

OPTIQUE GEOMETRIQUE

L'Optique Géométrique repose sur la notion du rayon lumineux.

Notation pour le cours qui suit :

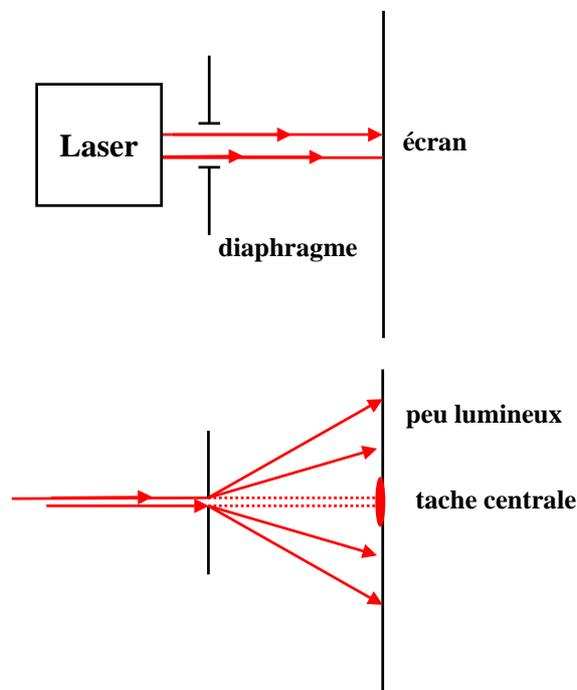
MHTI : Milieu Homogène, Transparent (il n'existe pas d'absorption) et Isotrope.

1. Propagation rectiligne dans un MHTI et Rayon lumineux

1.1 Expérience préliminaire

Dans une salle obscure, on observe le mince pinceau, de couleur rouge émit par un laser à gaz par exemple. La présence de poussière en suspension dans la salle permet de visualiser le trajet suivi par le rayonnement

On constate que le pinceau lumineux se propage de manière rectiligne.



1.2 Hypothèse fondamentale de l'Optique Géométrique

On peut reproduire l'expérience précédente en changeant de source de lumière ou de milieu, on aboutit toujours au même résultat.

La lumière se propage rectilignement dans un MHTI

1.3 Approximation de l'Optique Géométrique

Question : Peut-on isoler un rayon lumineux ?

On place devant le rayonnement directif d'un laser, un diaphragme à ouverture circulaire de rayon r réglable.

Pour une valeur de r , supérieure au mm, la propagation rectiligne du pinceau lumineux est bien vérifiée; il existe une tache lumineuse de petite dimension, d'éclairement pratiquement uniforme sur l'écran.

On diminue r progressivement. Lorsque r devient inférieur à quelques μm , la lumière se répartit essentiellement (et de manière non uniforme) sur un disque (tache lumineuse centrale) dont le rayon est supérieur à celui du diaphragme.

On vient de mettre en évidence le *phénomène de diffraction* de la lumière, qui représente un écart à la loi de propagation rectiligne en MHTI et qui se manifeste quand la dimension de l'ouverture du diaphragme est comparable à la longueur d'onde du rayonnement.

La loi de propagation rectiligne est une loi limite dans le cas de longueur d'ondes faibles devant les dimensions des diaphragmes (limitant les faisceaux lumineux) des systèmes optiques.

1.4 Notion de rayon lumineux

Nous nous placerons dans des conditions où la lumière se propage en ligne droite comme le ferait un ensemble de particules matérielles (les photons) libres.

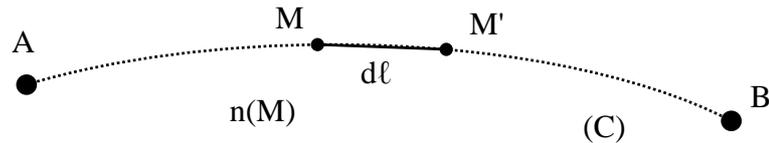
Les trajectoires de ces particules constituent les rayons lumineux.

La notion de rayon lumineux est illustrée par un pinceau lumineux cylindrique obtenu avec un petit diaphragme (mais $r \gg \lambda$).

Par conséquent, le rayon lumineux caractérise le transport "rectiligne" de l'énergie lumineuse dans un MHTI.

1.5 Interprétation de l'hypothèse fondamentale de l'Optique Géométrique

1.5.1 Définition du chemin optique



Dans un milieu où l'indice n varie continûment (cas le plus général), le chemin optique (AB) est défini par :

$$(AB) = \int_{(C)} n \, d\ell$$

($d\ell$: trajet géométrique élémentaire sur la courbe (C) entre A et B)

Il en résulte que :

- Pour un MHTI : $(AB) = n \cdot \ell$ avec ℓ : chemin géométrique parcouru par la lumière entre A et B
- Pour une succession de MHTI : $(AB) = \sum_i n_i \ell_i$

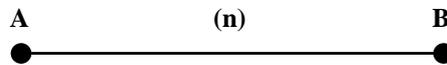
1.5.2 Sens physique

Sachant que : $n = \frac{c}{v}$

$$(AB) = \int_A^B \frac{c}{v} \, d\ell = \int_A^B c \, dt = c \cdot \tau_{AB}$$

Ainsi, le chemin optique représente la distance que franchit la lumière dans le vide (milieu de référence), dans le même temps τ_{AB} qu'elle met à parcourir AB dans un milieu quelconque.

