



**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université Dr. Tahar Moulay de Saida**  
**Faculté de Technologie**

**Département d'Electronique**

**Polycopié intitulé**

**Rayonnements non ionisants**  
**Cours et exercices**

**Présenté par**

**Dr. Ameer DAHANI**

**Maître de conférences au département d'électronique**

**Octobre 2022**

## *Avant-propos*

Ce polycopié pédagogique est principalement destiné aux étudiants de master 1 en génie biomédical du cycle universitaire LMD, mais il constitue également un support de base pour tous les étudiants et enseignants qui sont intéressés par l'étude des rayonnements et leurs effets sur la matière et en particulier le corps humain.

Ce polycopié expose des définitions des différents rayonnements, leur classification et leurs effets sur la matière en général et le corps humain en particulier. Les différents rayonnements non ionisants sont traités en détails avec des exercices d'application en fin de chaque chapitre pour une meilleure compréhension.

# ***Table des matières***

## ***Introduction***

### ***Chapitre I : Généralités et classification des rayonnements non ionisants***

I.1-Rayonnement électromagnétique : Nature et propagation

I.1.1-Les ondes électromagnétiques

I.1.2-Rayonnement et énergie

I.1.3-Le spectre électromagnétique

I.2 Structure du rayonnement

I.2.1-La mesure du rayonnement

I.2.2- Les rayonnements non ionisants (RNI)

I.3- Classification des Rayonnements non-ionisants

I.4-Le rayonnement et l'atmosphère

I.4.1-Introduction

I.4.2-Absorption et transmission atmosphériques

I.4.3-Diffusion atmosphérique

Exercice

Solution

### ***Chapitre II : Propriétés physiques des rayonnements non ionisants***

II.1-Définition

II.2 Généralités sur les rayonnements non ionisants

II.2.1 Classification

II.2.2 Sources primaires et secondaires de REM non ionisants

II.2.3 Les lois d'émission du rayonnement thermique

Exercice

Solution

### ***Chapitre III : Les rayonnements ultraviolets***

III.1- Définitions

III.2- Les rayons solaires

III.3- Effets nocifs des UV sur l'organisme

III.4- Indices de protection

III.5- L'utilité des UV pour la santé

III.6- Sources d'UV autres que le soleil et applications diverses

III.7- Réglementations et normes

III.8- Unités et quelques chiffres

III.9- Production de mélanine

III.10- Traitements des eaux

Exercice

Solution

Références bibliographiques

## ***Chapitre IV : Les rayonnements visibles***

IV.1 Introduction

IV.2 Nature de la lumière

IV.3 Interaction de la lumière et de la matière

IV.4 la physiologie de la vision humaine.

IV.4.1 Vision des couleurs

Exercice

Solution

Références bibliographiques

## ***Chapitre V : Les rayonnements Infrarouges***

V.1 Introduction

V.2 Généralités sur les infrarouges

V.3. Définition

V.4 Sources de l'IR

V.4.1 Source Naturel

V.4.2 Sources Artificiels

V.5 Différents types des rayons IR

V.5.1 Infrarouge proche

V.5.2 Infrarouge moyen

V.5.3 Infrarouge lointain

V.6. Les détecteurs IR

V.6.1 Fonction

V.6.2 Constitution et principe de fonctionnement

V.6.3 Les types de détecteurs

V.6.5 L'influence De L'environnement

V.6.6 Les avantages et les inconvénients

V.7 Les effets des IR «effets biologiques»

V.8 Application d'un IR dans le médical

Exercice

Solution

Références bibliographiques

## ***Chapitre VI : Le rayonnement LASER***

VI.1 Définition et propriétés de l'effet laser

VI.2 Conditions de l'effet laser

VI.2.1 Les mécanismes mis en jeu : émission, absorption, pompage

VI.2.1.1. Introduction

VI.2.1.2 Description des mécanismes d'émission-absorption

VI.2.1.3 Les compétitions entre les 3 mécanismes

VI.2.1.4 Inversion de population et pompage

VI.2.1.5 Les systèmes spectroscopiques qui "marchent" pour faire un laser

- VI.3 Le rôle de la cavité
  - VI.3.1 Introduction
  - VI.3.2 Qualité spatiale du faisceau laser en sortie
  - VI.3.3 Conclusion
  - VI.3.4 Spectre d'un oscillateur laser
  - VI.3.5 Conditions sur la cavité
    - VI.3.5.1 Introduction
    - VI.3.5.2 Condition sur le gain
    - VI.3.5.3 Conclusion
    - VI.3.5.4 Condition sur la fréquence
- VI.4 Les différents régimes de fonctionnement temporels
  - VI.4.1 Introduction
  - VI.4.2 Le régime déclenché
  - VI.4.3 La synchronisation des modes en phase
  - VI.4.4 Les autres régimes temporels
- VI.5 Les différents types de laser
  - VI.5.1 Introduction
  - VI.5.2 Les lasers à gaz
  - VI.5.3 Les lasers à colorant
  - VI.5.4 Les lasers à solide
    - VI.5.4.1 Introduction
    - VI.5.4.2 Les diodes laser
    - VI.5.4.3 Les lasers solides autres
- VI.6 Etude de cas: Laser Nd : YAG pompé par diode
  - VI.6.1 Introduction
  - VI.6.2 Spectroscopie de l'ion néodyme
    - VI.6.2.1 Présentation des niveaux d'énergie
    - VI.6.2.2 Peuplement des "niveaux du bas" à température ambiante
    - VI.6.2.3 Le système fonctionnant à 1064 nm pompé par diode à 808 nm
  - VI.6.3 Le milieu amplificateur pompé par diode
    - VI.6.3.1 Description expérimentale
  - VI.6.4 La mise en cavité du cristal de Nd :YAG
    - VI.6.4.1 Introduction
    - VI.6.4.2 Puissance de pompe au seuil
      - VI.6.4.2.1 Transmission du miroir de sortie
      - VI.6.4.2.2 Puissance de pompe au seuil d'oscillation
      - VI.6.4.2.3 Pourquoi faire des faisceaux si petits ?
    - VI.6.4.3 Sélection de la transition laser à 1064 nm, choix des miroirs diélectriques
    - VI.6.4.4 Choix du rayon de courbure du miroir, mode laser dans la cavité
  - VI.6.5 Mise en œuvre du laser
    - VI.6.5.1 La diode laser pour le pompage
    - VI.6.5.2 Le laser Nd :YAG
  - VI.6.6 Puissance de sortie
    - VI.6.6.1 Allure du gain

VI.6.6.2 Expression de la puissance de sortie

VI.7 Laser au dioxyde de carbone

Question de cours avec réponses

Bibliographie

***Bibliographie***

# Introduction

Le rayonnement est le processus d'émission ou de propagation d'énergie et de quantité de mouvement impliquant une onde ou une particule. On peut distinguer les rayonnements corpusculaires (ou particuliers) par le type de particule auquel ils sont associés. Il peut par exemple s'agir de neutrons, de protons, d'électrons (ou de positrons), de particules alpha, de photons, de neutrinos ou de muons. Il existe également des rayonnements ondulatoires, comme le rayonnement électromagnétique (rayons X, lumière visible, etc.), rayonnement acoustique (ou sonore), correspondent à la propagation d'énergie sous la forme d'une onde, ici une onde mécanique; rayonnement gravitationnel (ondes gravitationnelles).

La dualité onde-particule enseigne que décrire un objet quantique nécessite de le considérer à la fois comme une particule et une onde. Ainsi, un rayonnement électromagnétique, peut être considéré comme un flux de photons ou comme la propagation d'une onde électromagnétique.

Les rayonnements électromagnétiques et les rayonnements corpusculaires peuvent être classés selon leur effet sur la matière en ionisants et non ionisants. Un rayonnement ionisant est un rayonnement électromagnétique ou corpusculaire capable de produire directement ou indirectement des ions lors de son passage à travers la matière. Ces rayonnements peuvent être produits par la radioactivité d'atomes tels que l'uranium ou le plutonium. Ils ont des applications dans les domaines de la défense, de la santé, de la production d'électricité, etc. Pour les organismes vivants, les rayonnements ionisants peuvent être nocifs, voire mortels en cas de dose élevée. Les rayons ionisants sont de natures et de sources variées. Leurs propriétés dépendent de la nature des particules constitutives du rayonnement et de leur énergie. Par contre, Un rayonnement non ionisant est un rayonnement dont l'énergie électromagnétique transportée par chaque quantum est insuffisante pour ioniser des atomes ou des molécules (c'est-à-dire pour arracher complètement un électron d'un atome ou d'une molécule). Ce sont les rayonnements du proche ultraviolet, la lumière visible, l'infrarouge, les micro-ondes et les ondes radio. La région précise du spectre où le rayonnement devient considéré comme "ionisant" n'est pas nettement définie, car différentes molécules et atomes s'ionisent à des énergies différentes (ainsi, parmi les rayonnements cités comme non ionisants, les plus énergétiques, proche ultraviolet notamment, peuvent parfois ioniser quelques molécules). Les définitions usuelles suggèrent que le rayonnement dont les énergies de particules ou de photons sont inférieures à 10 électronvolts soit considéré comme non ionisant. Un autre seuil suggéré est de 33 électronvolts (énergie nécessaire pour ioniser les molécules d'eau).

