

Figure 9.26 Variations des coefficients de réflexion énergétiques R_{\perp} et R_{\parallel} en fonction de l'angle d'incidence i pour une interface air-verre, avec $n_{\text{air}} = 1$ et $n_{\text{verre}} = 1,50$.

parallèlement à la surface réfléchissante horizontale. En portant des lunettes polarisantes constituées de deux filtres polarisants de direction de transmission \vec{u}_p verticale, une grande proportion de la lumière réfléchie est stoppée. C'est le principe des **lunettes polarisantes de glacier**. De même, il est possible de s'affranchir des réflexions parasites observées en regardant une vitrine de magasin, ou la surface de l'eau, et de voir très clairement les articles à l'intérieur, ou les poissons sous la surface. Pour que l'effet soit marqué, il faut impérativement se trouver dans une configuration proche de celle de l'angle de Brewster. Ceci est illustré figure 9.27.



a) Photographie du tableau sans polariseur : on remarque la réflexion parasite de la lampe sur la vitre protectrice



b) La direction de transmission \vec{u}_p du film polarisant, indiquée par la flèche verticale, est parallèle au mur : la réflexion de la lampe sur le tableau persiste



c) La direction de transmission \vec{u}_p du film polarisant, indiquée par la flèche horizontale, est perpendiculaire au mur : la réflexion de la lampe sur le tableau est « supprimée »

Figure 9.27 Utilisation d'un polariseur pour éliminer les réflexions parasites.

Le plastique blanc visible sur les photographies **b)** et **c)** est le film protecteur du filtre polarisant.

9.7 BIRÉFRINGENCE

9.7.1. Anisotropie du cristal de spath – Axe optique

Les propriétés de biréfringence du cristal de spath sont liées à l'anisotropie de sa structure cristalline. Le spath cristallise dans un système rhomboédrique. La maille élémentaire du système est un parallélépipède dont toutes les faces sont des parallélogrammes faisant des angles de $78^{\circ}5'$ et $101^{\circ}55'$. Une telle maille est obtenue en étirant un cube selon une grande diagonale. La figure 9.28 montre la disposition des atomes de calcium Ca, d'oxygène O et de carbone C dans une **maille rhomboédrique**, c'est-à-dire dont les arêtes ont même longueur et dont les faces sont des losanges. Les groupements carbonate CO_3 sont tous disposés dans des plans perpendiculaires à l'axe d'étirement, figuré en pointillés. Ils forment des triangles équilatéraux centrés sur l'atome de carbone. Cette disposition particulière est à l'origine de l'anisotropie du cristal. Dans un cristal de spath découpé en respectant les plans de clivage, il y a dans le cas général un seul sommet A – deux, appartenant à la même grande diagonale pour une maille rhomboédrique – souvent repérable par l'existence d'un coin ébréché (figure 9.29), où les trois arêtes concourent en formant entre elles des angles obtus égaux à $101^{\circ}55'$. L'axe passant par A, et orienté de manière à former des angles égaux avec les plans des faces qui s'y réunissent constitue un axe de symétrie ternaire (axe C_3). Il est appelé **axe optique** du cristal. Les cristaux appartenant aux systèmes hexagonal, quadratique ou rhomboédrique, comme la calcite, ne possèdent qu'un seul axe de symétrie d'ordre trois ou plus qui est alors leur axe optique.

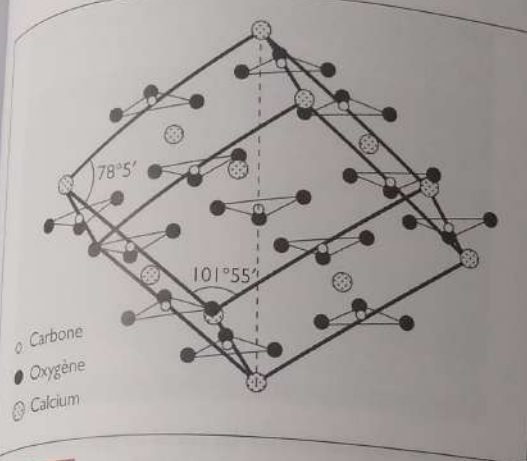


Figure 9.28 Répartition des atomes dans une maille rhomboédrique de calcite.

D'après la figure 8.16 p. 338 de E. HECHT, *Optics*, fourth edition, Ed. Addison Wesley, 2002.

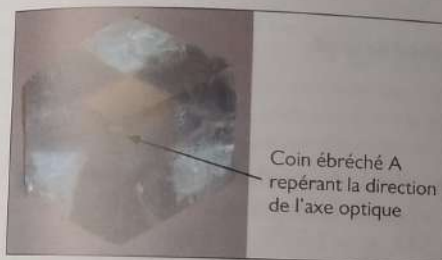


Figure 9.29 Repérage de l'axe optique dans un monocristal de spath.