1.5.3 Propagation rectiligne dans un MHTI



Dans un MHTI, la lumière décrit un segment de droite AB, ce qui se traduit par :

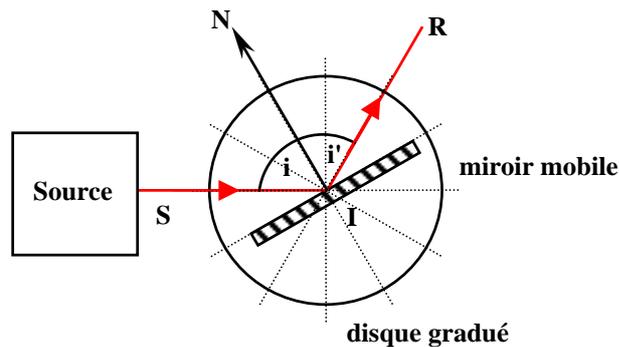
$$(AB) = n \cdot AB$$

$$\tau_{AB} = \frac{(AB)}{c} \quad \text{minimal}$$

Donc, le chemin effectivement suivi par la lumière, dans un MHTI, correspond au trajet minimal (cette propriété est connue sous le nom de Principe de Fermat).

2. Loi de la réflexion : 1^{ère} loi de Descartes

2.1 Mise en évidence expérimentale



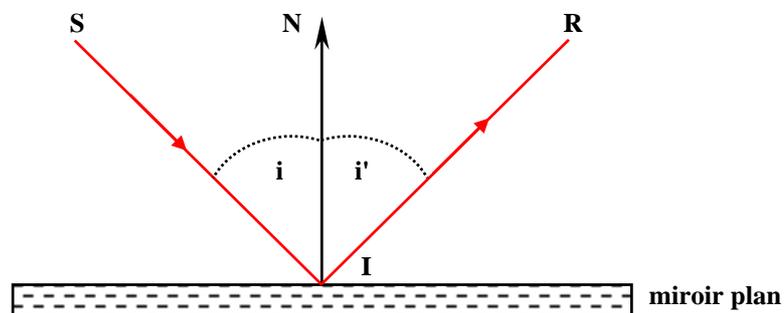
On dispose un miroir plan (M) au centre d'un disque gradué. A l'aide d'une source délivrant un mince pinceau lumineux (laser par exemple), on éclaire (M) suivant SI.

On repère le rayon "lumineux" IR au moyen du disque gradué.

En faisant tourner le miroir autour de I (variation de l'angle d'incidence "i"), on constate que le rayon réfléchi IR reste toujours symétrique du rayon incident SI, par rapport à la normale IN.

De plus on vérifie que SI, IN et IR sont coplanaires.

2.2 Enoncé

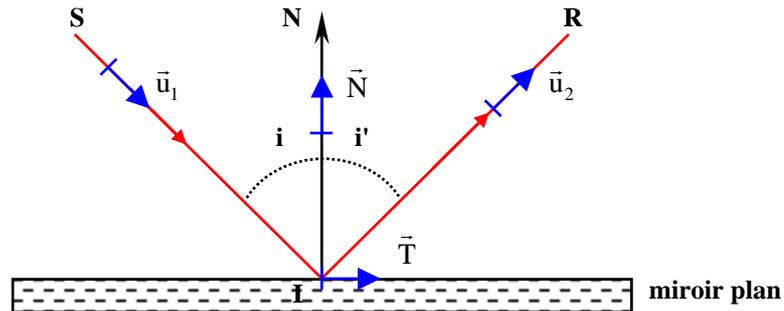


Soit un rayon lumineux, issu de S, parvenant au point I d'un miroir plan parfaitement réfléchissant.

La direction du rayon réfléchi IR est donnée par la première loi de Descartes :

- Le rayon IR appartient au plan d'incidence, défini par le rayon incident SI et la normale IN au miroir
- L'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence : $i' = i$

Remarques :



Dans le cas d'une surface réfléchissante non plane, nous pouvons appliquer la loi de Descartes en considérant le plan tangent au point de contact I (qui se comporte comme un miroir plan).

La première loi de Descartes s'exprime également par la relation vectorielle :

$$\vec{u}_2 = \vec{u}_1 + k \vec{N} \quad (k : \text{constante})$$

avec \vec{u}_1 , \vec{u}_2 et \vec{N} , unitaires suivant SI, IR et IN

En effet,

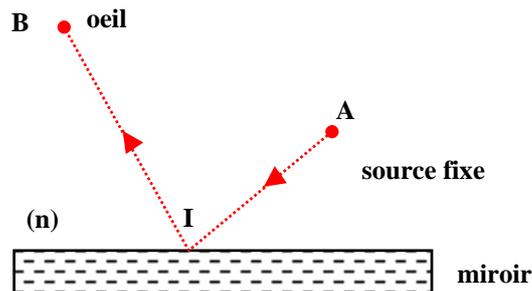
$$\vec{u}_2 \cdot \vec{T} = (\vec{u}_1 + k \vec{N}) \cdot \vec{T} \quad (\vec{T} \text{ vecteur unitaire du miroir plan})$$

conduit à : $\sin(i') = \sin(i)$ d'où $i' = i$

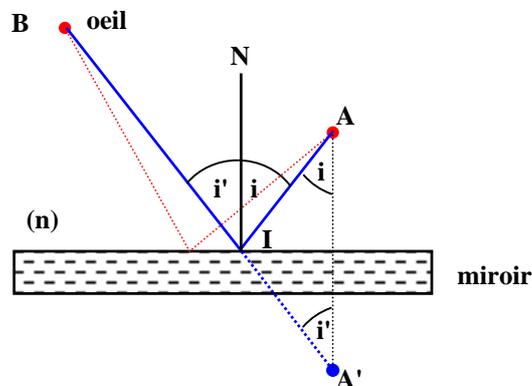
2.3 Justification

L'œil d'un observateur, en B, regarde une source fixe ponctuelle A, à travers un miroir plan.

1. A l'aide de la notion de trajet minimal de la lumière, déterminer graphiquement le point I où le rayon lumineux issu de A atteint le miroir (et se réfléchit suivant IB).
2. En déduire la relation entre les angles d'incidence et de réflexion.



Le chemin optique $(AB) = (AI) + (IB) = n.[AI + IB]$ du trajet effectivement suivi par la lumière doit être minimal.



