convergente, b) Cas particulier d'une image à l'infini. Dans les deux schémas, $(AM_1) = (AM_2)$.

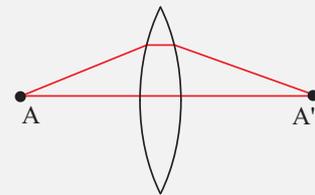
Propriété

Un système stigmatique pour les points A et A' est tel que

$$(AA') = \text{cste} \quad \text{quel que soit le rayon lumineux joignant } A \text{ et } A'$$

Remarque

Le système optique n'a fait que changer la forme des surfaces d'onde. On pourrait croire que les différents chemins optiques joignant le point A' n'ont pas la même valeur, mais il ne faut pas oublier que les rayons passant par le centre de la lentille parcourent une distance plus faible dans l'air, mais plus grande dans la lentille, d'indice $n \simeq 1.5$ à cause de la forme bombée de la lentille.



III.3 Cas d'un système faisant une image à l'infini

Si le système optique considéré est une lentille qui conjugue le point A et l'infini, les rayons ressortant de la lentille sont parallèles. L'application du théorème de Malus montre que les surfaces d'onde après la lentille sont des plans perpendiculaires à l'axe optique. Donc quel que soit le rayon lumineux choisi joignant A l'un des points M d'un de ces plans, le chemin optique - et donc le déphasage - est identique.

Voir figure 9b) à la page précédente.

Remarque

|| Dans ce cas, la lentille a permis de changer des surfaces d'onde sphériques en plans d'onde.

III.4 Loi de Descartes ($\simeq 1600$)

Le Hollandais Huygens propose dans son *Traité de la lumière* en 1690 une interprétation des lois de Snell-Descartes basée sur une théorie ondulatoire. Huygens considère la lumière comme un phénomène vibratoire dont l'aspect alternatif nous échappe du fait de la fréquence trop élevée de la vibration.

Il propose une méthode de construction géométrique du rayon réfracté basée sur le principe suivant, tout à fait équivalent au théorème de Malus : au sein d'un milieu homogène, un plan perpendiculaire au rayon lumineux doit être un plan de phase ou surface d'onde. Cela veut dire qu'à un même instant, la vibration doit avoir la même valeur en tout point d'un tel plan : I_2 et H_1 sont en phase, de même que H_2 et I_1 . Les propagations sur (H_1I_1) et (I_2H_2) sont donc identiques.

On a donc :

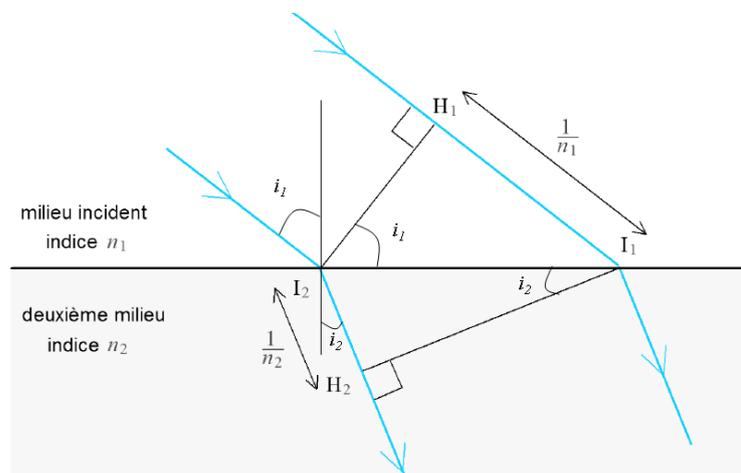
$$(H_1I_1) = (I_2H_2)$$

$$n_1 H_1 I_1 = n_2 I_2 H_2$$

$$n_1 I_1 I_2 \sin i_1 = n_2 I_1 I_2 \sin i_2$$

$$\boxed{n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2}$$

Par conséquent : on retrouve bien la loi de Descartes.



Remarque

|| On notera qu'on peut appliquer le théorème de Malus car il n'y a qu'une seule source, et car chaque application du théorème de Malus ne fait intervenir que des rayons ayant subi un même nombre de réfractions.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons posé les bases de l'optique ondulatoire dans les milieux isotropes et transparents.

Nous avons montré que les notions d'optique géométrique comme l'indice du milieu, le rayon lumineux, peuvent être réinterprétées en termes ondulatoires. L'optique géométrique apparaît donc comme une approximation de l'optique ondulatoire valable dans la limite des très faibles longueurs d'onde par rapport à la dimension des obstacles rencontrés par la lumière.

Nous allons montrer que le modèle scalaire de l'optique ondulatoire, simplifié par rapport au formalisme vectoriel des équations de Maxwell permet de rendre compte des phénomènes d'interférences et de diffraction mis en évidence vers le début du XIX^e siècle.

On notera que la théorie de l'optique ondulatoire, qui apparaît au XIX^e siècle comme LA théorie adaptée à la description des phénomènes lumineux, ne permettra pas d'expliquer certaines expériences effectuées à la fin du XIX^e siècle, en particulier l'effet photoélectrique. Sa remise en cause, notamment par Planck et Einstein au début du XX^e siècle a abouti à la *mécanique quantique*. Dans cette théorie, il faut à la fois tenir compte du caractère *corpusculaire* (photon), et *ondulatoire* (train d'onde) de la lumière³.

3. On peut se convaincre de cette double caractéristique de la lumière en observant des interférences en régime de comptage de photons.