

Ondes électromagnétiques dans le vide

Table des matières

I Ondes électromagnétiques planes progressives harmoniques (OPPH)	2
I.1 Expression	2
I.2 Notation complexe	3
I.3 Structure de l'OPPH	4
I.4 Relation de dispersion dans le vide	5
II Énergie des ondes électromagnétiques planes progressives harmoniques (OPPH)	6
II.1 Utilisation de la notation complexe pour les grandeurs énergétiques	6
II.2 Densité d'énergie électromagnétique d'une OPPH	6
II.3 Vecteur de Poynting et intensité lumineuse	7
III États de polarisation des ondes électromagnétiques planes progressives harmoniques (OPPH)	8
III.1 Expression générale	8
III.2 Polarisation rectiligne (OPPH polarisée rectilignement)	8
III.3 Cas général : polarisation elliptique (hors programme)	9
III.4 Polarisation circulaire	9
III.5 Lumière naturelle et phénomènes de polarisation	10

Introduction

Nous avons montré dans le chapitre précédent d'introduction à la physique des ondes que les champs \vec{E} et \vec{B} vérifient des équations de D'Alembert dans le vide. Nous avons étudié les solutions unidimensionnelles de cette équation, et nous allons voir dans ce chapitre les conséquences des deux autres dimensions pour les solutions. Nous restreindrons notre étude au cadre des ondes électromagnétiques dans le vide, quelle que soit leur fréquence. Les domaines d'application des ondes électromagnétiques en fonction de leur longueur d'onde dans le spectre électromagnétique sont rappelés ci-dessous.

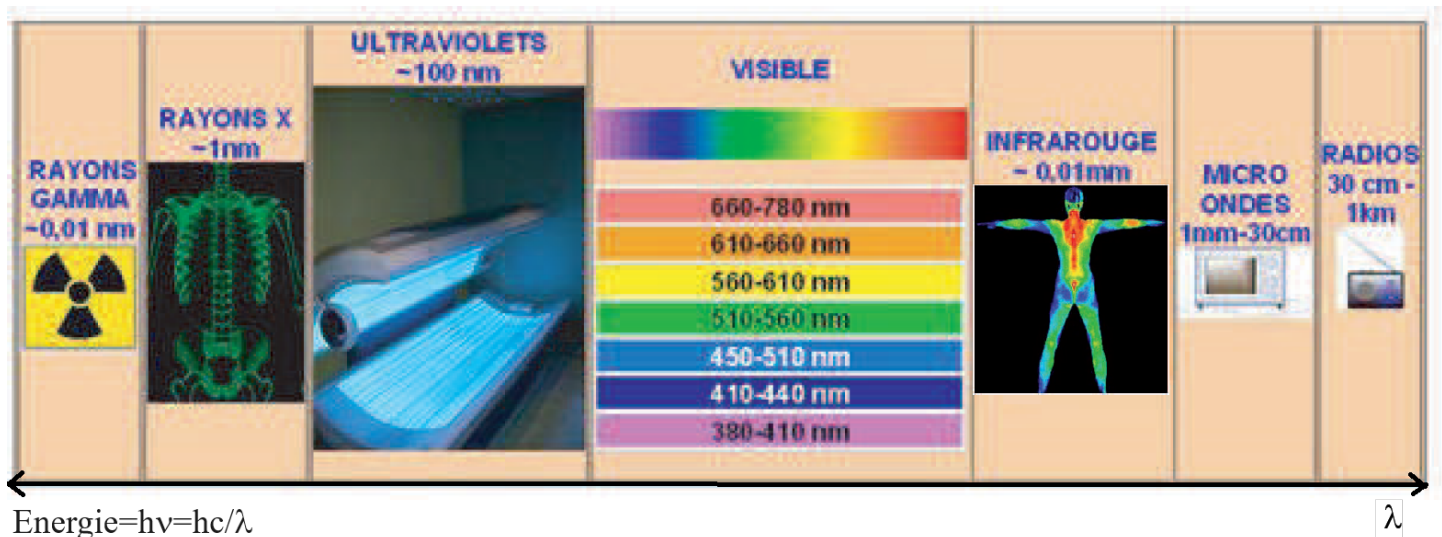


FIGURE 1 – Spectre électromagnétique et applications.

Dans l'ensemble de ce chapitre, nous nous limiterons aux solutions de l'équation de D'Alembert en **ondes planes**. Ceci suppose que l'étude se fasse dans le vide, loin des sources du champ électromagnétique. Nous étudierons le cas des ondes sphériques dans le chapitre dédié au rayonnement du dipôle.

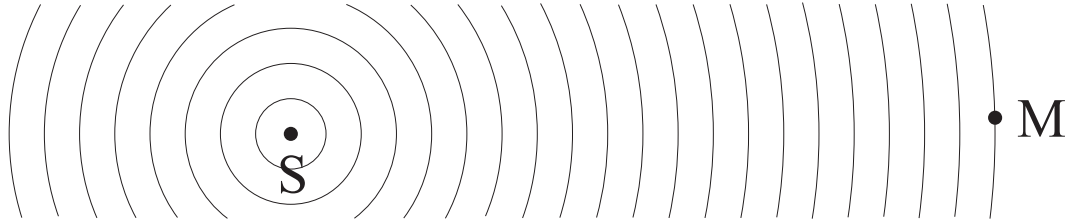


FIGURE 2 – Une onde sphérique loin du point source est une onde quasi-plane.