En introduisant le point A', symétrique de A par rapport au miroir, nous devons obtenir :

$$AI + IB = A'I + IB : \text{minimal, ce qui se traduit dans le cas "A'IB" : segment de droite".}$$

Par conséquent, le point I cherché correspond à l'intersection de A'B avec le miroir plan.

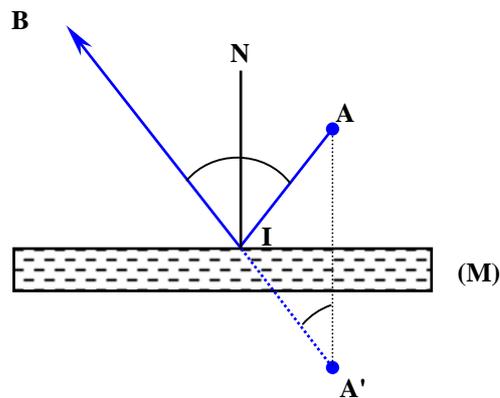
Par raison de symétrie, on retrouve l'égalité entre i et i' .

2.4 Conséquences

2.4.1 Loi du retour inverse de la lumière

Le trajet SIR, suivi par la lumière, est indépendant du sens de parcours (les rayons SI et IR étant symétriques par rapport à la normale IN)

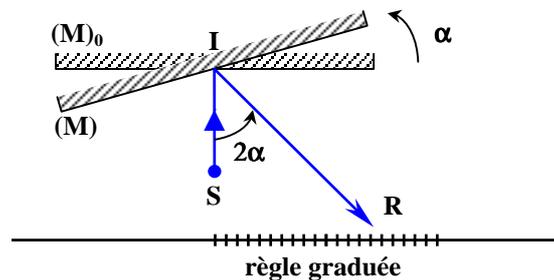
2.4.2 Notions d'objet réel et d'image virtuelle



Soit un rayon incident, issu d'un point objet "réel" A et parvenant au point I d'un miroir plan (M).

Le rayon réfléchi IR semble provenir du point A' symétrique de A par rapport à (M); A' représente l'image dite "virtuelle" de A, à travers le miroir plan.

2.4.3 Rotation d'un miroir plan



Lorsqu'un miroir plan (M) tourne d'un angle α , le rayon réfléchi IR, associé au rayon incident SI, est dévié de 2α . (IR est symétrique de IS par rapport à la normale IN qui vient de tourner de l'angle α)

Cette propriété est employée dans certains appareils de mesure, pour mesurer l'angle de rotation α d'un système mécanique mobile autour d'un axe fixe.

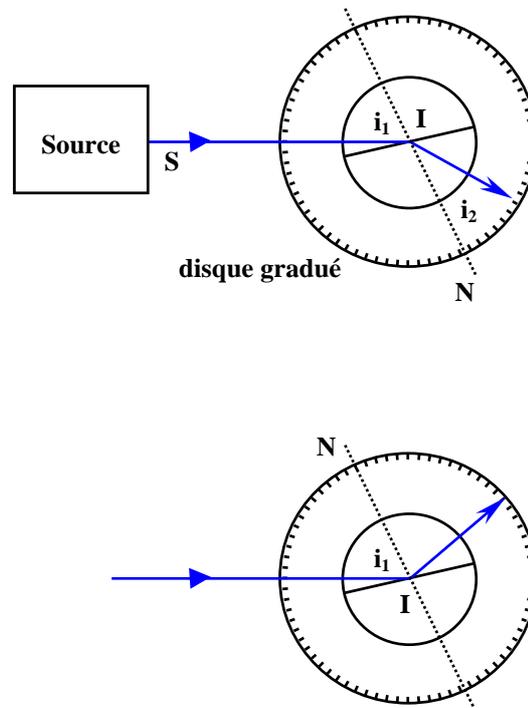
Dans cette méthode dite "de Poggendorf", un miroir (M), solidaire du système mécanique tournant, réfléchit le rayon lumineux émis par une source S.

La position du spot R, sur une règle graduée distante de D du point I, permet d'évaluer α :

$$\tan (2\alpha) = \frac{x}{D}$$

3. Loi de la réfraction : 2^{ème} loi de Descartes

3.1 Aspect expérimental



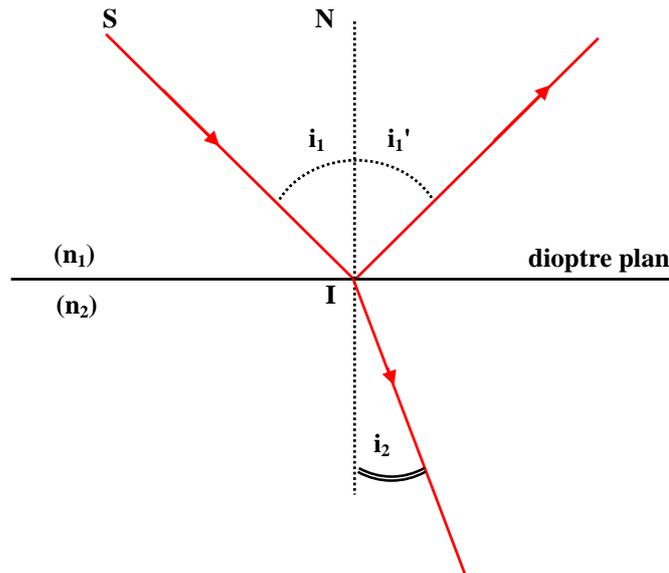
Une source monochromatique S éclaire un demi-cylindre en verre (d'indice n de l'ordre de 1,5), disposé au centre d'un disque gradué.

Suivant la position du demi-cylindre, on peut observer :

- soit un changement de direction du rayon incident SI à la surface de séparation air-verre, c'est à dire une "réfraction" de ce rayon lumineux
- soit une réflexion du rayon incident, passage verre \Rightarrow air, pour $i_1 > \theta$, avec θ , angle limite de l'ordre de 42°

3.2 Enoncé

Un dioptré plan désigne une surface plane séparant deux MHTI d'indices différents n_1 et n_2 .