Le rayonnement solaire arrivant à la surface de la terre est essentiellement composée de rayonnements non ionisants car largement filtré par le champ magnétique terrestre et par l'atmosphère terrestre (en particulier par l'oxygène et la couche d'ozone). Il reste néanmoins un rayonnement ultraviolet capable d'induire d'importantes réactions photochimiques dans l'air, et de provoquer des dommages moléculaires (du coup de soleil au mélanome), en générant des radicaux libres.

Dans ce cours on s'intéresse plus particulièrement aux rayonnements non ionisants. On exposera en détaille chaque type du rayonnement ionisant tel que le rayonnement ultraviolet, rayonnement visible, rayonnement LASER, rayonnement infrarouge, onde sonore...etc.

# Chapitre I

## Généralités et classification des rayonnements non ionisants

### I.1 Rayonnement électromagnétique : Nature et propagation

Le rayonnement électromagnétique correspond à l'ensemble des radiations émises par une source qui peut être soit le soleil, soit la surface terrestre ou océanique ou l'atmosphère, ou bien encore le capteur satellitaire lui-même, sous forme d'ondes électromagnétiques ou de particules. Ce chapitre exposera une représentation générale du rayonnement électromagnétique et sa classification en fonction de sa longueur d'onde et de son caractère ionisant et non ionisant.

#### I.1.1 Les ondes électromagnétiques

Une onde électromagnétique comporte à la fois *un champ électrique* et un champ magnétique oscillant à la même fréquence. Ces deux champs, perpendiculaires l'un par rapport à l'autre se propagent dans un milieu selon une direction orthogonale Fig. I. 1. La propagation de ces ondes s'effectue à une vitesse qui dépend du milieu considéré. Dans le vide, la vitesse de propagation est égale à  $3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$ .

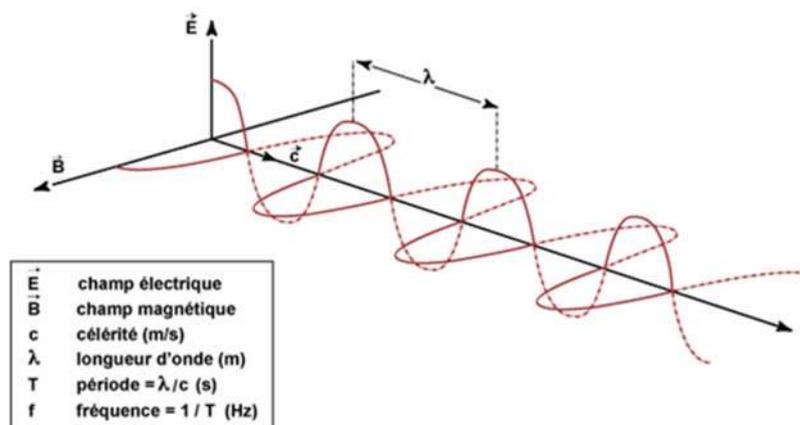


Fig. I.1 : Nature et propagation d'une onde électromagnétique

Une onde électromagnétique est caractérisée par plusieurs grandeurs physiques :

- **La longueur d'onde (  $\lambda$  )** : elle exprime le caractère oscillatoire périodique de l'onde dans l'espace. C'est la longueur d'un cycle d'une onde, la distance séparant deux crêtes successives. Elle est mesurée en mètre ou en l'un de ses sous-multiples, les ondes électromagnétiques utilisées en télédétection spatiale ayant des longueurs d'onde relativement courtes.
- **La période (T)** : elle représente le temps nécessaire pour que l'onde effectue un cycle. L'unité est la seconde.
- **La fréquence (v)** : inverse de la période, elle traduit le nombre de cycles par unité de temps. Elle s'exprime en Hertz (Hz) - un Hz équivaut à une oscillation par seconde - ou en multiples du Hertz, les ondes électromagnétiques utilisées en télédétection spatiale ayant des fréquences très élevées:

Longueur d'onde et fréquence sont inversement proportionnelles et unies par la relation suivante:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

où  $\lambda$  : longueur d'onde de l'onde électromagnétique

$c$  : vitesse de la lumière ( $3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ )

$\nu$  : la fréquence de l'onde

Par conséquent, plus la longueur d'onde est petite, plus la fréquence est élevée, et réciproquement.

### I.1.2 Rayonnement et énergie

Les échanges d'énergie portée par le rayonnement électromagnétique qui ont lieu entre le soleil et le système terre-océan-atmosphère ne se font pas de manière continue, mais de façon discrète, sous forme de paquets d'énergie, véhiculés par des corpuscules élémentaires immatériels, les photons. Chaque photon transporte ainsi un quantum d'énergie proportionnel à la fréquence de l'onde électromagnétique considérée ; cette énergie est d'autant plus grande que la fréquence est élevée.

La relation suivante exprime la quantité d'énergie associée à un photon en fonction de la fréquence de l'onde:

$$E = h \nu$$

où :  $E$  : l'énergie de l'onde électromagnétique

$\nu$  : la fréquence de l'onde

$h$  : la constante de Planck ( $6,625 \cdot 10^{-34}$  J.s)

Ainsi, les rayonnements électromagnétiques de courte longueur d'onde ou de fréquence élevée véhiculent davantage d'énergie que les rayonnements de grande longueur d'onde ou de basse fréquence.

### I.1.3 Le spectre électromagnétique

Le spectre électromagnétique représente la répartition des ondes électromagnétiques en fonction de leur longueur d'onde, de leur fréquence ou bien encore de leur énergie Fig. I.2.

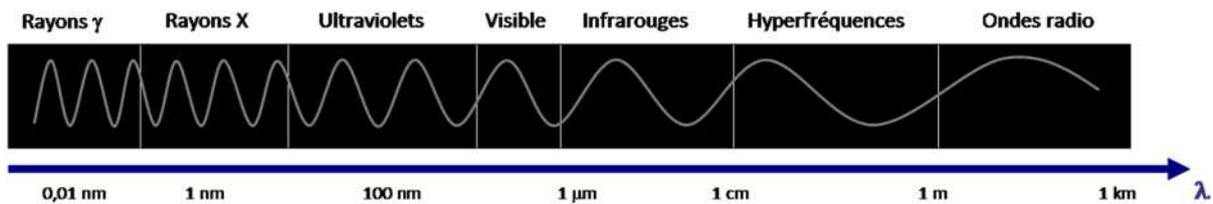


Fig. I.2 : Le spectre électromagnétique

En partant des ondes les plus énergétiques, on distingue successivement :

- **Les rayons gamma ( $\gamma$ )** : ils sont dus aux radiations émises par les éléments radioactifs. Très énergétiques, ils traversent facilement la matière et sont très dangereux pour les cellules vivantes. Leurs longueurs d'onde s'étendent d'un centième de  $10^{-14}$  m à  $10^{-12}$  m.
- **Les rayons X** : rayonnements très énergétiques traversant plus ou moins facilement les corps matériels et un peu moins nocifs que les rayons gamma, ils sont utilisés notamment en médecine pour les radiographies, dans l'industrie (contrôle des bagages dans le transport aérien), et dans la recherche pour l'étude de la matière (rayonnement synchrotron). Les rayons X ont des longueurs d'onde comprises entre  $10^{-12}$  m et  $10^{-8}$  m.
- **Les ultraviolets** : rayonnements qui restent assez énergétiques, ils sont nocifs pour la peau. Heureusement pour nous, une grande part des ultraviolets est stoppée par l'ozone atmosphérique qui sert de bouclier protecteur des cellules.

Leurs longueurs d'onde s'échelonnent de  $10^{-8}$  m à  $4.10^{-7}$  m.

- **Le domaine visible** : correspond à la partie très étroite du spectre électromagnétique perceptible par notre œil. C'est dans le domaine visible que le rayonnement solaire atteint son maximum ( $0,5 \mu\text{m}$ ) et c'est également dans cette portion du spectre que l'on peut distinguer l'ensemble des couleurs de l'arc en ciel, du bleu au rouge.