Conformément à ce que nous avons vu au chapitre précédent, nous limiterons notre étude dans la suite au maillon élémentaire permettant de reconstruire toute solution de l'équation de D'Alembert en vertu du théorème de Fourier et du théorème de superposition : les OPPH.

I Ondes électromagnétiques planes progressives harmoniques (OPPH)

I.1 Expression

Dans le cas général, en coordonnées cartésiennes, le champ électrique s'écrit sous la forme :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_x(x, y, z, t)\vec{u}_x + E_y(x, y, z, t)\vec{u}_y + E_z(x, y, z, t)\vec{u}_z$$

Dans le cas d'une *onde électromagnétique plane progressive harmonique* (OPPH) ou *monochromatique* (OPPM) de pulsation ω se propageant dans la direction \vec{u} quelconque, la première composante du champ électrique s'écrit par exemple¹ :

$$E_x(x, y, z, t) = E_{0x} \cos \left[\omega \left(t - \frac{\vec{u} \cdot \vec{OM}}{c} \right) + \varphi_x \right] = E_{0x} \cos \left(\omega t - \frac{\omega}{c} \vec{u} \cdot \vec{OM} + \varphi_x \right)$$

et en posant $\vec{r} = \vec{OM}$ et $\vec{k} = \frac{\omega}{c} \vec{u}$, on obtient :

$$E_x(x, y, z, t) = E_{0x} \cos \left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_x \right) = E_{0x} \cos \left(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_x \right)$$

L'expression complète du champ électrique s'écrit donc :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_{0x} \cos \left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_x \right) \vec{u}_x + E_{0y} \cos \left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_y \right) \vec{u}_y + E_{0z} \cos \left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_z \right) \vec{u}_z$$

où E_{0x} , E_{0y} et E_{0z} , φ_x , φ_y et φ_z , $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ et ω sont des constantes indépendantes des variables $\vec{r} = (x, y, z)$ et t .

Remarque

Si un champ électrique ne peut s'écrire sous cette forme, c'est qu'il contient plusieurs ondes. Par exemple, la présence de deux pulsations ou de deux vecteurs d'onde différents montre que le champ est une superposition de plusieurs OPPH.

1. Si $\vec{u} = \vec{u}_x$, on aura donc $\frac{\vec{u} \cdot \vec{OM}}{c} = \frac{x}{c}$.

I.2 Notation complexe

a) Présentation

L'expression générale précédente étant extrêmement lourde à manipuler, nous serons très souvent amené à utiliser la notation complexe, qui au champ réel précédent associe le champ complexe suivant ² :

$$\vec{E} = \underline{\vec{E}}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

où $\underline{\vec{E}}_0 = E_{0x} e^{i\varphi_x} \vec{u}_x + E_{0y} e^{i\varphi_y} \vec{u}_y + E_{0z} e^{i\varphi_z} \vec{u}_z$, de sorte que :

$$\vec{E} = \text{Re} [\underline{\vec{E}}]$$

La notation complexe est utilisable ici car les équations de Maxwell sont **linéaires**. Cependant, on veillera à ne **JAMAIS** utiliser la notation complexe sans précaution pour les aspects énergétiques car nous avons vu qu'ils font intervenir des expressions quadratiques, donc non linéaires, des champs.

Remarque

On fera attention à ne pas confondre la direction de propagation de l'onde, donnée par \vec{k} , et la direction du champ électrique \vec{E} , donnée par $\underline{\vec{E}}_0$.

b) Formalisme vectoriel

Pour toute grandeur vectorielle \vec{X} , dont la notation complexe est définie avec la **même convention de signe que précédemment** ³ :

$$\vec{X} = \underline{\vec{X}}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

on peut calculer l'action des opérateurs courants, **en coordonnées cartésiennes uniquement**, pour une **OPPH dans le vide** ou pour une **pseudo-OPPH dans les milieux** (cf chapitres suivants) :

$$\frac{\partial \vec{X}}{\partial t} = i\omega \underline{\vec{X}}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} = i\omega \underline{\vec{X}}$$

$$\text{div} \vec{X} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \underline{X}_x \\ \underline{X}_y \\ \underline{X}_z \end{pmatrix} = \frac{\partial \underline{X}_x}{\partial x} + \frac{\partial \underline{X}_y}{\partial y} + \frac{\partial \underline{X}_z}{\partial z} = (-ik_x \underline{X}_{0x} - ik_y \underline{X}_{0y} - ik_z \underline{X}_{0z}) e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} = -i \vec{k} \cdot \underline{\vec{X}}$$

$$\text{rot} \vec{X} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial x} \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} \underline{X}_x \\ \underline{X}_y \\ \underline{X}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \underline{X}_z}{\partial y} - \frac{\partial \underline{X}_y}{\partial z} \\ \frac{\partial \underline{X}_x}{\partial z} - \frac{\partial \underline{X}_z}{\partial x} \\ \frac{\partial \underline{X}_y}{\partial x} - \frac{\partial \underline{X}_x}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -ik_y \underline{X}_z + ik_z \underline{X}_y \\ -ik_z \underline{X}_x + ik_x \underline{X}_z \\ -ik_x \underline{X}_y + ik_y \underline{X}_x \end{pmatrix} = -i \vec{k} \wedge \underline{\vec{X}}$$

$$\Delta \vec{X} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \underline{X}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \underline{X}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \underline{X}_x}{\partial z^2} \\ \frac{\partial^2 \underline{X}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \underline{X}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \underline{X}_y}{\partial z^2} \\ \frac{\partial^2 \underline{X}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \underline{X}_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \underline{X}_z}{\partial z^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -k_x^2 \underline{X}_x - k_y^2 \underline{X}_x - k_z^2 \underline{X}_x \\ -k_x^2 \underline{X}_y - k_y^2 \underline{X}_y - k_z^2 \underline{X}_y \\ -k_x^2 \underline{X}_z - k_y^2 \underline{X}_z - k_z^2 \underline{X}_z \end{pmatrix} = -k^2 \underline{\vec{X}}$$

2. La notation $e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$ n'est pas universelle, et nous serons parfois amenés à utiliser également la convention $e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$. On prendra donc garde à la convention choisie dans l'énoncé, et on précisera toujours clairement la convention choisie lorsque ce n'est pas le cas.