Le coin ébréché A, point de concours de trois faces faisant entre elles un angle obtus, indique la direction de l'axe optique.

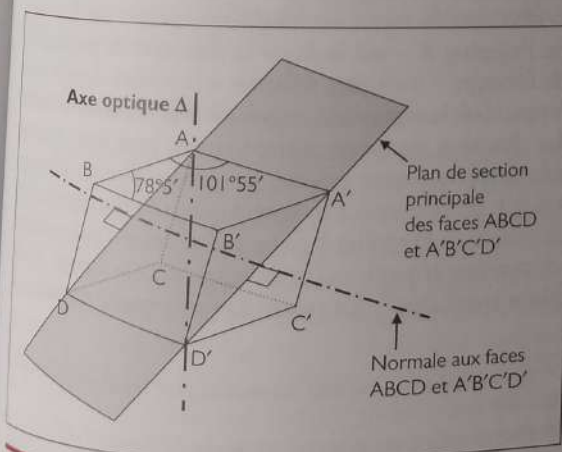


Figure 9.30 Axe optique et plan de section principale d'une lame de spath losangique limitée par deux faces parallèles ABCD et A'B'C'D'.

Ils sont appelés **uniaxes**. Les cristaux appartenant aux systèmes orthorhombique, monoclinique et triclinique, comme le mica, possèdent deux axes optiques et sont appelés **biaxes**⁴⁶. Lorsqu'une lame de spath possède des faces parallèles, tout plan parallèle à l'axe optique et à la normale aux faces est appelé **plan de section principale** (figure 9.30).

9.7.2. Faisceaux ordinaire et extraordinaire

Si on éclaire les faces parallèles d'une lame de spath par un faisceau parallèle de lumière naturelle, non polarisée, sous incidence normale, on observe à la sortie deux faisceaux distincts (figure 9.31)⁴⁷ : c'est le phénomène de **biréfringence**. Le premier, situé dans le prolongement du faisceau incident, est appelé **faisceau ordinaire**. Le second, parallèle au premier, mais décalé, est appelé **faisceau extraordinaire**. Si on fait tourner la lame autour de la normale aux faces, le faisceau ordinaire reste fixe, tandis que le faisceau extraordinaire tourne autour de ce dernier. À l'aide d'un polariseur, on peut montrer que les faisceaux ordinaire et extraordinaire possèdent des directions de polarisation respectivement perpendiculaire et parallèle au plan de section principale. En effet, en tournant un polariseur P autour d'un axe normal aux faces, on constate que le faisceau extraordinaire s'éteint lorsque la direction de transmission \vec{u}_p du polariseur est perpendiculaire au plan de section principale ; le faisceau ordinaire s'éteint lorsque \vec{u}_p est parallèle à ce plan⁴⁸. Cette propriété est illustrée sur la figure 9.32.a et b, qu'on regardera attentivement.

Essayons maintenant d'expliquer le décalage du faisceau extraordinaire. Le champ électrique de l'onde plane incidente est modélisé par deux composantes perpendiculaires de même amplitude, incohérentes entre elles. La

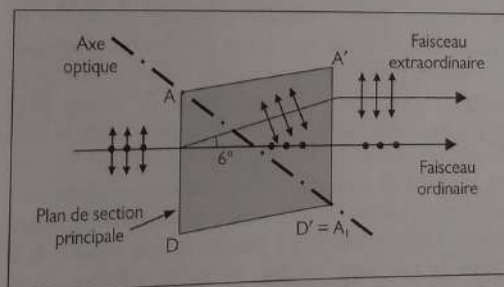
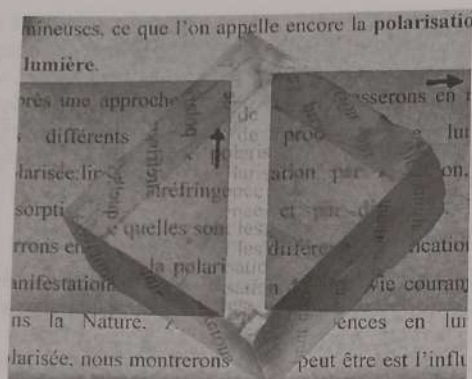


Figure 9.31 Séparation des faisceaux ordinaire et extraordinaire dans un cristal de spath.

⁴⁶. Ce cas est plus compliqué, car ces cristaux sont moins symétriques, et leurs axes optiques ne sont pas des axes de symétrie.