Il s'étend de  $4.10^{-7}$  m (*lumière bleue*) à  $8.10^{-7}$  m (*lumière rouge*).

- **L'infrarouge** : rayonnement émis par tous les corps dont la température est supérieure au zéro absolu ( $-273^\circ\text{C}$ ).

En télédétection, on utilise certaines bandes spectrales de l'infrarouge pour mesurer la température des surfaces terrestres et océaniques, ainsi que celle des nuages.

La gamme des infrarouges couvre les longueurs d'onde allant de  $8.10^{-7}$  m à  $10^{-3}$  m.

- **Les ondes radar ou hyperfréquences** : Cette région du spectre est utilisée pour mesurer le rayonnement émis par la surface terrestre et s'apparente dans ce cas à la télédétection dans l'infrarouge thermique, mais également par les capteurs actifs comme les systèmes radar. Un capteur radar émet son propre rayonnement électromagnétique et en analysant le signal rétrodiffusé, il permet de localiser et d'identifier les objets, et de calculer leur vitesse de déplacement s'ils sont en mouvement. Et ceci, quel que soit la couverture nuageuse, de jour comme de nuit.

Le domaine des hyperfréquences s'étend des longueurs d'onde de l'ordre du centimètre jusqu'au mètre.

- **Les ondes radio** : Ce domaine de longueurs d'onde est le plus vaste du spectre électromagnétique et concerne les ondes qui ont les plus basses fréquences. Il s'étend des longueurs d'onde de quelques cm à plusieurs km.

Relativement faciles à émettre et à recevoir, les ondes radio sont utilisées pour la transmission de l'information (radio, télévision et téléphone). La bande FM des postes de radio correspond à des longueurs d'onde de l'ordre du mètre. Celles utilisées pour les téléphones cellulaires sont de l'ordre de 10 cm environ.

Contrairement à l'œil humain qui n'est capable de capter le rayonnement que dans une fenêtre très étroite du spectre électromagnétique, celle correspondant au domaine du visible (longueurs d'onde comprises entre  $0,4\mu\text{m}$  et  $0,7\mu\text{m}$ ), les capteurs satellitaires utilisent une fraction beaucoup plus étendue du spectre.

Trois fenêtres spectrales sont principalement utilisées en télédétection spatiale :

- Le domaine du visible
- Le domaine des infrarouges (proche IR, IR moyen et IR thermique)
- Le domaine des micro-ondes ou hyperfréquences.

Certains capteurs, peu nombreux, permettent de mesurer l'énergie du rayonnement ultraviolet. Ils sont utilisés principalement en astronomie pour l'étude des atmosphères planétaires ou pour mesurer la quantité d'UV atteignant la surface terrestre. En télédétection aérienne, le rayonnement proche UV 250-350 nm est utilisé pour des applications en océanographie, notamment pour l'identification et la cartographie des nappes d'hydrocarbures.

## 1.2 Structure du rayonnement

Le rayonnement est un mode d'échange d'énergie par émission et absorption de radiations électromagnétiques. L'échange thermique par rayonnement se fait suivant le processus :

- Emission : Il y a conversion de l'énergie fournie à la source en énergie électromagnétique
- Transmission : La transmission de cette énergie électromagnétique se fait par propagation des ondes avec éventuellement absorption par le milieu traversé.
- Réception : A la réception, il y a conversion du rayonnement électromagnétique incident en énergie thermique (absorption).

### 1.2.4 La mesure du rayonnement

Le rayonnement électromagnétique réfléchi ou émis par la surface terrestre, les océans ou l'atmosphère, est mesuré par le capteur satellitaire lorsque celui-ci lui parvient. Le flux énergétique enregistré au niveau du capteur satellitaire est ce qu'on appelle une luminance. La luminance qui s'exprime en  $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}$  dépend de plusieurs paramètres:

- La superficie de la source qui émet ou réfléchit le rayonnement (en  $m^2$ )
- Le champ de vision du capteur qui observe la source dans un angle solide (en stéradian - sr)
- La bande spectrale (fenêtre étroite de longueurs d'onde) du capteur (en  $\mu m$ )

Les luminances permettent donc de différencier les surfaces sur une image. En revanche, si l'on veut étudier l'évolution d'une surface (couverture végétale par exemple) au cours du temps, on ne pourra pas comparer les luminances d'une image à une autre, car elles dépendent de l'éclairement

reçu par la surface. Il faut donc convertir les luminances en une grandeur indépendante de l'éclairement incident, la réflectance.

### **I.2.2 Les rayonnements non ionisants (RNI)**

Tout comme la lumière visible et le son, les champs électromagnétiques sont présents partout dans notre environnement et dans l'espace où nous vivons et travaillons. Et, comme l'énergie acoustique à laquelle nous sommes exposés, la plupart de ces champs sont d'origine humaine, depuis les champs de faible intensité provenant des appareils électriques et des récepteurs de radio et de télévision dont nous nous servons tous les jours jusqu'aux champs intenses à usage médical auxquels on nous soumet à des fins bénéfiques (traitements de diathermie, par exemple). En général, l'énergie de ces champs s'atténue rapidement avec la distance. Dans l'environnement, les niveaux naturels de ces champs sont assez bas.

Les rayonnements non ionisants recouvrent tous les rayonnements et champs du spectre électromagnétique qui ne possèdent pas assez d'énergie photonique pour ioniser la matière. En effet, les RNI ne peuvent pas céder suffisamment d'énergie à une molécule ou un atome pour en modifier la structure en lui enlevant un ou plusieurs électrons. La frontière entre les rayonnements ionisants et non ionisants est ordinairement fixée à une longueur d'onde d'environ 100 nm (ce qui correspond à 12,4 eV en énergie photonique).

### **I.3 Classification des Rayonnements non-ionisants**

- Les champs électriques et magnétiques statiques (0 Hz) : champ magnétique terrestre, ...)
- Les champs électriques et magnétiques alternatifs d'extrême basse fréquence ( $\approx 50\text{Hz}$ ) : lignes à hautes tension, appareils électriques, ....



- Les radiofréquences : allant jusqu'à 300 GHz :



- Les ondes radio (émetteurs radio, radar, téléviseurs, téléphones mobiles ...).
- Les micro-ondes (fours à micro-ondes, ...).
- Les rayonnements optiques : ( $\approx$  quelques centaines de THz)
  - Rayonnement infrarouge (IR)

- Lumière visible
- UV (rayonnement ultraviolet, soleil, solariums)

Définitions de quelques grandeurs radiométriques sont données au tableau ci-dessous.

<b>Grandeur radiométrique</b>	<b>Définition</b>	<b>Unité</b>
Flux énergétique (ou puissance)	Energie reçue ou réfléchi par unité de temps	W (watt)
Existence énergétique	Flux énergétique réfléchi par une source par unité de surface et intégrée sur un hémisphère	$W.m^{-2}$
Eclairement	Flux énergétique reçu par unité de surface	$W.m^{-2}$
Luminance	Flux énergétique émis par unité d'angle solide et par unité de surface d'une source dans une direction donnée	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
Réflectance	Rapport de l'existence énergétique à l'éclairement	Sans unité

**Tableau 1:** Définition de quelques grandeurs radiométriques et leurs unités

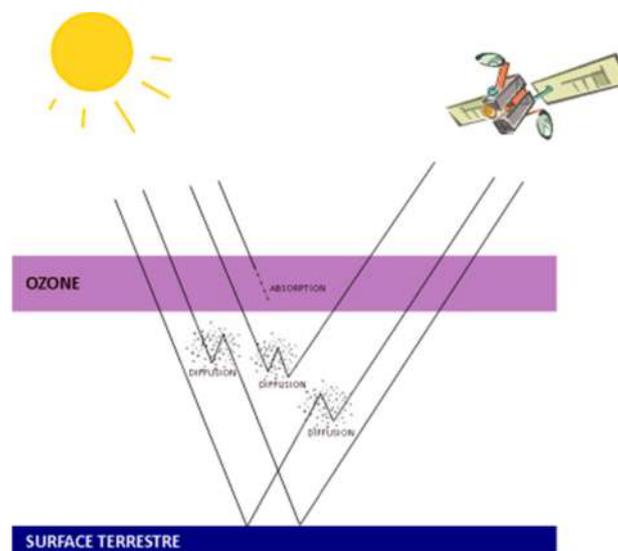
La réflectance est le rapport entre l'énergie réfléchi par une surface et l'énergie incidente reçue par cette même surface pour une longueur d'onde donnée. C'est une grandeur sans unité comprise entre 0 et 1 ou souvent exprimée en pourcentage.