3. Avec la convention de signe opposée, les relations sont toutes différentes, et sont à multiplier par un signe "-".

I.3 Structure de l'OPPH

I.4 Relation de dispersion dans le vide

a) En utilisant l'équation de D'Alembert

b) En utilisant les équations de Maxwell et la notation complexe

II Énergie des ondes électromagnétiques planes progressives harmoniques (OPPH)

II.1 Utilisation de la notation complexe pour les grandeurs énergétiques

Afin de calculer les grandeurs énergétiques, qui sont toutes quadratiques (et donc non linéaires) par rapport aux grandeurs sinusoïdales, on ne pourra pas utiliser la notation complexe sans précaution.

Les variations d'énergie étant extrêmement rapides pour des ondes électromagnétiques (pour le visible par exemple, $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi c}{\lambda} \simeq \frac{6 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 10^8}{600 \cdot 10^{-9}} \simeq 10^{16} \text{ rad.s}^{-1}$), on s'intéressera presque toujours à la valeur moyenne temporelle des grandeurs énergétiques, et on utilisera donc systématiquement les formules ci-dessous.

Propriété

Pour toute OPPH décrites par \vec{A} et \vec{B} définis avec la notation complexe $\underline{A} = \vec{A}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi)}$ et $\underline{B} = \vec{B}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \psi)}$, on pourra utiliser les formules :

- $\langle \vec{A} \cdot \vec{B} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} [\underline{A} \cdot \underline{B}^*]$
- $\langle \vec{A} \wedge \vec{B} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} [\underline{A} \wedge \underline{B}^*]$

où $\langle \rangle$ désigne la valeur moyenne temporelle et où \underline{B}^* désigne le complexe conjugué de \underline{B}

Preuve :

II.2 Densité d'énergie électromagnétique d'une OPPH

Considérons une OPPH "type" dans le vide, donnée par exemple⁴ par : $\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - kz) \vec{u}_x$, et comme $\|\vec{B}\| = \frac{\|\vec{E}\|}{c}$ et $\frac{1}{\mu_0 c^2} = \epsilon_0$:

$$u_{em} = u_e + u_m = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\epsilon_0 E_0^2}{2} \cos^2(\omega t - kz) + \frac{E_0^2}{2\mu_0 c^2} \cos^2(\omega t - kz) = \epsilon_0 E_0^2 \cos^2(\omega t - kz)$$

On voit que l'énergie des OPPH dans le vide se retrouve autant sous forme *électrique* que *magnétique*. On parle alors d'équipartition entre les deux types d'énergie⁵.

Finalement : $u_{em} = \epsilon_0 E^2$ et donc $\langle u_{em} \rangle = \langle \epsilon_0 E^2 \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2$

4. Bien que les résultats soient démontrés ici dans un cas particulier, les formules obtenues sont valables dans le cas général.

5. On notera à titre de comparaison que l'énergie est principalement sous forme *électrique* dans les condensateurs, et qu'elle est principalement sous forme *magnétique* dans les bobines.

Remarque : on peut vérifier que la formule démontrée précédemment avec la notation complexe $\vec{E} = E_0 e^{i(\omega t - kz)} \vec{u}_x$ conduit bien au même résultat :

$$\langle u_{em} \rangle = \langle \epsilon_0 E^2 \rangle = \epsilon_0 \langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 \text{Re} \left[\vec{E} \cdot \vec{E}^* \right] = \frac{1}{2} \epsilon_0 \text{Re} \left[E_0 e^{i(\omega t - kz)} \times E_0 e^{-i(\omega t - kz)} \right] = \boxed{\frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2}$$

II.3 Vecteur de Poynting et intensité lumineuse

Le vecteur de Poynting s'écrit :

$$\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{E} \wedge \left(\frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\mu_0 \omega} \right) = \frac{1}{\mu_0 \omega} \left(E^2 \vec{k} - \underbrace{(\vec{k} \cdot \vec{E}) \vec{E}}_{\equiv 0} \right) = \frac{E^2}{\mu_0 \omega} \vec{k} = \frac{E^2}{\mu_0 c} \vec{u}$$

On peut en tirer 2 conclusions :

- On notera que $\vec{\Pi}$ est parallèle à la direction de propagation \vec{k} . Ce sera toujours le cadre du programme de MP (cas des milieux isotropes). Cela illustre le fait que **l'énergie se propage dans la même direction que l'onde**.
- On peut aussi remarquer que $\vec{\Pi} = \frac{E^2}{\mu_0 c} \vec{u} = c u_{em} \vec{u}$ ce qui traduit le fait que **l'énergie des ondes électromagnétiques se propage à la vitesse c dans le vide**⁶.