On considère un rayon incident, issu de S, se propageant dans le milieu d'indice n_1 . Au point I du dioptre plan, le rayon incident subit une déviation; il se transforme en un rayon "réfracté" parcourant le milieu d'indice n_2 , dont la direction est fournie par la deuxième loi de Descartes :

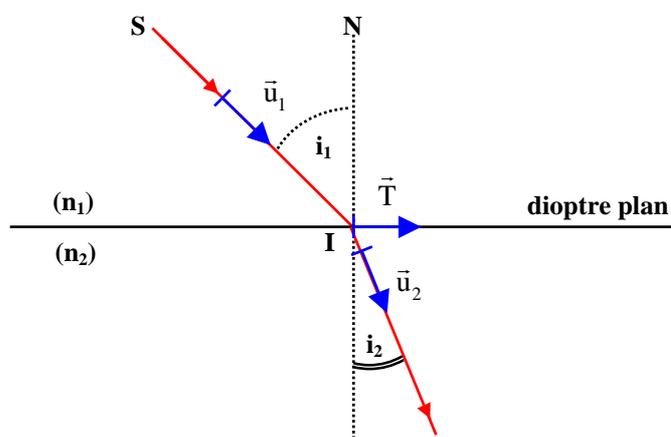
- le rayon réfracté se trouve dans le plan d'incidence (défini par SI et IN)
- il existe un rapport constant entre les sinus des angles d'incidence et de réfraction, égal à l'inverse du rapport des indices correspondants :

$$\frac{\sin(i_1)}{\sin(i_2)} = \frac{n_2}{n_1} = \text{constante}$$

Pour les angles petits on fait l'approximation $\sin\theta = \theta$

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{n_2}{n_1} = \text{constante} \quad (\text{loi de Képler})$$

Expression vectorielle de la deuxième loi de Descartes



La relation $n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2)$ se met sous la forme :

$$n_1 \cdot \vec{u}_1 \cdot \vec{T} = n_2 \cdot \vec{u}_2 \cdot \vec{T} \quad \text{avec } \vec{u}_1, \vec{u}_2 \text{ et } \vec{T}, \text{ unitaires}$$

C'est à dire :

$$(n_1 \cdot \vec{u}_1 - n_2 \cdot \vec{u}_2) \cdot \vec{T} = 0 \quad \text{quel que soit } \vec{T} \text{ (sur le dioptre plan)}$$

Il en résulte que :

$$n_1 \cdot \vec{u}_1 - n_2 \cdot \vec{u}_2 = k \cdot \vec{N} \quad k \text{ étant une constante et } \vec{N} \text{ le vecteur unitaire}$$

normal au dioptre plan.

Remarque

Si le dioptre n'est pas plan, on doit faire intervenir le plan tangent au point I.

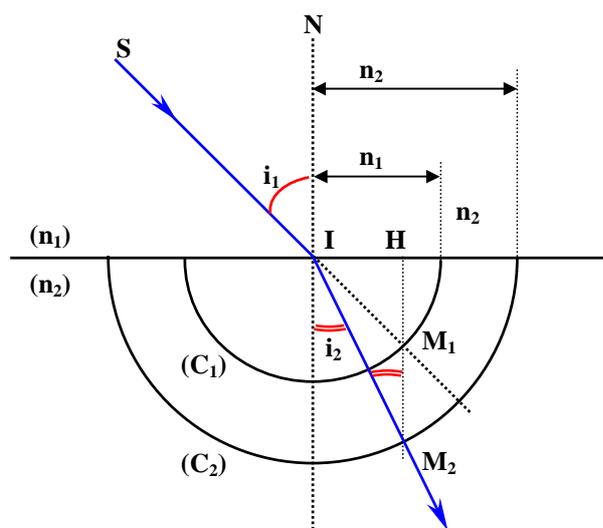
3.3 Construction de Huygens et interprétation

3.3.1 Construction de Huygens

La construction de Huygens nous permet de déterminer la direction du rayon réfracté sans employer de rapporteur.

Après avoir tracé deux demi-cercles concentriques (de centre I) et de rayon n_1 et n_2 , nous repérons l'intersection M_1 du rayon incident avec (C_1) .

Etant donné que $n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2) = IH$, IM_2 indique la direction du rayon réfracté (M_1M_2 parallèle à IN).



3.3.2 Interprétation

Le phénomène de réfraction résulte du fait que la lumière se propage à des vitesses différentes dans les deux milieux considérés :

$$\frac{\sin(i_1)}{\sin(i_2)} = \frac{v_1}{v_2}$$

Principe d'Huygens avec $\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}$

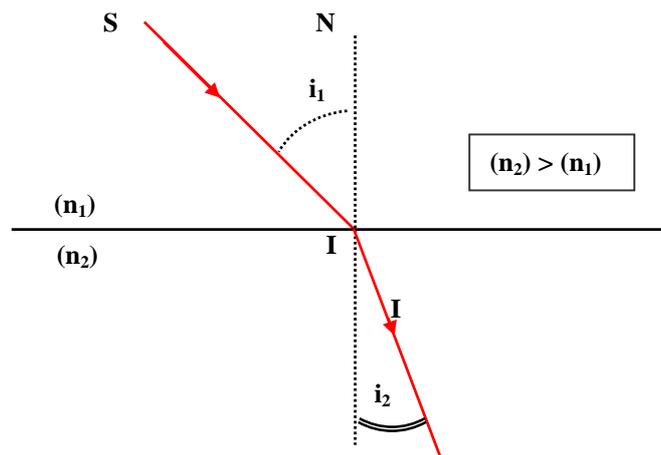
Le changement de direction du rayon lumineux correspond à un chemin optique (et à une durée du trajet) minimal, entre deux points donnés A et B des milieux n_1 et n_2 .

