Chapitre 1 - OPTIQUE GEOMETRIQUE

I. Introduction

La lumière est une onde électromagnétique qui se propage même en l'absence de milieu matériel (Chapitre 7-Signaux et spectres). La vitesse de propagation de cette onde, notée v dans la suite, dépend du matériau dans lequel elle se propage. Dans le vide, cette vitesse est notée c et a pour valeur numérique

$$c = 299\,792\,458\ ms^{-1}.$$

Pour les applications numériques, on utilise très souvent une valeur approchée,

$$c \approx 3.10^{8} ms^{-1}.$$

Une onde monochromatique est périodique en espace et en temps. La période spatiale, la longueur d'onde λ, est liée à la période temporelle T par la relation

$$\lambda = vT.$$

A période T fixée, ou encore à fréquence

$$\nu = 1/T$$

fixée, la longueur d'onde dépend donc du matériau. On note dans la suite

$$\lambda_0 = cT$$

la longueur d'onde dans le vide pour la période T.
Le domaine du visible (pour l'homme) est défini, pour la longueur d'onde dans le vide, par la condition

$$380\ nm \leq \lambda_0 \leq 780\ nm.$$

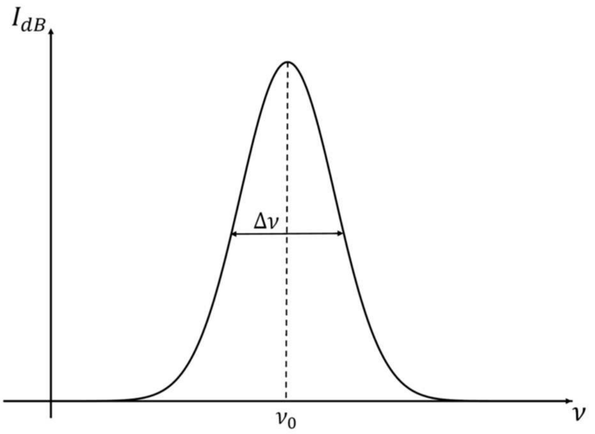
En deçà de cet intervalle, on a l'ultraviolet, au-delà, on a l'infrarouge.
En pratique, les sources n'émettent pas une lumière monochromatique. On peut classer les sources en deux catégories, celles qui possèdent un spectre d'émission composé de raies et celles dont le spectre est un spectre continu.
Lorsque l'émission de la lumière est due à la désexcitation d'atomes préalablement excités, l'analyse spectrale de cette lumière montre que l'on obtient un spectre de raies : seules certaines fréquences sont émises. Ce point sera abondamment étudié dans le cours de chimie mais aussi dans le chapitre 43 de mécanique quantique.
Ce spectre de raies permet d'identifier les atomes présents au niveau de la source utilisée. En fait une raie est un paquet de fréquences de très faible largeur comme l'indique la figure ci-après. Dans le cas de la lumière émise par la désexcitation d'atomes, on a

$$\Delta\nu/\nu_0 \approx 10^{-7}.$$

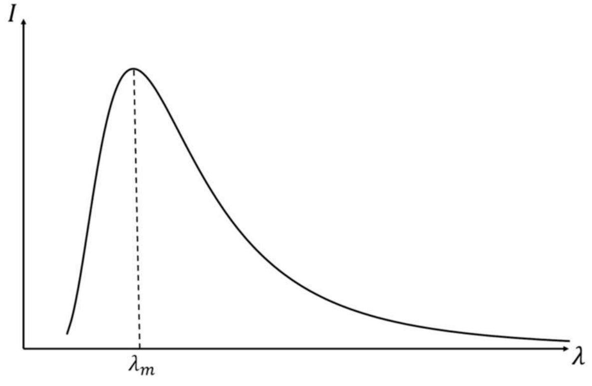
Pour un laser, on a

$$\Delta\nu/\nu_0 \approx 10^{-10}$$

et donc on se rapproche d'une onde quasi monochromatique.



Dans le cas de désexcitation de molécules, on observe un spectre de bandes qui sont constituées de raies très voisines.
Un corps absorbant à la température T émet un rayonnement électromagnétique comprenant toutes les longueurs d'onde et présente donc un spectre continu. Dans ce contexte, on utilise le modèle du spectre de rayonnement du corps noir dont l'allure est donnée par la courbe ci-après.