En reprenant la même OPPH que précédemment : $\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - kz) \vec{u}_x$, donc

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \vec{u}_z$$

On retrouve bien le même résultat avec la notation complexe, sachant que $\vec{E} = E_0 e^{i(\omega t - kz)} \vec{u}_x$ et $\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega} = \frac{E_0}{c} e^{i(\omega t - kz)} \vec{u}_y$:

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{1}{2} \mathcal{R}e \left(\vec{E} \wedge \frac{\vec{B}^*}{\mu_0} \right) = \frac{1}{2} \mathcal{R}e \left(E_0 e^{i(\omega t - kz)} \vec{u}_x \wedge \frac{E_0}{\mu_0 c} e^{-i(\omega t - kz)} \vec{u}_y \right) = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \vec{u}_z$$

Définition

L'intensité lumineuse (ou **éclairage lumineux**) utilisée en optique est proportionnelle la valeur moyenne^a orientée du flux du vecteur de Poynting :

$$I(\text{ou } \mathcal{E}) \propto \langle \vec{\Pi} \rangle \cdot \vec{u}$$

Sa véritable expression n'est que très rarement utilisée et son unité est le Candela (aujourd'hui remplacé par le Lumen ou le Lux, qui sont deux unités dérivées). Dans le cadre du programme, nous n'aurons pas besoin de calculer une intensité absolue, et seules les intensités relatives seront importantes. La relation de proportionnalité sera donc suffisante.

a. Quel que soit le détecteur utilisé, il est impossible de détecter la valeur instantanée du champ électrique des ondes lumineuses du visible car celui-ci oscille trop vite - environ 10^{15} fois par seconde !

Dans le cas d'une OPPH, on remarquera que :

$$I(\text{ou } \mathcal{E}) \propto \langle E^2 \rangle$$

6. Voir exercice correspondant dans le TD12.

III États de polarisation des ondes électromagnétiques planes progressives harmoniques (OPPH)

III.1 Expression générale

III.2 Polarisation rectiligne (OPPH polarisée rectilignement)

Remarque

Analogie avec les ondes sur une corde : les ondes sur une corde étant également transverses, on peut se demander à quoi correspond la polarisation dans ce cas, afin d'en avoir une approche plus concrète.

L'analogie de la direction du champ \vec{E} est la direction d'oscillation d'un point de la corde, qui serait matérialisé par un nœud par exemple. La figure ci-dessous montre comment générer des ondes polarisées verticalement ou horizontalement sur une corde. On peut générer tous les types de polarisation, elliptique par exemple, selon le mouvement de l'excitateur.

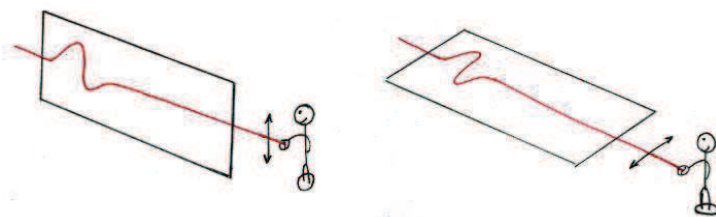


FIGURE 3 – Génération d'ondes polarisées sur une corde.

Transition : D'après l'écriture du cas général, l'OPPHPR constitue le maillon élémentaire à partir duquel, par simple superposition, on peut reconstituer toute onde électromagnétique, d'amplitude, de phase, de polarisation quelconque. Nous allons donc maintenant étudier les autres types de polarisations.

III.3 Cas général : polarisation elliptique (hors programme)

Le cas le plus général exposé en début de section correspond à une **polarisation elliptique**, et est obtenu par la superposition de deux ondes polarisées rectilignement, de même pulsation ω , selon deux directions orthogonales, le déphasage entre les deux étant quelconque :

$$\vec{E} = E_{0x}\cos(\omega t - kz)\vec{u}_x + E_{0y}\cos(\omega t - kz + \varphi)\vec{u}_y$$

où E_{0x} et E_{0y} sont deux réels positifs.

On a représenté ci-dessous les différentes polarisations possibles en fonction de la valeur de la phase relative entre les deux composantes du champ électromagnétique.