3.4 Conséquences : réfraction limite – réflexion totale

3.4.1 Préliminaires

Comme pour le miroir plan, la loi du retour inverse de la lumière est valable; la deuxième loi de Descartes étant symétrique, relativement aux indices 1 et 2, il suffit d'inverser ces indices pour le vérifier.

Si $n_2 > n_1$, le milieu 2 est dit "plus réfringent" que le milieu 1, sinon il est "moins réfringent".



Puisque $\sin(i_2) = \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin(i_1)$, **le milieu 2 supposé plus réfringent, rapproche le rayon lumineux de la normale ($i_2 < i_1$).**

3.4.2 Passage d'un MHTI (1) vers un MHTI (2) plus réfringent : réfraction limite

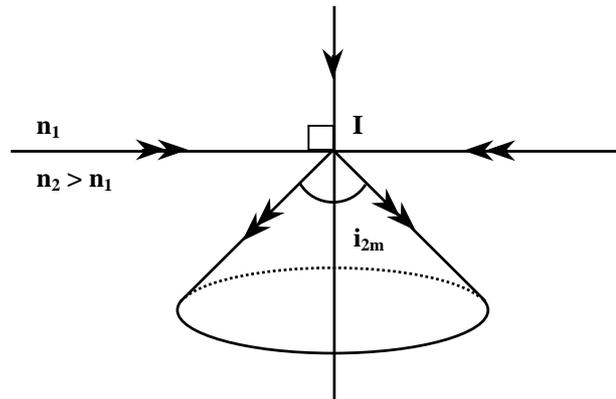
Par hypothèse, $n_2 > n_1$;

Le tableau de variation de i_1 et i_2 , associé à $\sin(i_2) = \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin(i_1)$, se présente ainsi :

i_1	0	$\frac{\pi}{2}$
i_2	0	$i_{2m} = \arcsin \frac{n_1}{n_2}$

En conclusion, **lors d'un passage d'un milieu d'indice (1) vers un milieu d'indice (2) plus réfringent**, les rayons réfractés sont tous situés à l'intérieur d'une cône de réfraction, de demi-angle au sommet : l'angle i_{2m} , appelé **angle de réfraction limite** et égal à :

$$i_{2m} = \arcsin \frac{n_1}{n_2}$$



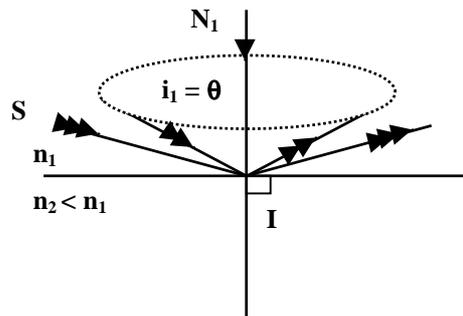
3.4.2 Passage d'un MHTI (1) vers un MHTI (2) moins réfringent : réflexion totale

D'après le principe du retour inverse de la lumière, nous pouvons effectuer une permutation des indices (1) et (2) du tableau précédent :

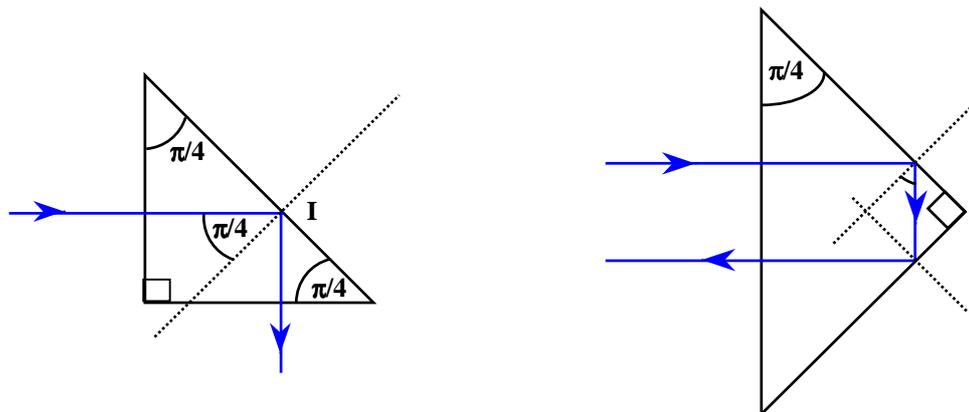
i_1	0	$i_{1m} = \theta = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$
i_2	0	$\frac{\pi}{2}$

Il en résulte que **le passage d'un milieu d'indice (1) vers un milieu d'indice (2) moins réfringent** se manifeste par **une réflexion totale** du rayon incident sur le dioptre plan dans le cas où :

$$i_1 > \theta = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$$



Prismes à réflexion totale



Ils sont placés dans certains systèmes optiques afin de provoquer une déviation de $\frac{\pi}{2}$ ou de π d'un rayon lumineux ; leur indice n doit satisfaire à :

$$i = \frac{\pi}{4} < \arcsin \frac{1}{n}$$

[réflexion totale : substance du prisme (verre par exemple) \Leftrightarrow air],

ce qui conduit à :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} > \frac{1}{n}$$

c'est à dire :