La longueur d'onde λ_m correspond au maximum d'émission du corps noir et est donnée par la loi de Wien,

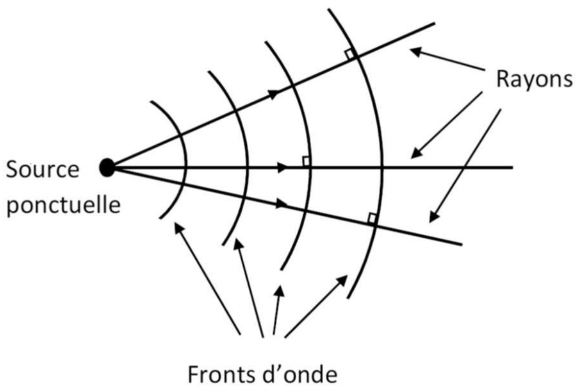
$$\lambda_m T = 2{,}898\ 10^{-3} K\, m.$$

L'explication théorique de cette loi par Planck en 1900 est à l'origine de la mécanique quantique.
Le spectre de la lumière émise par le Soleil est celui d'un corps noir pour lequel il manque des raies correspondant à l'absorption de certaines longueurs d'onde par la photosphère (en particulier l'hydrogène).

II. Rayons lumineux - Lois de Descartes

1. Approximation de l'optique géométrique

On observe expérimentalement que la lumière se propage en ligne droite dans un milieu homogène, transparent et isotrope tant que l'on n'est pas limité par la diffraction.
L'optique géométrique est la description de ce type de propagation. On considère alors qu'une onde issue d'une source ponctuelle peut être remplacée par un faisceau isogène, formé de rayons lumineux comme présenté dans la figure ci-après.



Dans un contexte général, les rayons sont définis comme les normales aux fronts d'onde, c'est-à-dire les « chemins » suivis par l'onde. Contrairement à la description de l'onde avec une fonction d'onde $S(M,t)$, la description de la propagation par un faisceau de rayons ne prend pas en compte l'amplitude, la phase et la polarisation de l'onde.
A cette définition, on ajoute le principe d'indépendance des rayons lumineux qui indique que l'on peut traiter les rayons indépendamment les uns des autres.
Dans ce contexte, la propagation des ondes est caractérisée uniquement par la vitesse de propagation v. En optique géométrique, on utilise de préférence l'indice de réfraction n qui est proportionnel à l'inverse de la vitesse de propagation. Pour deux milieux, indicés 1 et 2, on a donc

$$n_1/n_2 = v_2/v_1.$$

Par convention, on affecte un indice égal à 1 au vide,

$$n_{vide} = 1,$$

et on obtient alors

$$n = c/v.$$

Dans quelques cas très rares, l'indice de réfraction peut être plus petit que 1 mais dans la très grande majorité des cas, on a

$$n \geq 1.$$

Pour l'eau, on mesure

$$n_{eau} = 1{,}333$$

et pour un verre

$$1{,}5 < n_{verre} < 1{,}7,$$

sachant que la composition d'un verre et donc son indice de réfraction peut varier. Pour l'air, on mesure

$$n_{air} = 1{,}000293.$$

Dans la très grande majorité des cas, l'air peut être assimilé au vide d'indice égal à 1.

Pour la longueur d'onde dans un matériau d'indice n, la relation

$$\lambda = vT$$

combinée avec

$$v = c/n,$$

conduit à

$$\lambda = \lambda_0/n,$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide pour la période T. On admet que lorsqu'une onde passe d'un milieu d'indice n_1 à un milieu d'indice n_2, la période de l'onde, et donc sa fréquence, se conservent. Pour les longueurs d'onde on a donc

$$n_1\lambda_1 = n_2\lambda_2.$$

L'indice de réfraction d'un matériau varie en général avec la longueur d'onde. Ce phénomène porte le nom de dispersion et le matériau est dit dispersif. L'indice obéit alors à l'équation empirique de Cauchy,

$$n = A + B/\lambda_0^2,$$

où A et B sont deux constantes positives, dépendant du matériau étudié. Dans la mesure où

$$\lambda_0(bleu) < \lambda_0(rouge),$$

on a

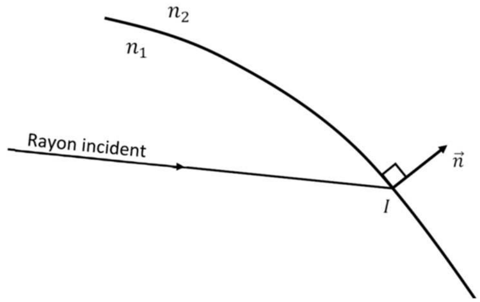
$$n(bleu) > n(rouge).$$

Un système optique est constitué par un ensemble de milieux caractérisés par leur indice n et séparés les uns des autres par des surfaces appelées dioptres. Au sein de chaque milieu, le faisceau lumineux peut être limité par des dioptres. Pour que l'approximation de l'optique géométrique demeure correcte pour ce système optique, il faut que ses longueurs caractéristiques, rayons de courbure des dioptres et diamètres des diaphragmes, soient très grands devant la longueur d'onde. En cas contraire, apparaît le phénomène de diffraction qui sort du cadre de l'optique géométrique.

