

OPTIQUE 6 :

Modèle ondulatoire de la lumière

École Centrale Pékin

Année 3

Table des matières

3 Sources lumineuses	2
3.1 Densité spectrale d'éclairement d'une source de lumière	2
3.2 Différents types de sources lumineuses	2

3 Sources lumineuses

3.1 Densité spectrale d'éclairement d'une source de lumière

La source parfaitement monochromatique (émettant l'onde lumineuse $s(M, t) = A(M) \cos(2\pi\nu t - \varphi(M))$) est un modèle commode pour les calculs mais qui ne suffit pas à rendre compte de tous les phénomènes expérimentaux. En fait, toute onde lumineuse *réelle* peut être décomposée en une somme continue de signaux monochromatiques :

$$s(M, t) = \int_{\nu=0}^{\nu=+\infty} a(M, \nu) \cos(2\pi\nu t - \varphi(M, \nu)) d\nu$$

L'éclairement émis par une source en un point M est alors la somme des éclairements au point M dus aux différentes composantes monochromatiques.

Définition : On définit la **densité spectrale d'éclairement en fréquence** notée $e_\nu(\nu)$ de sorte que la contribution à l'éclairement des composantes monochromatiques dont la fréquence se trouve dans l'intervalle infinitésimal $[\nu; \nu + d\nu]$ noté $d\mathcal{E}(\nu)$ soit :

$$d\mathcal{E} = e_\nu(\nu) d\nu$$

L'éclairement total de la source est donc $\mathcal{E}_0 = \int_{\nu=0}^{+\infty} e_\nu(\nu) d\nu$.

Remarque : On peut définir de la même manière la **densité spectrale d'éclairement en longueur d'onde** $e_\lambda(\lambda)$ ou encore la **densité spectrale d'éclairement en nombre d'onde** $e_\sigma(\sigma)$ en remplaçant ν par λ ou σ dans la définition ci-dessus

Relation entre les densités spectrales d'éclairement : sachant que $\lambda = \frac{1}{\sigma} = \frac{c}{\nu}$, on peut écrire :

$$e_\lambda(\lambda) = \sigma^2 e_\sigma(\sigma) = \frac{\nu^2}{c} e_\nu(\nu)$$

Démonstration. En effet, on a en valeur absolue (car si $d\lambda > 0$ alors $d\sigma < 0$) :

$$|d\mathcal{E}| = e_\lambda(\lambda) |d\lambda| = e_\sigma(\sigma) |d\sigma| \Leftrightarrow e_\lambda(\lambda) = e_\sigma(\sigma) \left| \frac{d\sigma}{d\lambda} \right|$$

Or comme $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ on a $\frac{d\sigma}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda^2} = -\sigma^2$. On obtient donc bien : $e_\lambda(\lambda) = \sigma^2 e_\sigma(\sigma)$ □

3.2 Différents types de sources lumineuses

La densité spectrale d'éclairement dépend du type de source utilisée : chaque type de source lumineuse a un profil spectral différent.

3.2.1 Les sources thermiques

Comme vu au chapitre 1, il existe des sources lumineuses thermiques basée sur le principe d'incandescence : tout corps chauffé émet un rayonnement lumineux. Ce sont des sources polychromatiques qui émettent un spectre continu. La densité spectrale d'éclairement d'une telle source modélisée par un corps noir à la température T est alors :

$$e_\lambda(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) - 1}$$

où h désigne la constante de Planck, c la célérité des ondes dans le vide et k_B la constante de Boltzmann.

3.2.2 Les sources quasi-monochromatiques à émission atomique

• Train d'onde et temps de cohérence :

Ce type de source repose sur l'émission spontanée ou stimulée de photon d'énergie $h\nu$ lors de la désexcitation d'un atome. Cette émission est de durée finie, dont la valeur moyenne τ_c est nommée **temps de cohérence**. L'onde lumineuse émise est alors une sinusoïde tronquée de durée τ_c : on la nomme **train d'ondes** (cf. figure 1). L'atome désexcité subit, à une date non prévisible, une nouvelle excitation et émet un nouveau train d'ondes, etc. L'allure de la vibration lumineuse est alors présentée figure 2.