## **I.4 Le rayonnement et l'atmosphère**

### **I.4.1 Introduction**

Lors de son trajet depuis la source (le soleil) vers la cible (surface terrestre), puis de la cible vers le capteur, le rayonnement électromagnétique subit des interactions avec les molécules gazeuses et les particules (aérosols, gouttelettes d'eau, poussières) présentes dans l'atmosphère. Deux phénomènes essentiels se produisent : l'absorption et la diffusion atmosphériques (figure ci-dessous). Les molécules gazeuses et particules présentes dans l'atmosphère vont provoquer un

blocage et/ou une déviation du rayonnement, diminuant ainsi l'énergie transportée par le rayonnement électromagnétique.

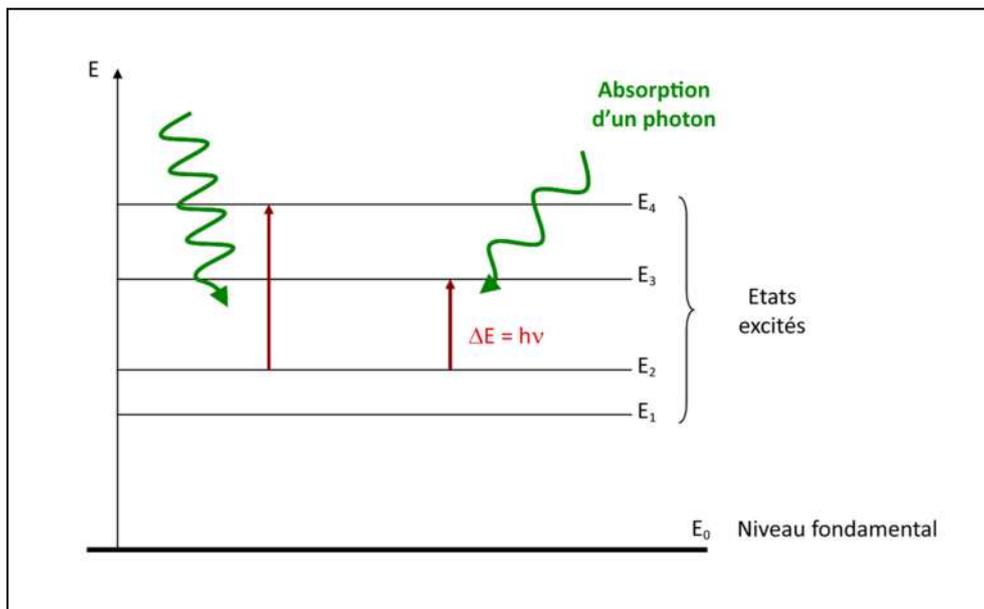


**Fig. I.3 :** Absorption par l'ozone et diffusion atmosphérique du rayonnement électromagnétique, lors de sa traversée de l'atmosphère.

Lorsque l'on s'intéresse à l'observation spatiale de la surface terrestre, il est impératif de prendre en compte les interactions rayonnement-atmosphère puisque le signal qui parvient au capteur satellitaire est perturbé par la traversée atmosphérique. A part dans le domaine de la météorologie spatiale où l'on cherche à mesurer la composition et à comprendre les propriétés de l'atmosphère, cet effet perturbateur de l'atmosphère doit être pris en considération dans l'interprétation du signal mesuré par le satellite.

#### **I.4.2 Absorption et transmission atmosphériques**

Lorsque le rayonnement traverse la couche atmosphérique, il entre en collision avec les molécules et les particules présentes dans l'atmosphère. Il peut être dévié de sa trajectoire, c'est le *phénomène de diffusion atmosphérique*, ou bien être en totalité ou en partie absorbé. Dans ce dernier cas, il y a transfert d'énergie entre le rayonnement et les molécules avec lesquelles il entre en collision. L'absorption du rayonnement qui cède tout ou partie de son énergie conduit par conséquent à une atténuation du signal dans la direction de propagation du rayonnement. La molécule change de configuration électronique. L'énergie absorbée modifie l'énergie interne de la molécule en la faisant passer d'un niveau d'énergie  $E_1$  à un niveau d'énergie  $E_2$  supérieur.



**Fig. I.4 :** Absorption d'un photon par une molécule.

L'énergie du photon est transmise à un électron de la molécule qui passe d'un niveau d'énergie  $E_1$  à un niveau  $E_2$  supérieur.

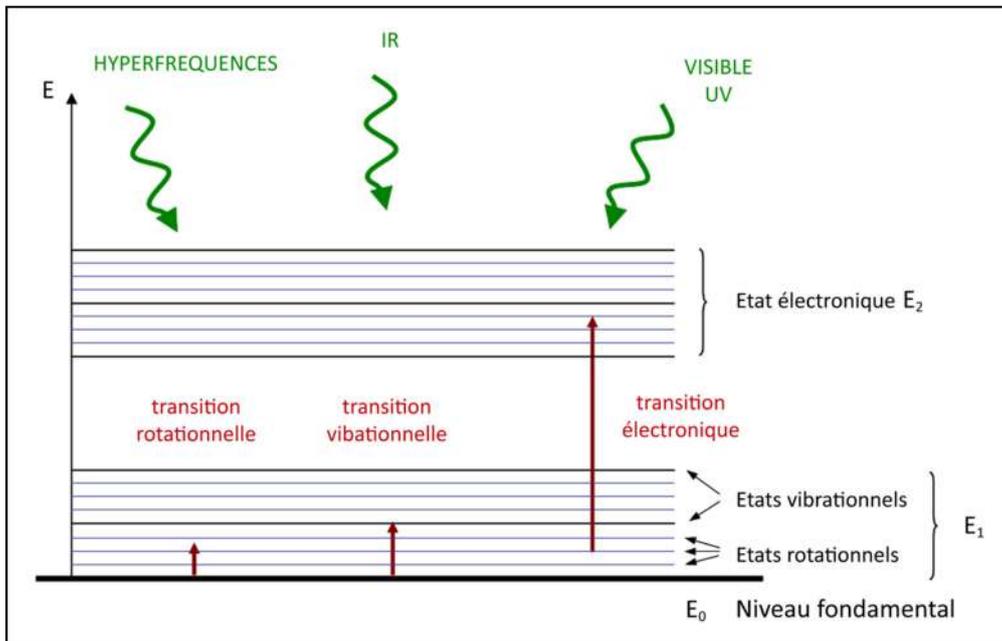
$$\Delta E = E_3 - E_2 = h\nu$$

où :  $E$  : l'énergie de l'onde électromagnétique

$\nu$  : la fréquence de l'onde

$h$  : la constante de Planck ( $6,625 \cdot 10^{-34}$  J.s)

Cette énergie est ensuite réémise sous forme de chaleur à une plus grande longueur d'onde (infrarouge thermique). Une molécule possède des niveaux d'énergie discrets ou quantifiés auxquels sont associés des états de mouvement moléculaire : état de vibration, de rotation ou de configuration électronique correspondant respectivement à des niveaux d'énergie croissants.

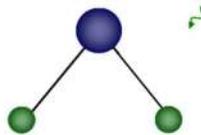


**Fig. I.5 :** Les différentes transitions électroniques selon la longueur d'onde du rayonnement absorbé.

Selon l'énergie du rayonnement incident, on distingue plusieurs types d'absorption :

➡  **dans l'ultraviolet**

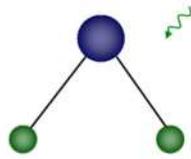
L'énergie absorbée est suffisamment importante pour permettre des transitions énergétiques entre niveaux électroniques. Au-delà d'un certain seuil énergétique, l'absorption peut provoquer une *dissociation* des molécules par *rupture de liaison*.



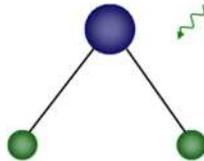
dissociation des molécules

➡  **dans le visible**

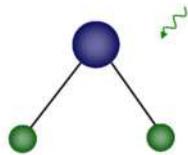
Le rayonnement n'est pratiquement pas absorbé par l'atmosphère, ou très légèrement par l'ozone. Les transitions énergétiques se font entre niveaux électroniques.



mouvement de vibration (pliage)



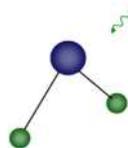
mouvement de vibration (étirement symétrique)



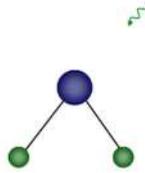
mouvement de vibration (étirement asymétrique)

➡ **Dans l'infrarouge**

L'absorption du rayonnement est beaucoup moins énergétique que dans le visible ou les ultraviolets et les transitions d'énergie se font entre le niveau fondamental et les niveaux vibrationnels des molécules.



