OPTIQUE 6 :
Modèle ondulatoire de la lumière

École Centrale Pékin

Année 3

Table des matières

L'optique géométrique, fondée sur la seule notion de rayons lumineux, est un modèle qui ne peut pas rendre compte des phénomènes suivants : les interférences ainsi que la diffraction. Il nous faut perfectionner ce modèle en introduisant la notion d'**onde lumineuse**.

1 Approximation scalaire de l'électromagnétisme : l'onde lumineuse

1.1 Les capteurs optiques usuels

1.1.1 Temps de réponse

Les capteurs optiques sont caractérisés par **leur temps de réponse** τ qui est le temps minimum qui doit séparer deux signaux pour qu'ils soient perçus individuellement. Donnons quelques ordres de grandeur :

capteur	temps de réponse τ
l'œil	$\sim 0,1$ s
une pellicule photographique	$\sim 10^{-4} - 10^{-2}$ s
une photodiode (cf. figure 1)	$\sim 10^{-6}$ s
un capteur CCD (cf. figure 2)	$\sim 10^{-2}$ s

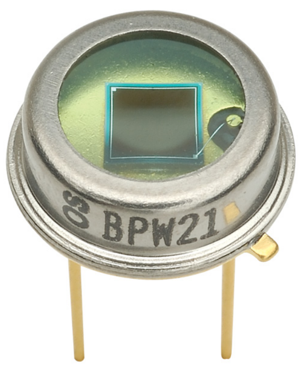


FIGURE 1 – Photodiode

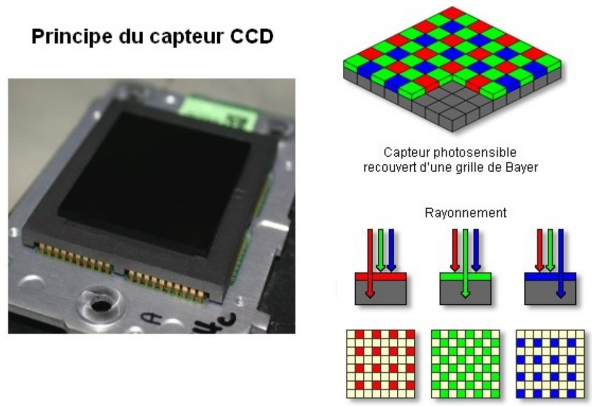


FIGURE 2 – Capteur CCD composé de photorécepteurs captant le rouge, le vert ou le bleu

1.1.2 Puissance mesurée par le capteur

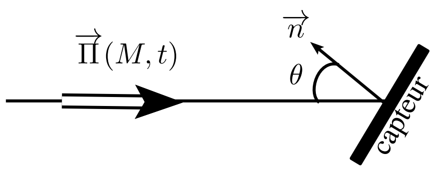
Les capteurs optiques ne sont sensibles qu'à la valeur moyenne sur leur temps de réponse τ de la puissance lumineuse qu'ils reçoivent définie comme :

$$\left|\left\langle \underbrace{\vec{\Pi}(M,t)}_{=\varepsilon_0 c E^2(M,t)\vec{u}} \cdot \vec{n} \right\rangle_\tau\right| = \varepsilon_0 c \cos\theta \left|\left\langle E^2(M,t)\right\rangle_\tau\right|$$

avec :

— $\vec{\Pi}(M,t)$ le vecteur de Poynting : $\vec{\Pi}(M,t) = \varepsilon_0 c E^2(M,t)\vec{u}$ dans le modèle d'onde plane progressive;

— $\vec{n}$ une normale à la surface sensible du capteur (cf. figure ci-dessous).



C'est la raison pour laquelle le **temps de réponse** est aussi nommé **temps d'intégration** du capteur.
On fait le choix de $\theta = cste$ (généralement $\theta = 0$) de sorte que $\left|\left\langle \vec{\Pi}(M,t) \cdot \vec{n} \right\rangle_\tau\right| \propto \left|\left\langle E^2(M,t)\right\rangle_\tau\right|$.

A priori, différents récepteurs pourraient capter une information différente pour une même onde car les valeurs de τ diffèrent. Cependant, pour la lumière visible, l'ordre de grandeur de la période de la vibration est $T = 10^{-14}$ s tandis que pour les détecteurs classiques, l'ordre de grandeur du temps d'intégration τ du récepteur est nettement supérieure. Il s'en suit que **la plupart des récepteurs sont sensibles à la valeur moyenne (sur la période de l'onde lumineuse) de la puissance lumineuse qu'ils reçoivent**.

1.2 Définition et propriétés l'onde lumineuse

1.2.1 La lumière non polarisée dite *lumière naturelle*

La plupart des sources lumineuses naturelles (en particulier, les sources thermiques et les lampes spectrales : cf. paragraphe **??**) émettent des ondes électromagnétiques qui sont la superposition aléatoire d'un grand nombre d'O.P.P.H. indépendantes **de polarisations différentes**. Il n'est en général pas possible de suivre les évolutions de la direction du champ électrique $\vec{E}(M,t)$ dans le plan orthogonal à la direction de propagation de l'onde ; la direction du champ électrique semble évoluer de manière aléatoire dans ce plan (cf. figure 3). Dans une telle situation, on parle de **lumière naturelle** ; on dit encore que la lumière observée est **non polarisée**.