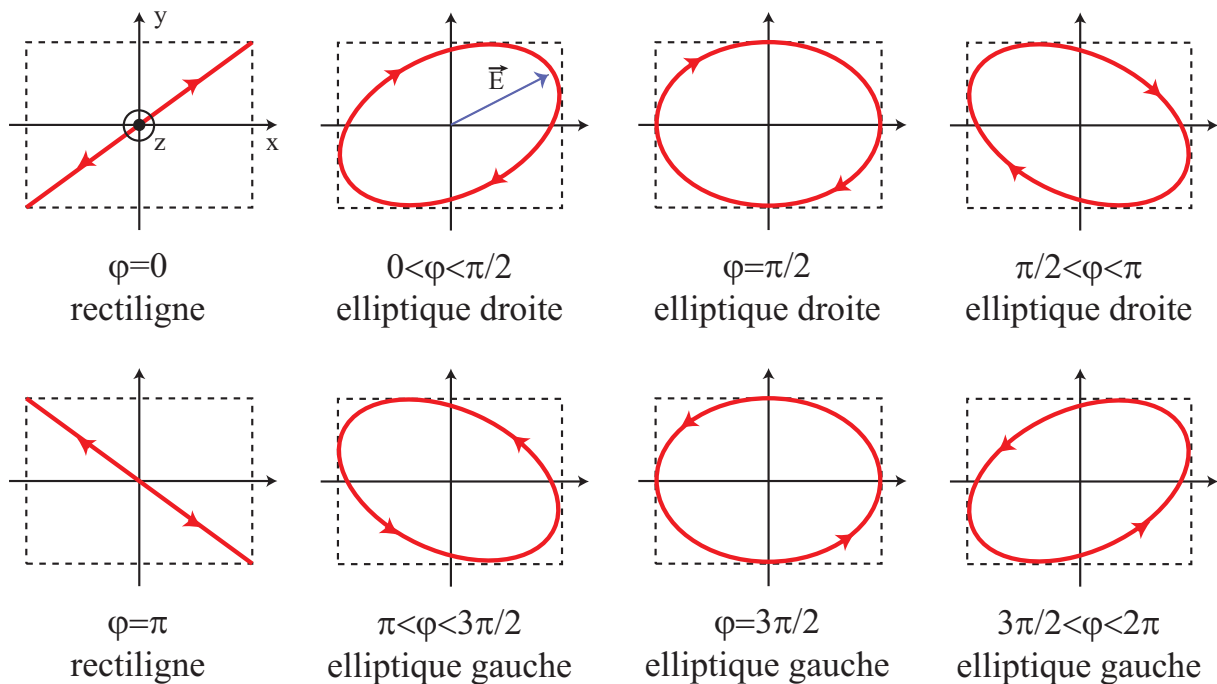


FIGURE 4 – Les différents types de polarisations dans le cas général, en fonction de la phase φ dans l'expression suivante : $\vec{E} = E_{0x}\cos(\omega t - kz)\vec{u}_x + E_{0y}\cos(\omega t - kz + \varphi)\vec{u}_y$.

III.4 Polarisation circulaire

Dans le cas particulier où $E_{0x} = E_{0y}$ et où $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$, l'ellipse précédente est un cercle, et on parle alors d'*onde polarisée circulairement*.

Les ondes *circulaires gauche* et *droite* tournent respectivement dans le sens trigonométrique et dans le sens horaire, et sont définies dans la base $(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$ par⁷ :

$$\vec{E}_{gauche} = \begin{pmatrix} E_0 \cos(\omega t - kz) \\ E_0 \sin(\omega t - kz) \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{E}_{droite} = \begin{pmatrix} E_0 \cos(\omega t - kz) \\ -E_0 \sin(\omega t - kz) \\ 0 \end{pmatrix}$$

7. On peut retenir facilement que la première onde tourne dans le sens trigonométrique car dans le plan $z = 0$, on retrouve l'équation du cercle trigonométrique avec $\theta = \omega t$.

III.5 Lumière naturelle et phénomènes de polarisation

a) Lumière naturelle

La lumière naturelle, celle produite par le soleil par exemple, est émise par des processus aléatoires, c'est à dire qu'elle contient une superposition aléatoire de toutes les polarisations ; on dit alors qu'elle est **non polarisée**.

On a représenté dans la figure ci-dessous, afin de rendre compte de la polarisation d'une superposition d'une trentaine d'ondes polarisées rectilignement, l'évolution de l'extrémité du vecteur \vec{E} , dans le temps et dans l'espace.

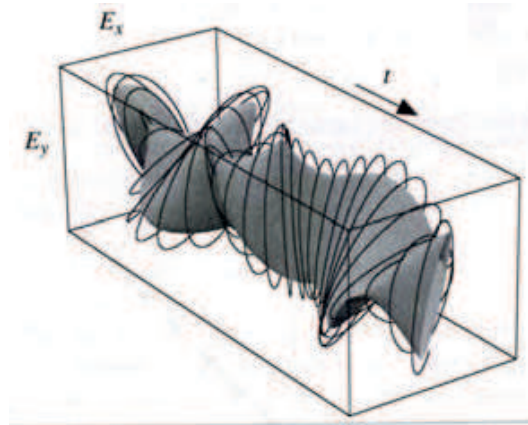


FIGURE 5 – Polarisation d'une onde résultant de la superposition d'une trentaine d'ondes polarisées rectilignement.

Remarque

|| Ce n'est pas le cas pour le laser par exemple, dans lequel l'émission peut être anisotrope, de sorte que le champ électrique d'un laser peut être émis dans une direction privilégiée. Le faisceau est alors polarisé rectilignement.

b) Les polariseurs (\neq polarisateurs !)

Un polariseur est un matériau anisotrope, c'est à dire dont les propriétés dépendent de son orientation dans l'espace. Un polariseur transmet la composante du champ électrique incident parallèle à son *axe de transmission* et arrête la composante perpendiculaire.

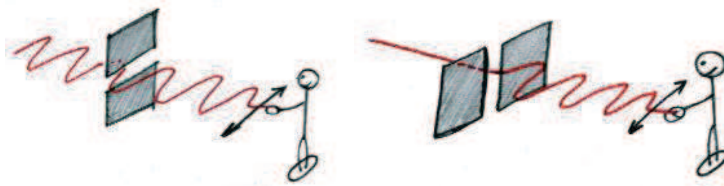


FIGURE 6 – Analogie entre l'action d'un polariseur sur une onde lumineuse et l'action d'une grille avec une onde sur une corde.

Propriété

La lumière sortant d'un polariseur est polarisée rectilignement, parallèlement à la direction de l'axe de transmission, quelle que soit la nature de la lumière incidente.