Rotation des molécules autour d'un axe parallèle au plan de l'écran



rotation des molécules autour d'un axe perpendiculaire au plan de l'écran

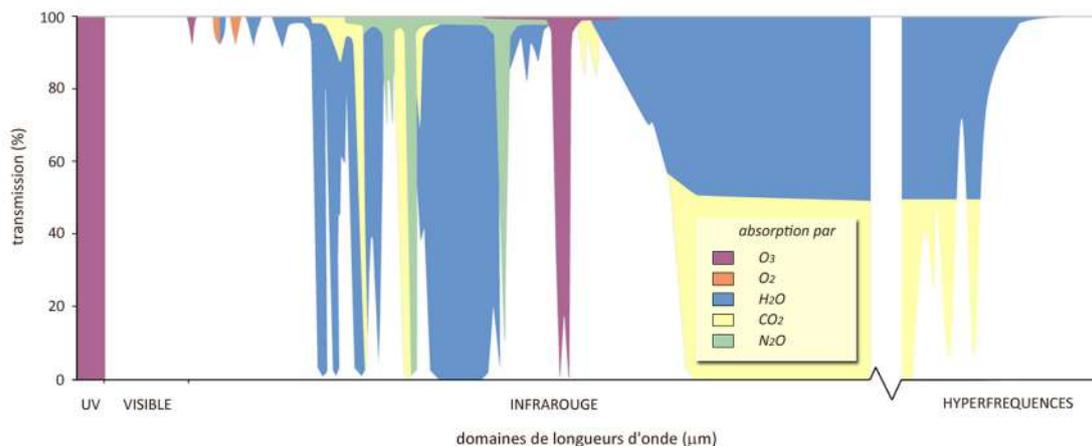
### ➔ dans les hyperfréquences

L'énergie transférée étant encore moins importante, l'absorption entraîne des transitions énergétiques depuis le niveau fondamental vers les niveaux rotationnels des molécules.

L'atmosphère est constituée de gaz à concentration constante (azote  $N_2$  - 78,1% -, oxygène  $O_2$  - 21,8% -, argon Ar - 0,9% -) et de gaz dont la concentration varie spatialement et au cours du temps, comme la vapeur d'eau  $H_2O$ , le dioxyde de carbone  $CO_2$ , le méthane  $CH_4$ , le mono-oxyde de carbone CO, le protoxyde d'azote  $N_2O$ , les chlorofluorocarbones CFC ou l'ozone  $O_3$ . Chacun des gaz constituant de l'atmosphère absorbe le rayonnement dans des longueurs d'onde sélectives délimitant ainsi de nombreuses bandes d'absorption :

- **L'ozone** absorbe essentiellement les rayonnements ultraviolets dont la longueur d'onde est inférieure à  $0,29\mu m$ , une très faible partie des rayonnements dans le rouge, ainsi que les rayonnements dans l'infrarouge thermique ( $\lambda \sim 9,5\mu m$ ).
- **L'oxygène** absorbe le rayonnement proche infrarouge dans une bande très étroite autour de  $0,75\mu m$ .
- Les bandes d'absorption les plus larges sont dues aux **gaz à effet de serre** ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ) qui absorbent le rayonnement dans les infrarouges, du proche infrarouge jusqu'aux infrarouges thermique et lointain.

Les longueurs d'onde pour lesquelles le rayonnement électromagnétique est peu ou pas absorbé constituent ce que l'on appelle les fenêtres de transmission atmosphériques. Dans ces fenêtres, pratiquement tout le rayonnement est transmis. Les capteurs satellitaires dédiés à l'observation de la Terre utilisent ces fenêtres pour observer la surface terrestre et celle des océans Fig. I.5.



**Fig. I.6 :** Les fenêtres atmosphériques de transmission (en blanc sur le schéma)

L'observation du schéma ci-dessus permet de dégager les points essentiels du phénomène d'absorption :

- Les rayonnements **ultraviolets** ( $\lambda \sim 0,29\mu\text{m}$ ) sont totalement absorbés par l'ozone.
- Les domaines spectraux du **visible** et du proche infrarouge présentent une très bonne transmission et sont par conséquent très largement utilisés par les capteurs satellitaires dédiés à l'observation de la terre.
- Dans le moyen **infrarouge** et l'**infrarouge thermique**, seules quelques bandes spectrales permettent la transmission du rayonnement.
- La vapeur d'eau et le dioxyde de carbone présents dans l'atmosphère absorbent la quasi-totalité du rayonnement dans l'**infrarouge lointain**.
- Dans le domaine des **hyperfréquences**, le phénomène d'absorption est inexistant et l'atmosphère est totalement transparente au rayonnement.

### I.4.3 Diffusion atmosphérique

Lors de sa traversée atmosphérique, le rayonnement peut interagir avec les particules et molécules présentes dans l'atmosphère qui constituent des obstacles à la propagation de l'énergie. Lorsque le rayonnement n'est pas absorbé, il peut être en partie dévié dans toutes les directions. C'est le phénomène de diffusion atmosphérique dont la nature dépend de plusieurs paramètres :

- la longueur d'onde du rayonnement
- la densité et la taille des particules et des molécules atmosphériques

- l'épaisseur de la couche atmosphérique à traverser.

On distingue ainsi trois types de diffusion :

- ➡ la diffusion de Rayleigh,
- ➡ la diffusion de Mie
- ➡ la diffusion non sélective

➡ Selon la nature du rayonnement:

1. Rayonnements *électromagnétiques*
2. Rayonnements *particulaires*

➡ Selon les effets du rayonnement sur la matière:

- Rayonnements *ionisants* (Les radiations de longueur d'onde  $<$  à 100 nm (UV-C) sont dans le domaine des ionisants).
- Rayonnements *non ionisants* (Les radiations de longueur d'onde  $>$  à 100 nm (UV-C) sont dans le domaine des non ionisants).

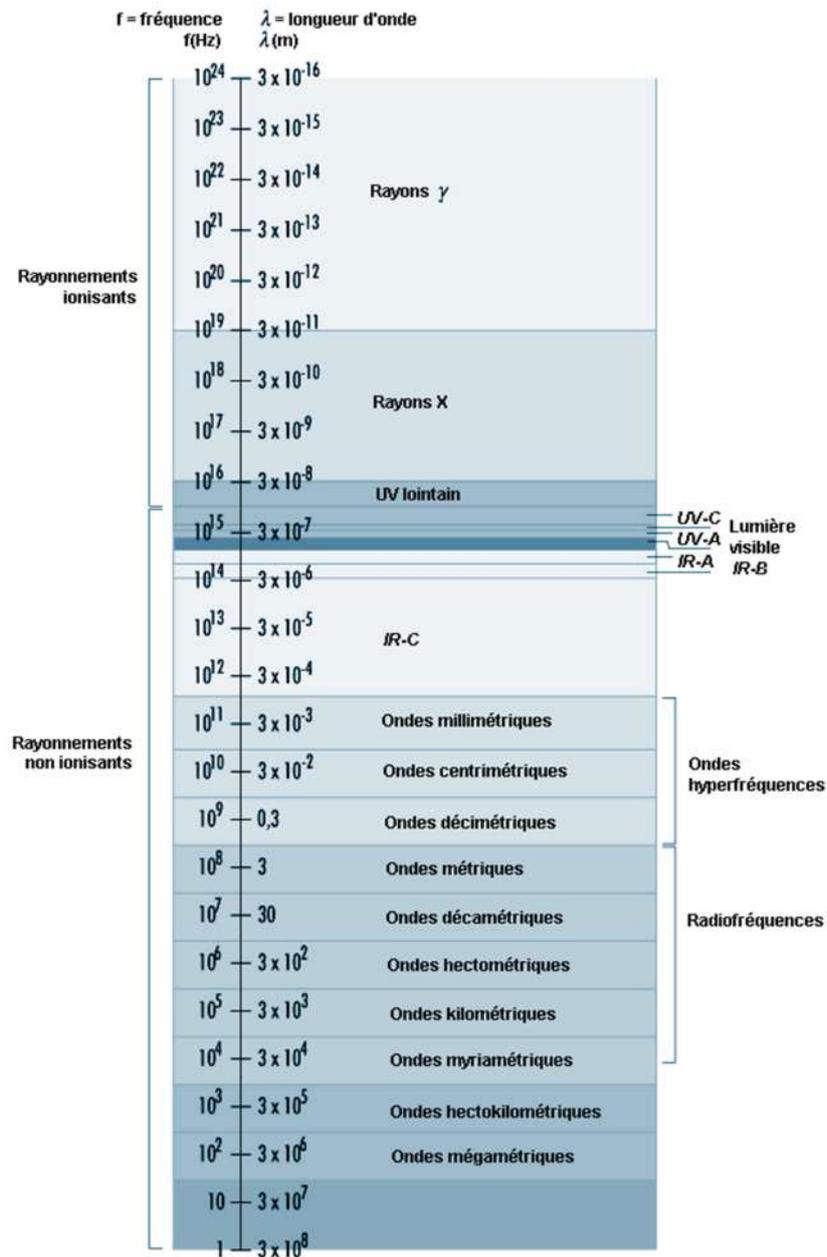
Les radiations non ionisantes = radiations électromagnétiques avec  $h\nu < 10\text{eV} \iff \lambda > 100\text{nm}$