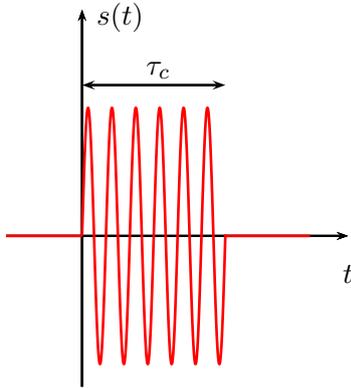


FIGURE 1 – Un train d'ondes

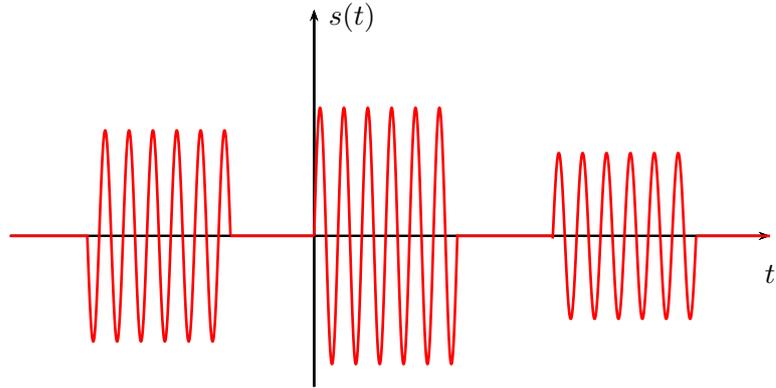


FIGURE 2 – Une succession de trains d'ondes

On peut alors résumer la situation ainsi :

- un atome émet une onde lumineuse sous forme d'une succession de **trains d'ondes**.
- en première approximation, les trains d'ondes sont des sinusoïdes tronquées de durée moyenne τ_c nommée **temps de cohérence**.
- la phase à l'origine de chaque train d'ondes est aléatoire.

• Spectre du train d'onde :

Le spectre de l'onde lumineuse $s(t)$ est de largeur finie $\Delta\nu$ car l'émission est de durée finie. On peut conclure que l'atome n'est pas la source d'une onde monochromatique : il produit une onde **quasi-monochromatique** c'est-à-dire une onde dont le spectre en fréquence prend des valeurs non négligeables dans un intervalle de fréquence $\Delta\nu \ll \nu_0$ centré sur ν_0 (ou dans un intervalle de longueur d'onde $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ centré sur λ_0) : on parle d'une **raie** (cf. figure 3).

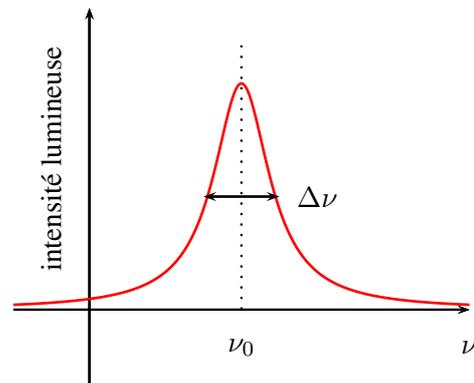


FIGURE 3 – Raie spectrale de largeur $\Delta\nu$

On peut décrire la situation ainsi :

- le spectre d'un atome est constitué de raies de largeur $\Delta\nu$ centrée en ν_0 .
- la largeur de la raie est reliée au temps de cohérence : $\tau_c \cdot \Delta\nu \approx 1$ ^a
- on a alors :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \ll 1$$

a. la démonstration est hors programme et repose sur la transformée de Fourier

• Longueur de cohérence :

Définition : La **longueur de cohérence** l_c est la distance parcourue par l'onde à la célérité c de la lumière dans le vide pendant la durée de cohérence τ_c .

$$l_c \triangleq c\tau_c$$

Pour l'onde lumineuse quasi-monochromatique, il vient :

$$l_c = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$$

On remarque que plus la raie est "large" (c'est-à-dire plus $\Delta\lambda$ est grand), plus la longueur de cohérence diminue.

• Exemples de sources quasi-monochromatiques :

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les sources qui reposent sur l'émission atomique sont :

- les lampes spectrales basées sur l'émission spontanée. Avec un filtre on peut sélectionner une seule raie et considérer la source comme quasi-monochromatique. La largeur des raies est alors typiquement de $10^{-2} \text{ nm} < \Delta\lambda < 10^{-1} \text{ nm}$ et la longueur de cohérence est $1 \text{ mm} < l_c < 1 \text{ cm}$
- les LASER basées sur l'émission stimulée. Cette source ne possède qu'une seule raie et est donc directement quasi-monochromatique. Cette raie est fine et la longueur de cohérence est grande : $l_c \approx 30 \text{ cm}$ pour le LASER du laboratoire d'optique pouvant aller jusqu'à $l_c \approx 30 \text{ km}$ en laboratoire de recherche.