$$n > \sqrt{2} = 1,414$$

Guides de lumière

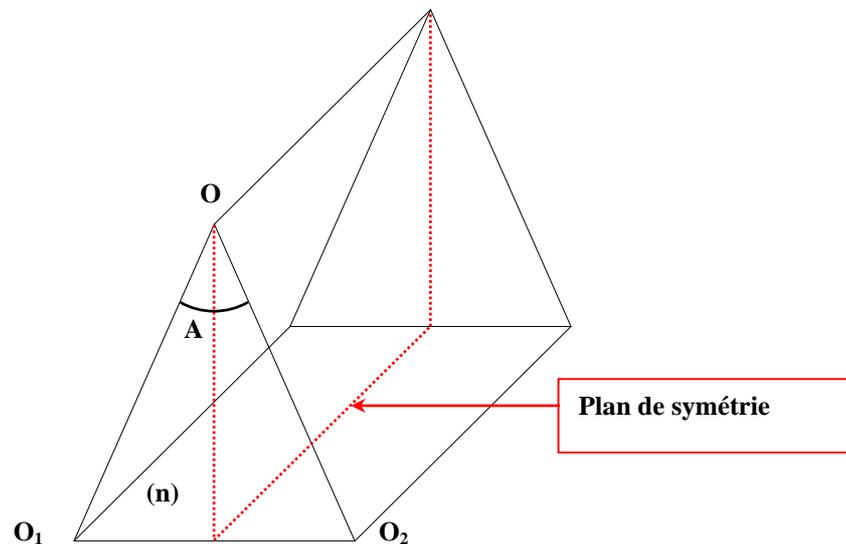
Le phénomène de conduction de la lumière peut se produire dans des dispositifs variés, à l'aide d'une réflexion totale sur les parois.

Quelques guides de lumière :

- une veine de liquide coloré (fontaine lumineuse)
- un tube en matière souple permettant d'observer et de photographier des cavités humaines peu accessibles (bronches ...) : principe de l'endoscopie
- les fibres optiques dont l'emploi se généralise dans le domaine des télécommunication notamment

4. Application des lois de Descartes : Prisme

4.1 Définitions



- Le prisme est un MHTI limité par deux dioptries plans non parallèles.
- L'angle du dièdre, noté A, est appelé angle du prisme (60° en général)
- Le prisme possède un plan de symétrie passant par l'arête du prisme (triangle O_1, O, O_2 isocèle).
- En pratique, le matériau utilisé est le verre dont l'indice varie entre 1,5 et 1,8 suivant la longueur de l'onde lumineuse

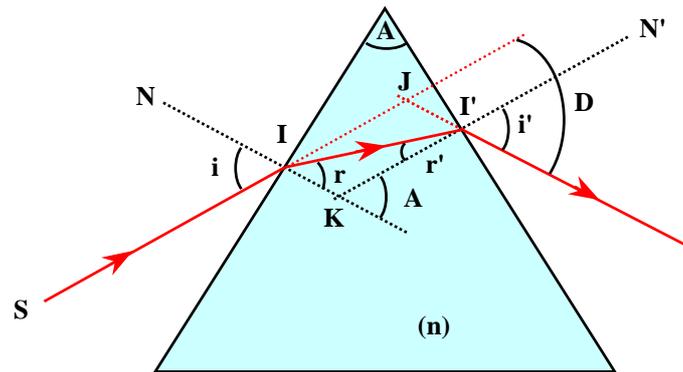
4.2 Ondes monochromatiques, étude de la déviation

4.2.1 Marche d'un rayon – Lois du prisme

Soit un rayon incident parvenant sur le prisme (d'indice n et d'angle A) au point I.

On constate que le rayon émergent est toujours dévié vers la base du prisme

La déviation entre le rayon incident et le rayon émergent est notée D



On va établir les relations entre les différents paramètres n , i , A , r , r' , i' et D :

- Loi de Descartes (le milieu extérieur est l'air d'indice 1)

$$\sin(i) = n \cdot \sin(i') \quad (1)$$

$$\sin(i') = n \cdot \sin(r') \quad (2)$$

- On écrit que la somme des angles est égale à π dans les triangles IJI' et IKI' (les normales IN et $I'N'$ se coupent en K) :

$$r + r' + \pi - A = \pi \quad (\text{triangle } IKI') \quad (3)$$

$$i - r + i' - r' + \pi - D = \pi \quad (\text{triangle } IJI') \quad (4)$$

$$\text{d'où } r + r' = A \quad (5)$$

$$\mathbf{D = i + i' - A}$$

- Dans le cas de petits angles, les relations (1), (2) et (4) se transforment en :

$$i = n \cdot r \quad i' = n \cdot r' \quad \text{et} \quad \mathbf{D = (n - 1) \cdot A}$$

Conditions sur l'angle A du prisme pour qu'il y ait émergence du rayon :

On rappelle que $r' < i_{\text{lim}}$; la relation (5) nous indique que la plus petite valeur de r' correspond à la plus grande valeur de r , soit l'angle limite i_{lim} . On a donc aussi $A - i_{\text{lim}} < r'$. La double inégalité $A - i_{\text{lim}} < r' < i_{\text{lim}}$ nous montre qu'il ne peut y avoir émergence que si $\mathbf{A < 2i_{\text{lim}}}$.

4.2.2 Etude de la déviation en lumière monochromatique

Préliminaires

La déviation D d'un rayon lumineux par un prisme dépend de trois paramètres :

1. l'angle d'incidence i
2. l'angle du prisme A
3. l'indice du prisme n

Donc, $D = f(i, A, n)$

La variation de D avec A présente peu d'intérêt; l'angle A d'un prisme est, en général, fixé à 60° .

Influence de l'angle d'incidence

Par hypothèse, A et n sont fixés tandis que i est variable; exprimons $\left(\frac{dD}{di}\right)_{A,n}$

La différentiation des lois du prisme conduit à :

$$\cos(i) di = n \cos(r) dr$$

$$\cos(i') di' = n \cos(r') dr'$$

$$dr + dr' = 0$$

$$dD = di + di'$$

D'où

$$dD = di + \frac{n \cos(r')}{\cos(i')} \underbrace{dr'}_{-dr} = di - \frac{n \cos(r') \cos(i) di}{\cos(i') n \cos(r)}$$

Nous aboutissons à :

$$\left(\frac{dD}{di}\right)_{A,n} = 1 - \frac{\cos(r') \cos(i)}{\cos(i') \cos(r)}$$

On étudie à présent, le sens de variation de D avec i .