Elles comprennent:

- **les radiations UV** :  $100\text{ nm} < \lambda < 400\text{ nm}$  et  $3.1\text{eV} < E < 12.4\text{eV}$   
UV extrême - UV proche
- **les radiations visibles** :  $400\text{ nm} < \lambda < 750\text{ nm}$  et  $1.65\text{eV} < E < 3.1\text{eV}$
- **les radiations IR** :  $750\text{ nm} < \lambda < 1\text{mm}$  et  $1.2\text{ meV} < E < 1.65\text{ eV}$   
IR proche - IR lointain
- **les ondes hertziennes**:  $\lambda > 1\text{ mm}$  et  $E < 1.2\text{ meV}$

La lumière du soleil est la forme d'énergie électromagnétique que nous connaissons le mieux. La fréquence de cette lumière (spectre visible) constitue la limite entre les rayonnements ionisants très actifs (rayons X, rayons cosmiques) de fréquence supérieure et les rayonnements non ionisants, beaucoup plus bénins, de fréquence inférieure. Les rayonnements non ionisants forment un spectre, que nous examinons dans ce chapitre. A l'extrémité supérieure, juste au-dessous de la lumière visible, il y a le rayonnement infrarouge. Au-dessous, on trouve la large gamme des radiofréquences, qui comprend (par ordre descendant) les ondes hyperfréquences, les ondes de

radiotéléphonie mobile, la télévision, la radio en modulation de fréquence et la radio en modulation d'amplitude, les ondes courtes utilisées pour le chauffage diélectrique et par induction et, à l'extrémité inférieure, les champs à la fréquence du secteur. La figure I.6 présente un schéma du spectre électromagnétique.



Le spectre électromagnétique se subdivise en deux grandes régions: celle des rayonnements ionisants et celle des rayonnements non ionisants, qui se subdivisent elles-mêmes comme on le voit ci-dessus. Tous les rayonnements peuvent être définis par leur longueur d'onde et leur fréquence. Les rayonnements non ionisants ont des longueurs d'onde supérieures à environ 100 nm; leur énergie photonique est trop faible pour ioniser la matière.

Fig. I.7 : Le spectre électromagnétique

Tout comme la lumière visible et le son, les champs électromagnétiques sont présents partout dans notre environnement et dans l'espace où nous vivons et travaillons. Et, comme l'énergie acoustique à laquelle nous sommes exposés, la plupart de ces champs sont d'origine humaine, depuis les champs de faible intensité provenant des appareils électriques et des récepteurs de radio et de télévision dont nous nous servons tous les jours jusqu'aux champs intenses à usage médical auxquels on nous soumet à des fins bénéfiques (traitements de diathermie, par exemple). En général, l'énergie de ces champs s'atténue rapidement avec la distance. Dans l'environnement, les niveaux naturels de ces champs sont assez bas.

Les rayonnements non ionisants (RNI) recouvrent tous les rayonnements et champs du spectre électromagnétique qui ne possèdent pas assez d'énergie photonique pour ioniser la matière. En effet, les RNI ne peuvent pas céder suffisamment d'énergie à une molécule ou un atome pour en modifier la structure en lui enlevant un ou plusieurs électrons. La frontière entre les rayonnements ionisants et non ionisants est ordinairement fixée à une longueur d'onde d'environ 100 nm (ce qui correspond à 12,4 eV en énergie photonique).

#### ❖ *Interaction rayonnement non-ionisants avec la matière :*

Le site d'action des **rayonnements ionisants**  est essentiellement *l'atome (les é atomique)*

Par contre le site d'action des **rayonnements non ionisants**  c'est la molécule photochimie

- Changement de niveau d'énergie des électrons Ultraviolet et visible
- Vibration moléculaire Infrarouge proche
- Rotation et torsion moléculaire Infrarouge lointain + radiofréquences

Comme toute autre forme d'énergie, les RNI ont le pouvoir d'agir sur les systèmes biologiques, avec des effets qui peuvent être insignifiants, nocifs à différents degrés ou encore bénéfiques. Dans le cas des radiofréquences (RF) et des ondes hyperfréquences, le principal mécanisme d'interaction est l'effet thermique, mais ce n'est pas le cas dans la zone basse fréquence du spectre, où des champs de forte intensité peuvent induire des courants dangereux dans le corps. Toutefois, les mécanismes d'interaction des champs de faible intensité demeurent inconnus.

### Exercice :

1- Montrer que l'énergie  $E$  d'un photon et sa longueur d'onde  $\lambda$  vérifient la relation :

$$E(eV) = \frac{1240}{\lambda(nm)}$$

2- Calculer la fréquence et la longueur d'onde dans le vide de l'onde associée à un photon  $\gamma$  d'énergie 140 KeV.

### Solution

1- Démonstration de la relation :  $E(eV) = \frac{1240}{\lambda(nm)}$

$$E(\text{joule}) = h \cdot \nu, \text{ avec } \nu = \frac{1}{T} = \frac{c}{\lambda}$$

$$E(\text{joule}) = \frac{h \cdot c}{\lambda}, \text{ avec } h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ j.s et } c = 3 \times 10^8$$

$$\text{L'énergie en électron volt est : } E(eV) = \frac{h \cdot c}{\lambda(m)} \times \frac{1}{1.6 \times 10^{-19}}$$

$$\text{La longueur d'onde en Micro mètre } (\mu m) \text{ donnera : } E(eV) = \frac{h \cdot c}{\lambda(\mu m) \times 10^{-9}} \times \frac{1}{1.6 \times 10^{-19}}$$

$$\text{D'où : } E(eV) = \frac{6.63 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{\lambda(\mu m) \times 10^{-9}} \times \frac{1}{1.6 \times 10^{-19}}$$

$$E(eV) = \frac{12,43 \times 10^2}{\lambda(\mu m)} \cong \frac{1240}{\lambda(\mu m)}$$

2-

$$E(\text{joule}) = 40 \times 10^3 \text{ eV}$$

La fréquence est :

$$E(\text{joule}) = h \cdot \nu \Rightarrow \nu = \frac{E(\text{joule})}{h} = \frac{40 \times 10^3 \times 1.6 \times 10^{-19}}{6.63 \times 10^{-34}} = 9.65 \times 10^{18} \text{ s}^{-1}$$

La longueur d'onde est :

$$E(eV) = \frac{1240}{\lambda(\mu m)} \Rightarrow \lambda(\mu m) = \frac{1240}{E(EV)} = \frac{1240}{40 \times 10^3} = 31 \times 10^3 \text{ pm.}$$

### ***Références bibliographiques du module***

1. Organisation Mondiale de la Santé, la protection contre les rayonnements non ionisants, édité par M.J. Suess et D.A. Benwell-Morison 2<sup>e</sup> éd., OMS publications régionales, 1991.
2. R. Kitchen, RF Radiation Safety Handbook, 3rd edition, Butterworth Heinemann ed., 2000.
3. J.P. Vautrin, Mesurage de l'exposition humaine au champ électromagnétique, Techniques de l'ingénieur, R933, 2001.
4. L. Miro, P. Descreaux, R. de Seze, G. Hee, P. Mereau, Champs électriques, Champs magnétiques, Ondes électromagnétiques. Guide à l'usage du médecin du travail et du préventeur, INRS éd., 1995.
5. D. Barchiesi, M. Lamy. de la Chapelle, Ondes et matière : Physique de la matière, électromagnétisme, interactions rayonnement-matière, Ellipses, 2007.
6. A. Duchêne, J. Jousot-Dubien, Les effets biologiques des rayonnements non ionisants, Flammarion 2001.
7. <https://www-fourier.ujf-grenoble.fr/~faure/enseignement/matiere-rayon/cours.pdf>
8. <http://e-cours.univ-paris1.fr/modules/uved/envcal/html/rayonnement/2-rayonnement-matiere/2-6-refraction.html>

## **Chapitre II**

# ***Propriétés physiques des rayonnements non ionisants***

### **II.1 Définition**

Les rayonnements électromagnétiques non ionisants (RNI) regroupent l'importante fraction du spectre des rayonnements électromagnétiques (REM) située au-delà des rayons X et  $\gamma$ . Nous les rencontrons à chaque instant de la vie courante, depuis les ondes radio et télévision, jusqu'au four à microondes en passant par le téléphone mobile, le GPS ou le radar... Il est en outre indéniable que leur utilisation biologique et médicale est tout aussi générale, depuis la vision du monde extérieur que nous offre le visible jusqu'aux récentes applications d'imagerie non irradiante de type IRM, en passant par les infrarouges solaires qui nous réchauffent.