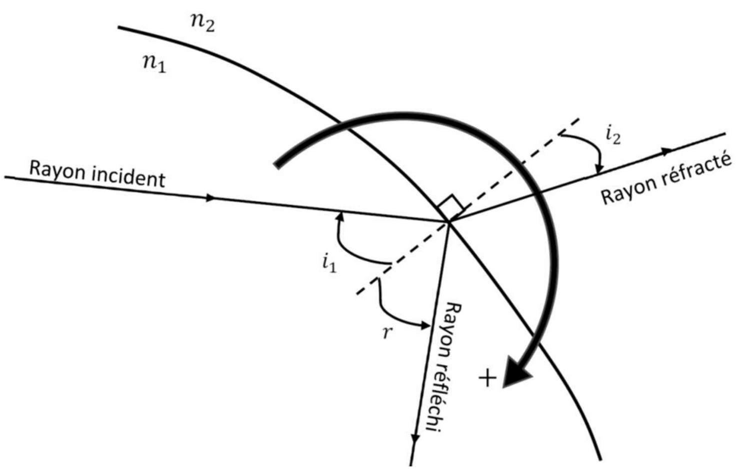
2. Lois de Snell-Descartes

Un rayon incident sur la surface de séparation, dioptre, entre deux milieux caractérisés par les indices n_1 et n_2, subit un phénomène de réflexion et un phénomène de transmission appelé aussi réfraction. Ces deux phénomènes obéissent aux lois de Snell-Descartes.

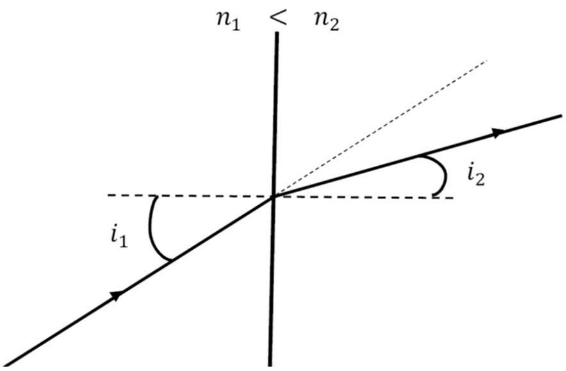
Au point d'incidence I, on définit la normale locale au dioptre par son vecteur unitaire $\vec{n}$. Cette normale, le rayon incident et le point d'incidence définissent le plan d'incidence confondu avec le plan de la figure dans le cas présenté ci-après.



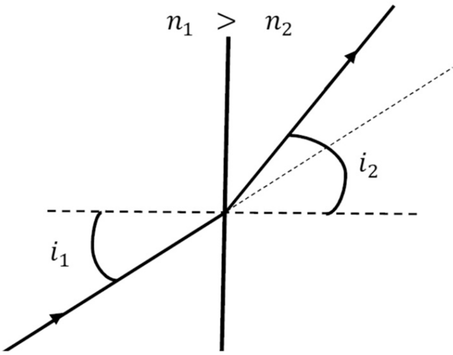
Première loi de Descartes : le rayon réfléchi et le rayon transmis (réfracté) sont dans le plan d'incidence.
Puisque, dans un plan, un seul angle suffit pour repérer une direction, le rayon incident, le rayon réfléchi et le rayon réfracté sont chacun repérés par leur angle par rapport à la normale au dioptre au niveau du point d'incidence.



A ce stade, deux options sont possibles. Soit tous les angles sont comptés positivement entre 0 et $\pi/2$, soit les angles i_1 et i_2 sont comptés positivement alors que l'angle r est compté négativement. La première option est plus fréquemment rencontrée que la seconde.
Loi de Descartes pour la réflexion : le rayon se réfléchit symétriquement à lui-même par rapport à la normale. Selon la convention de signe utilisée, cela se traduit par
$$r = i_1$$
si tous les angles sont comptés positivement ou par
$$r = -i_1$$
si l'angle d'incidence est compté positivement et l'angle de réflexion négativement.
Loi de Descartes pour la réfraction : l'angle caractéristique de la direction du rayon transmis vérifie
$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2.$$