Supposons :

$$\left(\frac{dD}{di}\right)_{A,n} \geq 0$$

Ce qui se traduit par :

$$\cos(i') \cdot \cos(r) \geq \cos(r') \cdot \cos(i)$$

C'est à dire :

$$\cos^2(i') \cdot \cos^2(r) \geq \cos^2(r') \cdot \cos^2(i)$$

En tenant compte des lois de Descartes, il vient :

$$[1 - \underbrace{n^2 \sin^2(r)}_{\sin^2(i)}] \cdot [1 - \sin^2(r)] \geq [1 - \sin^2(r')] \cdot [1 - \underbrace{n^2 \sin^2(r)}_{\sin^2(i)}]$$

Après simplification, on obtient :

$$\sin^2(r) \geq \sin^2(r')$$

Par conséquent,

$$\left(\frac{dD}{di}\right)_{A,n} \geq 0 \quad \Leftrightarrow \quad r \geq r'$$

Le cas limite

$$\left(\frac{dD}{di}\right)_{A,n} = 0$$

Est caractérisé par

$$r_m = r'_m = \frac{A}{2} \quad (A = r + r')$$

$$i_m = \arcsin[n \cdot \sin(r_m)] = \arcsin\left[n \cdot \sin\left(\frac{A}{2}\right)\right]$$

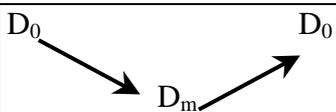
Sachant que

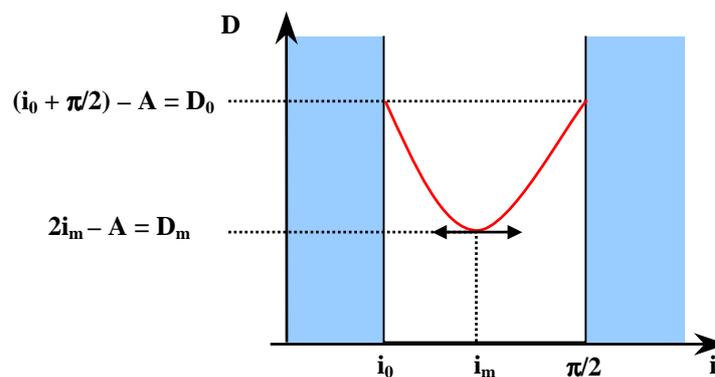
$$\sin(i_m) = n \cdot \sin(r_m)$$

La déviation correspondante est :

$$D_m = i_m + i'_m - A = 2 \cdot i_m - A$$

$$i'_m = i_m \quad \text{puisque} \quad r_m = r'_m$$

i	0	i_0	i_m	$\frac{\pi}{2}$
$\frac{dD}{di}$		-	0	+
D	Absence d'émergence			



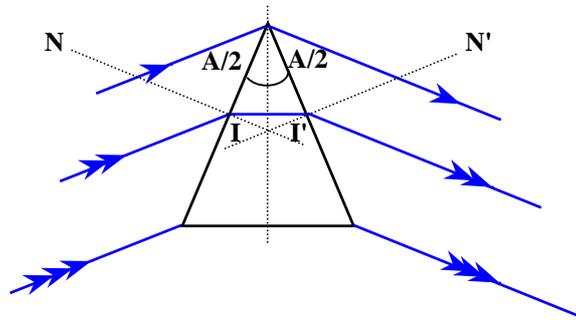
En conclusion, la déviation d'un prisme, d'angle A constant, éclairé en lumière monochromatique, est minimale lorsque :

$$r_m = r'_m = \frac{A}{2}$$

$$i_m = i'_m = \arcsin\left[n \cdot \sin\left(\frac{A}{2}\right)\right]$$

Ce qui se manifeste par :

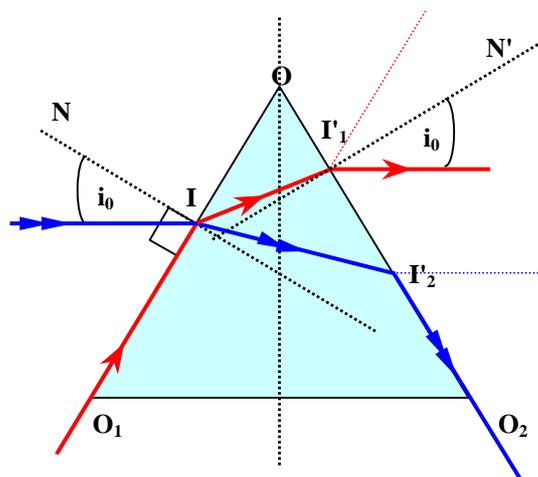
- un faisceau émergent symétrique du faisceau incident par rapport au plan de symétrie du prisme
- un rayon II' parallèle à la base



$$D_m = 2 \cdot i_m - A \quad \text{et} \quad \sin(i_m) = n \cdot \sin(r_m) \quad \text{d'où}$$

$$n = \frac{\sin\left(\frac{D_m + A}{2}\right)}{\sin\left(\frac{A}{2}\right)}$$

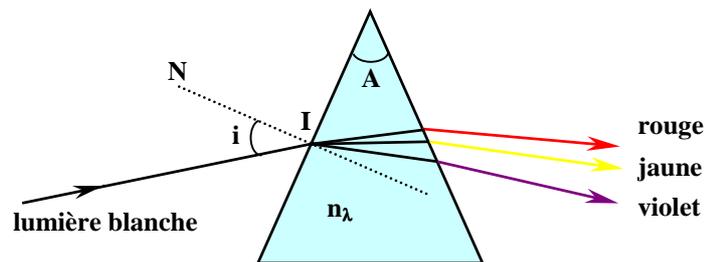
Ainsi l'indice $n_{(\lambda)}$ du prisme pour une radiation de longueur d'onde λ se déduit des mesures de A et D_m .