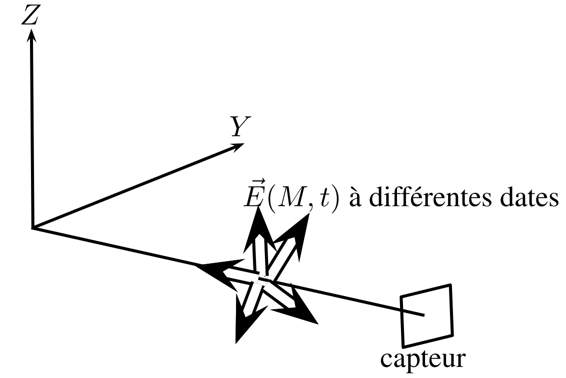


FIGURE 3 – Lumière naturelle se dirigeant selon l'axe X

1.2.2 Approximation scalaire : définition de l'onde lumineuse

Sans perte de généralité, **dans un milieu isotrope**, si l'on note $\vec{u}_x$ la direction de propagation de la lumière au niveau du capteur alors puisque chaque O.P.P.H. est transverse :

$$\langle \|\vec{E}(M,t)\|^2 \rangle = \underbrace{\langle E_x(M,t)^2 \rangle}_{=0} + \langle E_y(M,t)^2 \rangle + \langle E_z(M,t)^2 \rangle$$

Les deux composantes $E_y(M,t)$ et $E_z(M,t)$ sont indépendantes mais vérifient les mêmes relations pour la propagation, l'atténuation, le déphasage, etc. de sorte que

$$\langle E_y(M,t)^2 \rangle = \langle E_z(M,t)^2 \rangle$$

Ainsi, lorsque le dispositif optique ne modifie pas l'état de polarisation naturelle de la lumière [1], tout se passe comme si on pouvait ne considérer qu'une seule de ces deux composantes, quitte à multiplier ensuite tous les résultats par deux : **c'est ce qu'on appelle l'approximation scalaire, dans laquelle on décrit la grandeur lumineuse par l'oscillation d'une seule onde, scalaire et non plus vectorielle.**

> **Approximation scalaire :** Lorsqu'un dispositif optique n'introduit aucun effet de polarisation et est utilisé en lumière non polarisée, on remplace l'étude du champ électromagnétique $(\vec{E}(M,t); \vec{B}(M,t))$ par celle d'une grandeur vibrante unique : par exemple la projection selon sa direction actuelle du champ de polarisation, appelée **état vibratoire (ou onde lumineuse)** notée $s(M,t)$.

1. On n'observera donc d'effets liés à la polarisation de l'onde électromagnétique qu'en présence de dispositifs polarisants, ou en présence de sources particulières (certains lasers sont des sources de lumière polarisée).

1.2.3 Théorème de superposition

Théorème de superposition : Considérons un ensemble de N sources de lumière chacune émettant au point M une onde lumineuse $s_i(M,t)$. **À condition que les directions de propagation des ondes lumineuses soient proches**[a], l'onde résultante en M à l'instant t est la somme de chacune de ces ondes :

$$\boxed{s(M,t) = \sum_{i=1}^{i=N} s_i(M,t)}$$

[a] Cette hypothèse est en particulier vérifiée si on travaille dans les conditions de GAUSS.

<u>**Cas $N=2$:**</u> soient deux rayons lumineux se coupant en un point M. On définit :

- l'onde lumineuse $s_i(M,t)$ comme la composante du champ électrique orthogonale à chaque rayon située dans le plan des deux rayons
- le champ au point M : $\vec{E}_{i,\parallel}(M,t) = s_i(M,t)\vec{e}_i$

La linéarité des équations de Maxwell permet d'affirmer qu'au point M, la composante du champ électrique située dans le plan contenant les deux rayons est :

$$\vec{E}_{\parallel}(M,t) = \vec{E}_{1,\parallel}(M,t) + \vec{E}_{2,\parallel}(M,t) = s_1(M,t)\vec{e}_1 + s_2(M,t)\vec{e}_2$$

On peut affirmer que $\vec{E}_{\parallel}(M,t) = (s_1(M,t)+s_2(M,t))\,\vec{e}$ si et seulement si $\vec{e}_1 \approx \vec{e}_2 \approx \vec{e}$ c'est-à-dire si l'angle entre les deux rayons est faible. **Ce sera le cas dans les exemples que nous rencontrerons.** Sinon (si on ne peut pas confondre $\vec{e}_1$ et $\vec{e}_2$), on ne peut pas s'affranchir du caractère vectoriel des ondes électromagnétiques.

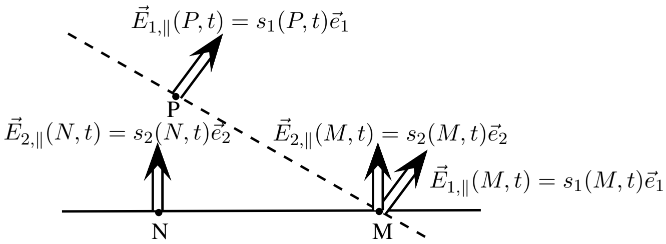


FIGURE 4 – Addition de deux ondes au point M.

1.3 Éclairement et intensité lumineuse

1.3.1 Éclairement

Définition : On appelle éclairement, noté $\mathcal{E}(M)$, la moyenne temporelle (sur le temps d'intégration τ du détecteur) de la puissance lumineuse surfacique reçue au point M à une constante multiplicative K près :

$$\boxed{\mathcal{E}(M) = K\left\langle s^2(M,t)\right\rangle_\tau} \quad \underline{\text{unité}} : \mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-2}$$

Pour la plupart des capteurs $\tau \gg T$ de sorte que :

$$\boxed{\mathcal{E}(M) = K\left\langle s^2(M,t)\right\rangle_T} \quad \textbf{indépendant du capteur}$$

1.3.2 Intensité lumineuse

L'intensité lumineuse est une grandeur photométrique définie à l'aide d'un étalon de mesure. Sa définition précise ne relève pas du cours : elle se calcule comme l'éclairement en remplaçant K par une constante tabulée. Certains énoncés d'exercices parlent indifféremment d'intensité lumineuse ou d'éclairement.