Attention : on ne cherchera pas à pousser trop loin l'analogie avec les ondes mécaniques car, comme nous le démontrerons plus tard, un polariseur laissant passer la composante **verticale** du champ électrique est constitué, au niveau microscopique, de molécules allongées dans la direction **horizontale**. En effet, les molécules absorbent la composante parallèle à leur direction et laissent passer le champ qui leur est perpendiculaire.

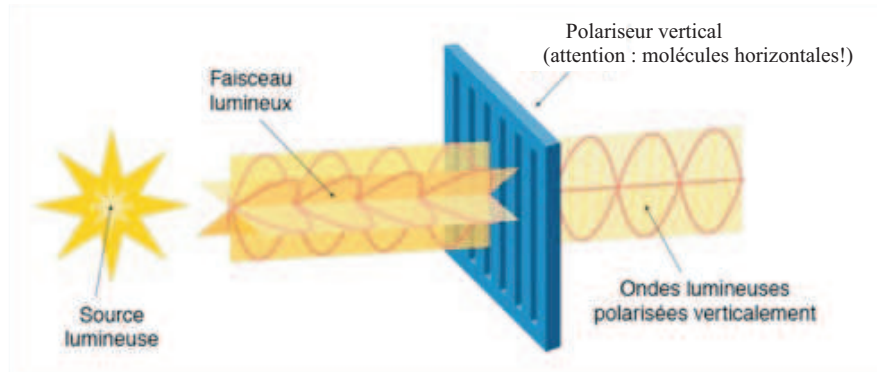


FIGURE 7 – *Lumière naturelle non polarisée incidente sur un polariseur. L'onde transmise est polarisée rectilignement suivant la direction privilégiée déterminée par l'orientation du polariseur.*

Remarque

L'œil humain^a n'est sensible qu'à la valeur moyenne du carré du champ électrique $\langle E^2 \rangle$, et ne fait donc aucune différence entre une lumière naturelle non polarisée et une lumière polarisée.

a. En revanche, l'œil de l'abeille permet de faire la différence entre les différentes polarisations, ce qui lui apporte davantage d'information sur son environnement.

Applications : L'utilisation de polariseurs est courante notamment dans les lunettes de soleil et les appareils photos (les verres utilisés, dont nous expliquerons l'intérêt plus bas, sont appelés *filtres polarisants*), dans les montres à affichage digital utilisant des cristaux liquides, dans les projections de cinéma dites "3D"⁸.

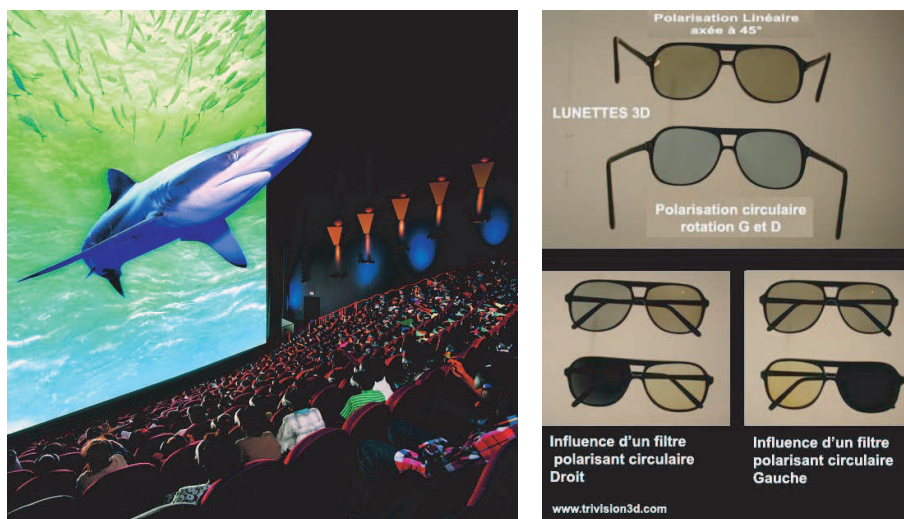


FIGURE 8 – *Principe du "cinéma 3D" : deux images polarisées différemment (soit deux polarisations rectilignes orthogonales, soit deux polarisations circulaires droite et gauche) sont soit émises soit réfléchies par l'écran du cinéma. L'utilisation de polariseurs différents sur les verres de lunettes spéciales permet au spectateur de recevoir sélectivement une image sur l'œil droit et l'autre sur l'œil gauche (cf TP correspondant). Un léger décalage spacial entre les deux prises de vue permet alors d'avoir une impression de relief dans l'image (principe de la stéréo). Sans lunettes, un spectateur voit deux images superposées et légèrement décalées.*

8. On notera que des lunettes à filtres colorés peuvent également jouer le même rôle que les lunettes polarisées.

Une autre technique similaire est utilisée dans les *stéréogrammes* : ces dessins en apparence classiques cachent en fait une forme qui apparaît en relief si l'on les regarde sans accommoder.

c) Loi de Malus

Utilisons la figure ci-dessous pour démontrer une relation entre l'intensité transmise par un polariseur et un analyseur (c'est à dire un second polariseur) faisant entre eux un angle θ , et éclairés par de la lumière non polarisée.