4.3 Ondes polychromatiques, étude de la dispersion

4.3.1 Dispersion du rayon incident

Considérons un rayon polychromatique (lumière blanche) parvenant au point I du prisme sous l'incidence i



On constate, à la sortie du prisme, que la lumière incidente est décomposée en toutes ses radiations monochromatiques (constituant le "spectre" de la lumière blanche).

On observe que le rayon incident est d'autant plus élevé que sa longueur d'onde est plus faible.

$$\begin{array}{ccccc}
 \mathbf{D_{violet}} & > & \mathbf{D_{jaune}} & > & \mathbf{D_{rouge}} \\
 \lambda_v = 0,4 \mu\text{m} & & \lambda_v = 0,56 \mu\text{m} & & \lambda_v = 0,8 \mu\text{m}
 \end{array}$$

On peut montrer expérimentalement que l'indice $n_{(\lambda)}$ varie avec la longueur d'onde, suivant la loi dite de Cauchy :

$$n_{(\lambda)} = C_1 + \frac{C_2}{\lambda^2}$$

(C_1 et C_2 étant des constantes caractérisant la substance du prisme).

Par exemple, pour certaines variétés de verre, on a :

$$n_{(\lambda)} = 1,619 + \frac{0,0102}{\lambda^2} \quad \lambda \text{ en } \mu\text{m}$$

Cette loi expérimentale permet d'interpréter que D est une fonction décroissante de λ . En effet, i étant fixé :

$$\lambda \searrow \quad n \searrow \quad r \nearrow \quad r' = A - r \searrow \quad i' \searrow$$

$$\left(\sin(r) = \frac{\sin(i)}{n} \right) \quad \left(\sin(i') = n \cdot \sin(r') \right)$$

Et donc, $D = i + i' - A \searrow$ (cas général)

Remarque :

Dans le cas de petits angles, nous avons établi que $D = (n - 1).A$; on retrouve que la déviation est, comme n , une fonction décroissante de λ .

4.3.2 Efficacité dispersive du prisme

Nous nous intéressons à l'influence de la longueur d'onde sur la déviation par un prisme d'un rayon incident polychromatique, i et A étant fixés.

Par définition, $\left(\frac{dD}{d\lambda} \right)_{A,i}$ désigne l'efficacité dispersive du prisme, notée $e_{(\lambda)}$.

Etant donné que :

$$D = i + i' - A$$

Il en résulte que :

$$e_{(\lambda)} = \left(\frac{dD}{d\lambda} \right)_{i,A} = \left(\frac{di'}{d\lambda} \right)_{i,A}$$

En général, le prisme est réglé au minimum de déviation pour une radiation (λ) du spectre et on étudie la déviation subie par une raie voisine ($\lambda + d\lambda$).

Citons l'exemple du doublet jaune d'une lampe à vapeur de sodium :

$$\lambda_1 = 0,5890 \mu\text{m}$$

$$\lambda_2 = 0,5896 \mu\text{m}$$

Dans ce cas, on peut exprimer $e_{(\lambda)}$ en dérivant directement la relation

$$n \cdot \sin\left(\frac{A}{2}\right) = \sin\left(\frac{D_m + A}{2}\right)$$

caractérisant le minimum de déviation pour λ_1 [$\sin(i_m) = n \cdot \sin(r_m)$].

L'incidence reste fixée (réglage effectué à i_m pour λ_1). La déviation D_m (associée à λ_1) devient $D_m + dD_m$ pour $\lambda_2 = \lambda_1 + d\lambda$;

$$\sin\left(\frac{A}{2}\right) \cdot \frac{dn}{d\lambda} = \frac{1}{2} \cos\left(\frac{D_m + A}{2}\right) \cdot \left(\frac{dD_m}{d\lambda}\right)_{i_m, A}$$

Ce qui conduit à :

$$e_{(\lambda)} = \left(\frac{dD_m}{d\lambda}\right)_{i_m, A} = \frac{2 \sin\left(\frac{A}{2}\right)}{\cos\left(\frac{D_m + A}{2}\right)} \cdot \frac{dn}{d\lambda}$$

5. Ce qu'il faut retenir

Le cadre de l'optique géométrique est celui où la longueur d'onde de la lumière est petite devant les dimensions caractéristiques du système où la lumière se propage.

L'optique géométrique repose sur la notion de rayon lumineux.

Ces rayons lumineux sont indépendants, se propagent en ligne droite dans un milieu homogène, et suivant au retour le même chemin qu'à l'aller.

Dans le cadre de l'optique géométrique, la trajectoire du rayon lumineux est entièrement déterminée par la géométrie du milieu.

Un dioptre est une surface de séparation entre deux milieux transparents d'indices optiques différents.

Un miroir est une surface qui réfléchit pratiquement toute la lumière qu'elle reçoit.

Lorsqu'un rayon lumineux aborde la surface d'un dioptre ou d'un miroir, il donne généralement naissance à :

- un rayon réfléchi
- un rayon transmis (réfracté) dans le cas d'un dioptre
- un rayon réfléchi uniquement dans le cas d'un miroir

Pour un miroir,

- le rayon réfléchi est dans le plan d'incidence
- l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence

Pour un dioptre,

- le rayon réfracté est dans le plan d'incidence
- l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence
- l'angle d'incidence et l'angle réfracté vérifient la relation $n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2)$
- Les lois de Képler sont une forme approchée des lois de Snell & Descartes lorsque les angles sont petits

Pour un prisme d'angle au sommet A , s'il existe un rayon réfracté par la deuxième face, la déviation D , entre le rayon incident sous l'angle i et le rayon transmis sous l'angle i' , se met sous la forme : $D = i + i' - A$

Pour les petits angles, on a $D = (n - 1) \cdot A$

Au minimum de déviation D_m , on a : $n \cdot \sin\left(\frac{A}{2}\right) = \sin\left(\frac{D_m + A}{2}\right)$