⁴⁷. La séparation angulaire entre les deux rayons est égale à 6°, ce qui correspond à un décalage en sortie égal à 1 mm par centimètre d'épaisseur du cristal.

⁴⁸. Ce sont ces propriétés qui nous ont permis d'interpréter simplement l'expérience historique des deux prismes successifs de calcite (cf. § 9.1.1).



a) Position initiale du cristal de spath – coin ébréché en bas. Le faisceau extraordinaire correspond à l'image supérieure du mot « polarisation », au niveau de la flèche noire verticale. Il est en effet polarisé selon une direction (flèche verticale du polariseur gauche) parallèle au plan de section principale (diagonale verticale passant par le coin ébréché). Le faisceau ordinaire correspond à l'image inférieure du mot « polarisation ». Il est polarisé selon une direction (flèche horizontale du polariseur droit) perpendiculaire au plan de section principale.

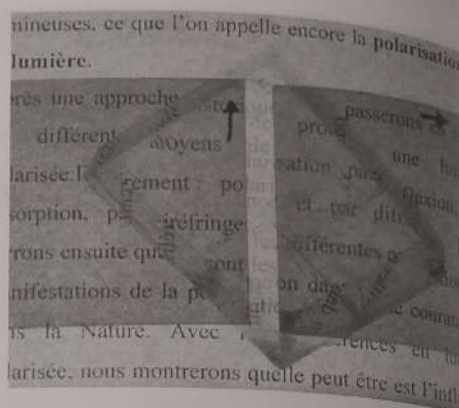
Figure 9.32 Polarisation des faisceaux ordinaire et extraordinaire dans un cristal de spath.

première composante, normale au plan de section principale, est figurée par des points noirs. La seconde, parallèle à ce dernier, est figurée par des flèches doubles (figure 9.31). Pour l'onde associée à la composante normale, le milieu biréfringent se comporte comme un milieu transparent ordinaire d'indice ordinaire $n_o = 1,658$. Cette onde, appelée **onde ordinaire**, se propage à la même célérité $v_{\perp} = \frac{c}{n_o}$

dans toutes les directions (cf. plus loin). Suivant le modèle de Huygens, l'onde ordinaire se propage de proche en proche dans le cristal sous forme d'ondelettes sphériques secondaires dont l'enveloppe est une surface d'onde plane (figure 9.33.a). En incidence normale, le champ électrique de l'onde extraordinaire est contenu dans le plan de section principale. En raison de l'anisotropie du cristal, la vitesse de propagation de l'onde extraordinaire varie entre deux valeurs extrêmes selon sa direction de polarisation. Lorsque celle-ci est parallèle à l'axe optique Δ , le cristal se comporte comme un milieu d'indice extraordinaire $n_e = 1,486$, et l'onde extraordinaire se propage perpendiculairement à Δ avec une vitesse $v_{\parallel} = \frac{c}{n_e}$.

Lorsque celle-ci est perpendiculaire à Δ , le cristal se comporte comme un milieu d'indice ordinaire $n_o = 1,658$ et l'onde extraordinaire associée se propage parallèlement à Δ avec une vitesse⁴⁹ $v_{\perp} = \frac{c}{n_o}$. Lorsque $n_e < n_o$, comme

⁴⁹ Dans un milieu biaxe, il y aurait trois indices principaux différents et trois vitesses de propagation différentes selon trois directions perpendiculaires.



b) Après une rotation de 180° du cristal de spath, les directions de transmission des polariseurs restent inchangées. Le faisceau extraordinaire correspond cette fois à l'image inférieure du mot « polarisation ». Il a tourné avec le cristal de 180° par rapport à sa position précédente. Le faisceau ordinaire correspond à la partie supérieure du mot « polarisation ».

dans le cristal de spath, le milieu biréfringent uniaxe est dit **néгатif**. Lorsque $n_e > n_o$, comme dans le quartz ($n_e = 1,544$, $n_o = 1,553$), le milieu uniaxe est dit **positif**. La différence des indices $\Delta n = n_e - n_o$ est appelée **biréfringence du cristal uniaxe**⁵⁰. Revenons au cristal de spath. Comme $v_{\parallel} \geq v_{\perp}$, les ondelettes secondaires possèdent des surfaces d'ondes qui se déforment dans la direction perpendiculaire à Δ . Celles-ci prennent alors la forme d'ellipsoïdes possédant une symétrie de révolution autour de l'axe Δ (figure 9.33.b). L'enveloppe des surfaces d'ondes ellipsoïdales est toujours une surface d'onde plane, mais la direction du rayon extraordinaire, portée par le vecteur de Poynting $\vec{\pi}$ – qui indique la direction de propagation de l'énergie – n'est plus normale à la surface d'onde enveloppe, d'où la séparation angulaire avec le rayon ordinaire. La direction du rayon extraordinaire peut être déterminée graphiquement grâce à la construction de Huygens (cf. § 1. de l'annexe). On notera que la flèche représentant le vecteur de Poynting $\vec{\pi}$ passe par le centre d'une ondelette ellipsoïdale et par le point de tangence à la surface d'onde plane enveloppe⁵¹. En raison de l'anisotropie du milieu, le