Dans le cas où, comme dans la figure ci-avant,
$$n_2 > n_1,$$
on dit que le milieu 2 est plus réfringent que le milieu i_1, on a
$$i_2 < i_1$$
car entre 0 et $\pi/2$ la fonction sinus est croissante. Le rayon réfracté se rapproche de la normale.
Dans le cas où, comme dans la figure ci-après,
$$n_2 < n_1,$$
milieu 2 moins réfringent que le milieu 1, on a
$$i_1 < i_2.$$
Le rayon réfracté s'éloigne de la normale.
Dans ce second cas, le rayon réfracté n'existe pas toujours. En effet si
$$\sin i_1 > n_2/n_1,$$
soit
$$n_1 \sin i_1/n_2 > 1$$
l'équation
$$\sin i_2 = n_1 \sin i_1/n_2$$
d'inconnu i_2 n'a pas de solution. On constate donc que si
$$i_1 > i_{1,0}$$
avec
$$i_{1,0} = \arcsin(n_2/n_1)$$
appelé angle d'incidence limite, le rayon réfracté n'existe pas. On dit qu'il y a réflexion totale. Dans le cas où
$$i_1 = i_{1,0},$$
on obtient
$$\sin i_2 = 1$$
soit
$$i_2 = \pi/2.$$
On parle d'émergence rasante. De même, dans le cas où
$$i_1 = \pi/2,$$
on parle d'incidence rasante.



Principe du retour inverse de la lumière : les lois de Descartes ne faisant pas intervenir le sens de la lumière, tout trajet suivi par la lumière dans un sens peut l'être en sens inverse.

III. Principe de Fermat

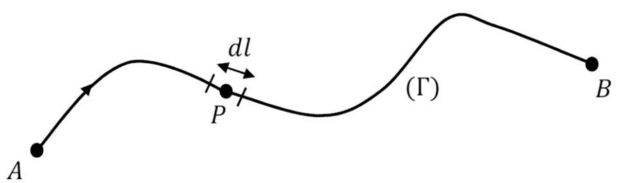
Le principe de Fermat n'est pas au programme mais constitue une autre façon d'envisager l'optique géométrique.

1. Chemin optique

Soit deux points A et B et un trajet Γ liant ces deux points (figure ci-après). Le chemin optique entre les points A et B le long du trajet Γ est donné par la relation

$$L_{AB,\Gamma} = \int_{A,\Gamma}^{B} n\, dl.$$

n est l'indice de réfraction local au niveau du point P sur lequel est centré l'élément de longueur dl. L'intégrale correspond à un déplacement du point P le long du trajet Γ depuis le point A jusqu'au point B.



Pour un milieu homogène, c'est-à-dire n indépendant de la position du point P, et un trajet Γ confondu avec le segment AB, on obtient de façon directe

$$L_{AB,\Gamma} = n\, AB.$$

Dans un cas général et en remplaçant l'indice par sa définition,

$$n = c/v,$$

on obtient

$$L_{AB,\Gamma} = c \int_{A,\Gamma}^{B} dl/v$$

soit

$$L_{AB,\Gamma} = c \int_{A,\Gamma}^{B} dt$$

en notant

$$dt = dl/v$$

le temps que met l'onde à se propager sur la longueur dl à la vitesse v.

$$\Delta t = \int_{A,\Gamma}^{B} dt$$

est donc le temps que met la lumière pour aller de A à B le long de Γ.
Finalement, $L_{AB,\Gamma}$ est la distance que parcourt la lumière dans le vide pendant la même durée Δt.

2. Principe de Fermat

Pour des points A et B fixés, le chemin optique passe par un extremum lorsque le trajet Γ est un rayon lumineux. Dans la très grande majorité des cas, le chemin de la lumière entre les points A et B est celui qui rend son temps de trajet minimal. Cependant, dans certains cas, ce temps de trajet est un maximum le long du rayon lumineux.
Le principe de Fermat, comme tout principe, ne se démontre pas.
Dans le cas où le milieu entre les points A et B est homogène, le principe de Fermat permet de déduire que la lumière se propage en ligne droite entre ces deux points.
Le principe de Fermat permet aussi de « démontrer » les lois de Descartes.

IV. Fibre optique à saut d'indice

1. Structure d'une fibre optique

Une fibre optique à saut d'indice est constituée d'un cœur cylindrique de rayon a et d'indice n_c, entouré d'une gaine d'indice n_g inférieur à n_c et de rayon extérieur b (figure ci-après). Les faces d'entrée et de sortie sont perpendiculaires à l'axe Oz de la fibre. L'ensemble, en particulier la face d'entrée, est en contact avec un milieu d'indice n_0. On supposera dans la suite que ce milieu est l'air pour lequel on fait l'approximation usuelle,

$$n_0 = 1.$$

On considère un point d'incidence I sur la face d'entrée et le plan défini par l'axe Oz et les points O et I. C'est le plan Oxz de la figure ci-après. Si un rayon incident SI appartient à ce plan c'est le plan d'incidence. Du fait des lois de Descartes, le rayon réfracté IJ associé appartient aussi au plan de la figure.