### **II.2 Généralités sur les rayonnements non ionisants**

#### **II.2.1 Classification**

Rappelons dans un premier temps que les rayonnements électromagnétiques (REM) sont des radiations produites par des vibrations électroniques matérielles et se propageant dans l'espace (vide ou matière) sous forme de photons.

La propagation de son énergie s'effectue selon le vecteur de Poynting

$$\vec{S} = (\vec{E} \wedge \vec{B}) / \mu_0$$

Qui est orthogonal à  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$ , se déplaçant à la vitesse maximale dans le vide (célérité) :

$$c = E_M / B_M = \omega / k = 1 / \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$$

Avec  $\epsilon_0$  est la permittivité électrique du vide et  $\mu_0$  sa perméabilité magnétique. Comme on le voit,  $E_M$  est donc beaucoup plus intense que  $B_M$ , expliquant les effets majoritaires de la composante électrique sur la matière par rapport à la composante magnétique.

L'intensité transportée, donnée par:

$$I = E_M^2 / (2c\mu_0) = (\epsilon_0 c E_M^2) / 2$$

engendre une pression de radiation donnée par  $P_{\text{rad}} = I/c$  pour une surface parfaitement absorbante (le double pour une surface parfaitement réfléchissante).

Pour un REM monochromatique ( $\lambda$  unique), l'énergie radiante du photon est liée à la fréquence des oscillations,  $\nu = 1/T$ , par la constante de Planck ( $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ), sous la forme :

$$E = h\nu = hc / \lambda_{\text{vide}} = hV / \lambda = hc / n\lambda_{\text{vide}}$$

et donc  $\lambda = \lambda_{\text{vide}} / n$ .

Sachant que 1 eV vaut environ  $1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$ , on peut aussi écrire :

$$E(\text{eV}) = \frac{1240}{\lambda(\text{nm})}$$

Dans le visible, la fréquence du photon détermine sa couleur. L'équation  $E = h\nu$  permet donc une classification des REM selon leur chromaticité (qualité physique propre).

L'expression « rayonnement non ionisant » (RNI) est conventionnellement réservée aux seuls REM incapables de provoquer l'ionisation d'atomes de molécules d'intérêt biologique, riches en azote, oxygène et hydrogène. L'énergie  $E = h\nu$  est inférieure à l'énergie d'ionisation  $E_i$  du matériau (relation d'Einstein :  $h\nu \geq E_i$ ). Pour les atomes organiques, les énergies d'ionisation sont de l'ordre de la dizaine d'électronvolts.

**N:** 14.51 eV, **O:** 13.57 eV, **H:** 13.54 eV, **C:** 11.24 eV, **Na:** 5.13 eV, **K:** 4.10 eV.

En général on retient pour les rayonnements ionisants un seuil de **13,6 eV**. Mais on peut tout aussi conventionnellement fixer la limite à **150 nm** (UV extrême) qui correspond à une énergie d'ionisation de 8,3 eV. Les RNI sont donc composés de tous les REM dont la longueur d'onde dépasse 150 nm, c'est-à-dire une grande partie des UV, le visible, l'infrarouge (IR), les micro-ondes et toutes les ondes de radiofréquences.

Nature du REM	Fréquence	$\lambda$ (vide, air)	Domaine d'utilisation
champ magnétique terrestre	0 Hz (continu)	$\infty$	boussole, IRM
extrêmement basses fréquences (EBF-ELF)	de 3 Hz à 300 Hz	de 1 000 à 105 km	transport et distribution de l'électricité
EBF-ELF	50 Hz	6 000 km	électroménager
fréquences audio	de 0,3 kHz à 3 kHz	de 100 à 1 000 km	transmission de données vocales, télégraphie
très basses fréquences (TBF, VLF)	de 3 kHz à 30 kHz	de 10 à 100 km	radiocommunications GO
basses fréquences (radiofréquences BF, LF)	de 30 à 300 KHz	de 1 km à 10 km	radiodiffusion GO, fours à induction
moyennes fréquences (radiofréquences MF)	de 300 kHz à 3 MHz	de 100 m à 1 km	radiodiffusion OM, PO, AM, diathermie médicale
hautes fréquences (HF)	de 3 MHz à 30 MHz	de 10 m à 100 m	radiodiffusion OC
très hautes fréquences (THF, VHF ou radiofréquences)	de 30 à 300 MHz	de 1 m à 10 m	TV, radio FM, IRM
ultra-hautes fréquences (micro-ondes, UHF)	de 300 MHz à 3 GHz	de 100 mm à 1 m	TV, téléphonie mobile, fours à micro-ondes, hyperthermie médicale
super-hautes fréquences (micro-ondes SHF)	de 3 GHz à 30 GHz	de 10 à 100 mm	radars, satellites, alarmes
extrêmement hautes fréquences (micro-ondes EHF)	de 30 GHz à 300 GHz	de 1 mm à 10 mm	radars, satellites
infrarouge (IR)	de 0,3 à 400 THz	de 750 nm à 1 mm	spectroscopie moléculaire, chaleur
lumière visible	de 400 à 750 THz	de 380 à 750 nm	vision humaine
ultraviolet (UV)	de $7,5 \cdot 10^{14}$ à $3 \cdot 10^{15}$ Hz	de 100 à 400 nm	structures atomiques

**Tableau II. 1 :** Exemple de classification des REM non ionisants selon leur domaine d'utilisation. GO : grandes ondes; AM : modulation d'amplitude; OM : ondes moyennes; OC : ondes courtes; TV : télévision; FM : modulation de fréquence; IRM : imagerie par résonance magnétique.

Ces RNI préservent les quatre atomes d'intérêt biologique les plus représentés, même si certains UV, occupant une place charnière dans cette gamme d'énergies, sont susceptibles d'ioniser certains alcalins. De plus, on remarquera qu'il faut dépenser plus de 13,6 eV en moyenne pour ioniser une particule car toutes les cessions d'énergie au milieu ne donnent pas nécessairement une ionisation.

## II.2.2 Sources primaires et secondaires de REM non ionisants

### a. Les sources primaires

Les sources primaires sont capables d'émettre, de façon autonome, des REM sous forme d'un spectre continu d'origine thermique (incandescence ou lumière chaude) ou discontinu l'origine quantique (luminescence ou lumière froide).

Le spectre continu idéal des émissions d'origine thermique ne dépend en aucune façon de la nature (forme et composition) de la source émissive mais seulement de sa température : c'est le cas idéal du corps noir.

Les émissions, quantiques, se présentent sous la forme de spectres discrets caractéristiques de la structure atomique et moléculaire de la source émissive. Les différentes techniques de spectroscopie exploitent cette propriété.

### ***b. Les sources secondaires***

Les sources secondaires sont des objets éclairés renvoyant par réflexion et diffusion multi directionnelles tout ou partie du REM provenant d'une source extérieure, primaire le plus souvent mais parfois secondaire.

Une source secondaire est *lambertienne* si elle réémet dans toutes les directions devant elle, de façon diffuse et non sélective dans un milieu isotrope. Dans ce cas, on a l'équation :

$$\text{exitance} = \pi \times \text{luminance (loi de Lambert)}.$$

Autrement dit, si **M** désigne l'exitance et **L** la luminance, pour une source lumineuse orthotrope, on a :

$$M = \pi \times L$$

**NB<sub>1</sub>** : L'exitance ou émittance est une grandeur utilisée en photométrie et en radiométrie. Elle désigne le flux (lumineux en photométrie et énergétique en radiométrie) émis par unité de surface d'une source étendue qui rayonne (par opposition à une source lumineuse ponctuelle)

**NB<sub>2</sub>** : La luminance est une grandeur correspondant à la sensation visuelle de luminosité d'une surface. Une surface très lumineuse présente une forte luminance, tandis qu'une surface parfaitement noire aurait une luminance nulle. La luminance est la puissance de la lumière visible passant ou étant émise en un point d'une surface et dans une direction donnée, par unité de surface et par unité d'angle solide.