⁵⁰ Les valeurs de n_o et n_e sont données ici pour la raie jaune du sodium ($\lambda = 589$ nm).

⁵¹ Ceci découle d'une propriété fondatrice du théorème de Huygens : le vecteur de Poynting $\vec{\pi}$ est normal à la surface des indices en son point désigné par \vec{k} , et donc, d'après les propriétés géométriques de la transformation par polaires réciproques, qui échange les rôles des rayons vecteurs et des normales, le vecteur d'onde \vec{k} est normal à la surface d'onde en son point désigné par $\vec{\pi}$.

Exercice 1 :

Approx
ond scalair

en références - No

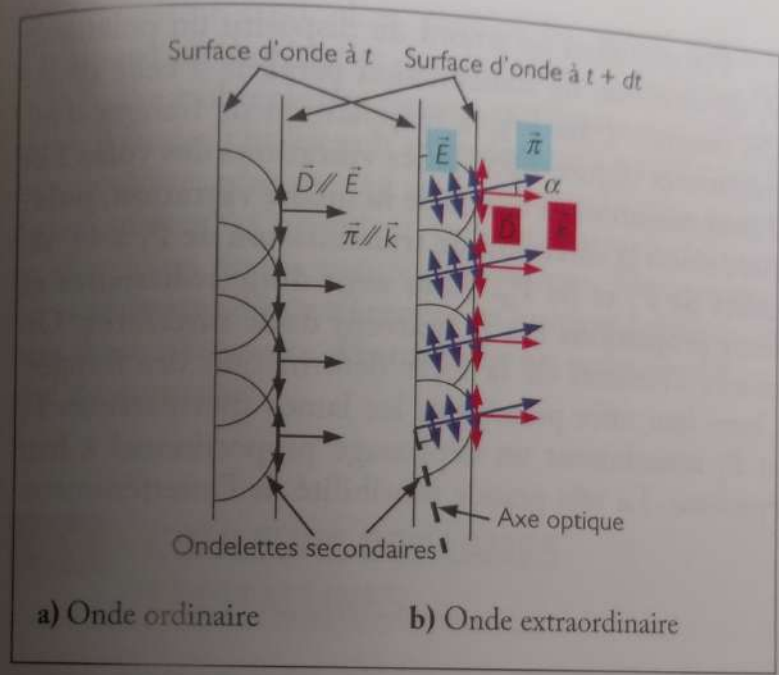


Figure 9.33 Structure des ondes ordinaire et extraordinaire dans un milieu biréfringent – Cas d'un milieu uniaxe négatif ($v_{||} \geq v_{\perp} = c/n_0$).

D'après la figure 8.23 p. 342 de E. HECHT, *Optics*, fourth edition, Ed. Addison Wesley, 2002.

Pour une onde ordinaire a), $(\vec{D}, \vec{E}) = (\vec{k}, \vec{\pi}) = 0$, rayons et normales aux surfaces d'onde sont confondus.

Pour une onde extraordinaire b), $(\vec{D}, \vec{E}) = (\vec{k}, \vec{\pi}) = \alpha \neq 0$, les rayons ne sont plus dirigés selon les normales aux surfaces d'ondes enveloppes. Le plan d'onde, normal à \vec{k} , est le plan (\vec{D}, \vec{B}) contenant les vecteurs déplacement électrique et champ magnétique.

Le champ \vec{E} crée des dipôles induits qui oscillent dans des directions autres que celle de \vec{E} . Ils sont caractérisés par un moment dipolaire induit par unité de volume \vec{P} , appelé **vecteur polarisation**. Dans un milieu biréfringent, l'état électrique résultant est représenté par le vecteur **induction** (ou **déplacement**) **électrique** $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, qui n'est pas colinéaire à \vec{E} . C'est le vecteur \vec{D} , et non \vec{E} , qui est tangent à l'enveloppe des surfaces d'onde ellipsoïdales et est normal au vecteur d'onde \vec{k} (figure 9.33.b). Le **plan d'onde** est défini par les vecteurs \vec{D} et \vec{B} .