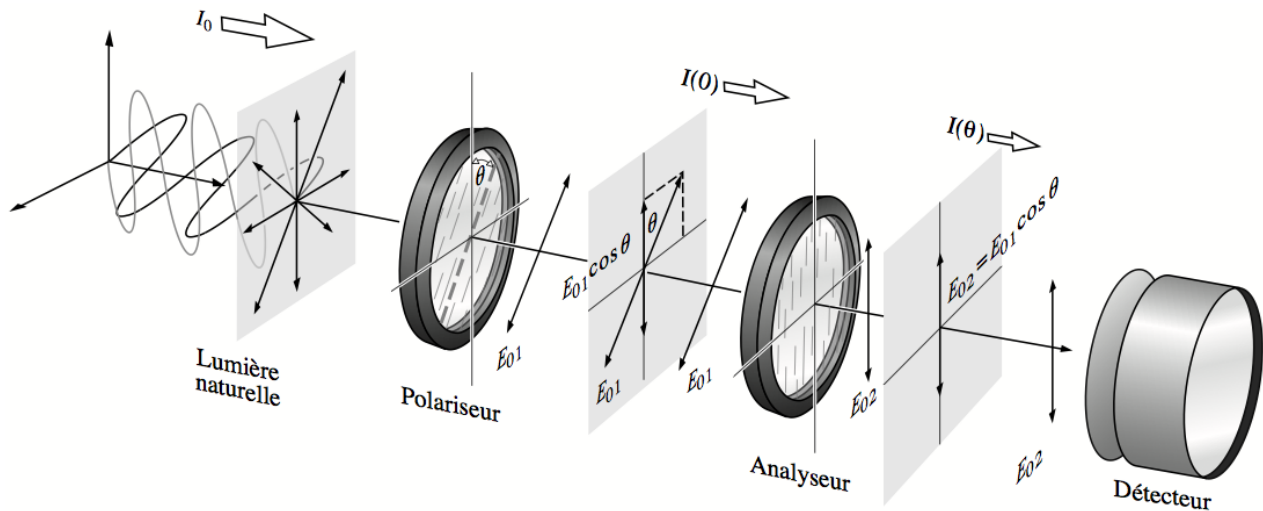


FIGURE 9 – Illustration de la loi de Malus : $I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta$. $I(\theta)$ est l'intensité reçue par un détecteur à la sortie d'un polariseur et d'un analyseur faisant un angle θ entre eux, et éclairés par de la lumière non polarisée.

d) Activité optique et pouvoir rotatoire

Une substance est dite *optiquement active* si elle fait tourner le plan de polarisation de la lumière polarisée.

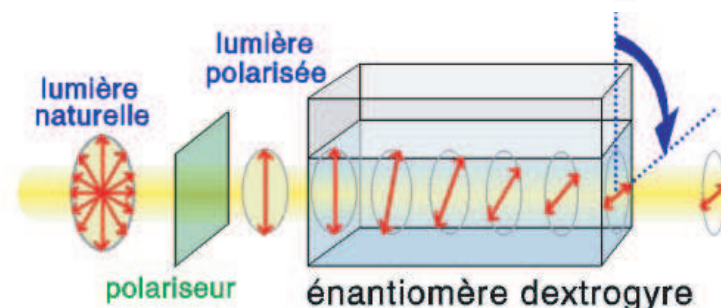
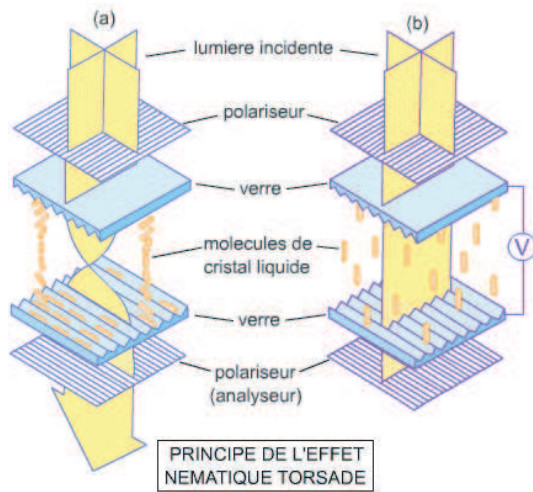


FIGURE 10 – Illustration du pouvoir rotatoire d'un énantiomère.

Remarque sur les propriétés des cristaux liquides : Les cristaux liquides sont des substances dont l'activité optique dépend de la différence de potentiel à laquelle celles-ci sont soumises. Lorsque cette différence de potentiel est suffisante, les molécules de cristal liquide se comportent comme des dipôles et s'alignent avec le champ électrique. Leur pouvoir rotatoire est alors nul dans ce cas. Les affichages digitaux de certaines montres et des écrans de calculatrice utilisent par exemple cet effet, illustré dans la figure ci-dessous.



Attention : dans la figure, les polariseurs sont représentés comme analogues à des grilles, mais on rappelle que les molécules sont orientés dans la direction perpendiculaire au niveau microscopique.

FIGURE 11 – Principe de fonctionnement des écrans à affichage digital, dits "à cristaux liquides" : a) sans présence de tension, la lumière traverse la solution, alors qu'en b), en présence d'une différence de potentiel V , aucune lumière n'est transmise par l'analyseur en sortie. c) Exemple de réveil à affichage digital.

e) Notions sur les phénomènes polarisants

Trois phénomènes naturels principaux donnent lieu à une polarisation de la lumière : la réflexion, la diffusion et la biréfringence (ou le dichroïsme). Dans chaque cas, c'est l'anisotropie du milieu qui induit le phénomène polarisant. On notera qu'aucune connaissance n'est exigible sur ces phénomènes qui ne sont qu'évoqués ici.

- Tout d'abord, lors de la réflexion d'une onde électromagnétique, les coefficients de réflexion des composantes du champ électrique sont différents. Ce phénomène polarise donc, au moins partiellement, une lumière incidente non polarisée.

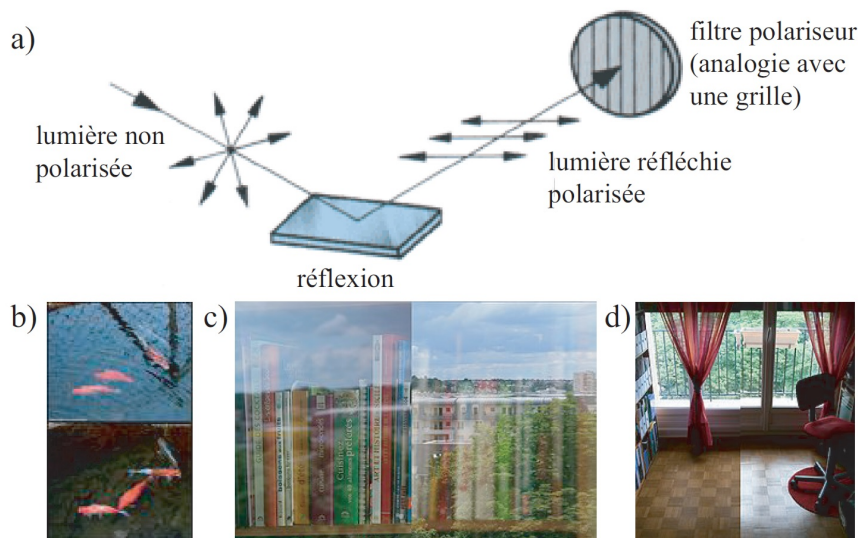


FIGURE 12 – Illustration du phénomène de polarisation par réflexion. a) La lumière naturelle se polarise partiellement par réflexion sur une surface. En utilisant un filtre polarisant sur un appareil photo, on peut ainsi "couper" les ondes réfléchies à la surface de l'eau et ne voir que la lumière diffusée (b), sur une vitre (c) ou sur un sol (d). Les photos b), c) et d) ont été prises en partie avec et en partie sans filtre polarisant.

- Le phénomène de diffusion de la lumière est également un phénomène polarisant : le ciel, dont la couleur bleue résulte d'un processus de diffusion (absorption puis réémission d'une onde issue du soleil), apparaît plus ou moins polarisé lorsqu'on le regarde au travers d'un polariseur en fonction de l'angle que fait la direction d'observation par rapport au soleil. Ceci est dû au phénomène d'émission anisotrope du phénomène de diffusion.

Nous reverrons ce phénomène dans le cours sur le rayonnement du dipôle.

- Enfin, en présence d'un milieu anisotrope, les différentes polarisations de la lumière incidente subissent un déphasage qui dépend de leur orientation par rapport au milieu. Un tel milieu possède en général deux directions intrinsèques privilégiées, donnant lieu à deux indices de réfraction suivant l'orientation de la polarisation incidente, d'où le nom de *biréfringence* (on parle aussi de *dichroïsme* lorsque ce phénomène dépend aussi de la longueur d'onde incidente, qui donne lieu à de belles irisations en lumière polarisée).

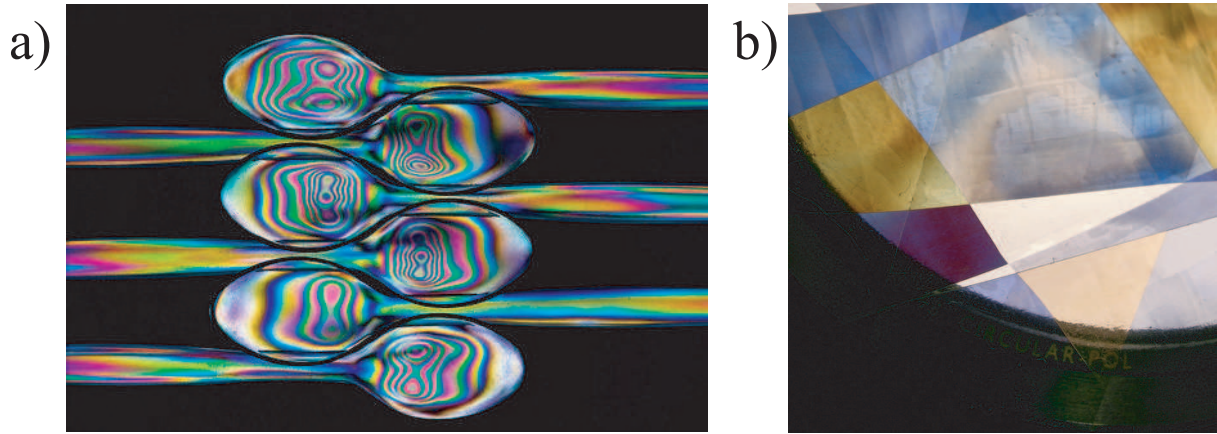


FIGURE 13 – *Polarisation par biréfringence ou dichroïsme. a) Couverts en plastiques en lumière polarisée (entre polariseur et analyseur croisés). b) Scotch en lumière polarisée. Dans les deux cas, les fibres plastiques sont anisotropes et transmettent différemment les différentes polarisations suivant leur orientation.*

Conclusion

Le chapitre suivant est dédié à la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux dispersifs ou absorbants, pour lesquels la relation de dispersion $k = f(\omega)$ ne sera plus nécessairement linéaire, et le vecteur d'onde k sera potentiellement complexe.