Le tableau ci-dessous synthétise l'essentiel des définitions utiles ici et qui, soulignons-le, s'appliquent en pratique aussi bien aux faisceaux mono- que polychromatiques.

	Expression	Unité
Flux (puissance)	$\Phi = dE/dt$	$W (J \cdot s^{-1})$
Intensité (puissance angulaire)	$J = dE/(dtd\Omega)$	$W \cdot sd^{-1}$
Exitance (flux émis)	$M = dE/(dtdS)$ (si le milieu est isotrope, $M = \pi L$ )	$W \cdot m^{-2}$ (de source)
Luminance	$L = dE/(dtd\Omega dS \cos\theta_s)$ (si le milieu est isotrope, $L = M/\pi$ )	$W \cdot sd^{-1} \cdot m^{-2}$
Fluence	$F = dE/dS$	$J \cdot m^{-2}$
Éclairement (flux incident)	$E = dE/(dtdS)$	$W \cdot m^{-2}$ (d'objet éclairé)

**Tableau II. 2:** Les grandeurs radiométriques permettant de quantifier les émissions de REM.

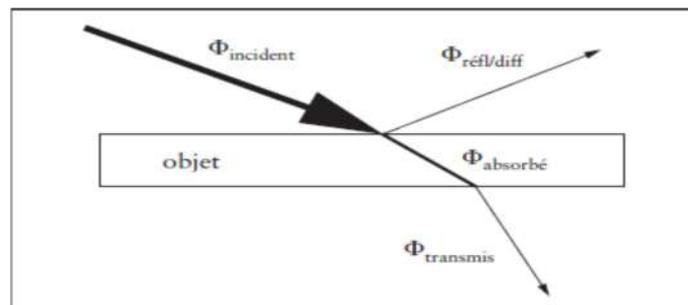
### II.2.3 Les lois d'émission du rayonnement thermique

Ces lois rendent compte des observations accumulées à propos de sources primaires chaudes (étoiles par exemple) émettant de façon autonome des REM sous forme d'un spectre continu d'origine thermique. Ces émissions se manifestent sous la forme d'un spectre continu dont l'analyse va montrer qu'il ne dépend en aucune façon de la nature de la source émissive mais seulement de sa température, et ceci sous une forme universelle lorsque la source peut être considérée comme idéale, c'est-à-dire radiateur intégral.

Tout matériau chauffé voit ses électrons atomiques vibrer et émettre des REM polychromatiques : on parle de rayonnement thermique (étoiles, lampes à incandescence, organismes vivants).

#### a. Les pouvoirs absorbant et émissif d'un matériau : loi de Kirchhoff

Considérons un objet, de surface  $dS$ , irradié sous le flux incident  $\Phi_i = dE/dt$  (voir fig. ci-dessous).



Il en réfléchit ou en diffuse la fraction  $\Phi_{rd}$ , en absorbe la fraction  $\Phi_a$  et finalement en transmet la fraction  $\Phi_t$ . Bien entendu,  $\Phi_i = \Phi_{rd} + \Phi_a + \Phi_t$ . La somme  $\Phi_{rd} + \Phi_a$  représente l'*extinction globale* du faisceau. Quant à la partie réfléchie ou diffusée, elle constitue une véritable réexitance,  $M' = d\Phi_{rd}/dS$  qui caractérise le corps. On peut donc définir les paramètres suivants :

- pour la partie réfléchie ou diffusée, l'objet constitue une source secondaire de rayonnement et son *coefficient de réflexion diffuse* vaut :

$$\rho = \frac{\Phi_{rd}}{\Phi_i} \leq 1$$

- la partie absorbée donne le *coefficient d'absorption* :

$$\alpha = \frac{\Phi_a}{\Phi_i} \leq 1$$

- la troisième partie n'est effectivement transmise que si le corps est (relativement) transparent au REM incident et, dans ce cas, le *coefficient de transmission* sera :

$$\tau = 1 - \rho - \alpha$$

Si le corps est totalement opaque au REM,  $\tau=0$  et  $\rho$  et  $\alpha$  sont complémentaires :

$$\rho = 1 - \alpha$$

En général, ces coefficients dépendent de  $\lambda$  mais sont indépendants de l'intensité du rayonnement incident :  $\rho_\lambda$  et  $\alpha_\lambda$  caractérisent l'objet et, en particulier, expliquent sa couleur dans le visible. Pour les corps sans absorption sélective,  $\rho$  et  $\alpha$  sont indépendants de  $\lambda$  et le corps est gris (par allusion au visible où ils apparaissent plus ou moins blancs).

Supposons maintenant que cet objet, soumis à un flux incident  $\Phi_i$ , absorbe l'énergie  $dE_a = \alpha dE_i$ . Cette énergie absorbée est, pour l'essentiel, transformée en chaleur. Supposons en outre que ce même objet, chauffé à la température  $T$ , soit capable d'émettre un flux sortant d'existance  $M'_\epsilon$  correspondant à une énergie émise  $dE'_\epsilon$ .

Si l'équilibre thermique est réalisé à  $T$ ,  $dE_a = dE'_\epsilon$  et expérimentalement la *loi de Kirchhoff* exprime que le rapport  $dE'_\epsilon/dE_a$  est indépendant de la nature du matériau et de la direction, et n'est fonction que de la température, ou plus précisément : le rapport  $dE'_{\epsilon,\lambda}/dE_{a,\lambda}$  n'est fonction que de  $\lambda$  et de la température. Cette loi implique mathématiquement que si  $dE'_{\epsilon,\lambda} \neq 0$ , alors  $dE_{a,\lambda} \neq 0$ . Si un matériau chauffé émet dans une gamme chromatique  $d\lambda$  donnée, il absorbera aussi les mêmes radiations à la même température : il ne peut émettre que les longueurs d'onde  $\lambda$  qu'il absorbe.

Nous avons vu que la quantité de photons impliqués dans la réflexion-diffusion détermine la réémission spectrale  $\Phi'_{\epsilon,\lambda}$  de l'objet.

Cependant, l'allure du spectre réémis par l'objet par rapport au spectre incident, c'est-à-dire la sélectivité en  $\lambda$  de la réémission, fixe la couleur de l'objet (l'objet ne réémet que certaines longueurs d'onde) et donc aussi son *émissivité chromatique*  $\varepsilon_\lambda$ . Cette caractéristique est en fait définie comme le rapport du flux énergétique spectral réémis par le corps ( $\Phi'_{\varepsilon,\lambda}$ ) par flux spectral incident ( $\Phi'_{i,\lambda}$ ) d'un corps idéal (dit noir) à la même température et à la même longueur d'onde :

$$\varepsilon_\lambda = \frac{\Phi'_{\varepsilon,\lambda}}{\Phi'_{i,\lambda}}$$

La loi de Kirchhoff exprime que  $\varepsilon_\lambda = \alpha_\lambda$ , parce que  $\Phi_{a,\lambda} = \Phi'_{\varepsilon,\lambda}$ . Un corps qui absorbe certaines longueurs d'onde est capable de les réémettre exactement dans les mêmes proportions.

De la même manière, si  $\varepsilon_\lambda$  est constante quelle que soit  $\lambda$ , le corps est un *corps gris*, le corps noir en est la limite.

Le coefficient  $\varepsilon$  rend donc compte de l'existence spectrale effective  $M'$  d'un corps réel, obligatoirement imparfait, comme fraction d'un spectre idéal  $M$ , celui émis par un corps noir à la même température. C'est le pouvoir émissif effectif d'une source quelconque, mais l'usage a consacré une autre grandeur caractéristique de la source : sa densité d'énergie.

L'émissivité  $\varepsilon$  varie selon les corps entre 0,3 et 0,9 mais on la considère en pratique égale au coefficient d'absorption  $\alpha$ , c'est-à-dire que l'on suppose, par commodité, que tous les corps sont gris.

Revenons sur l'expression  $M = dE/(dtdS)$ , pouvoir émissif effectif d'une source.  $dE$  est la totalité de l'énergie émise à l'extérieur de la source, qui ne représente en fait que la moitié de l'énergie totale  $dE^*$  émise (par raison de symétrie par rapport à  $dS$ , l'autre moitié étant émise à l'intérieur de la source et non perçue de l'extérieur), ce qui donne en fait :

$$M = \frac{dE^*}{2dtdS}$$

Ainsi  $M$  mesure-t-il la fraction de l'énergie totale  $E^*$  qui aura traversé  $dS$  dans l'intervalle de temps  $dt$ , sortant de la source dans n'importe quelle direction de l'espace. On peut considérer cette fraction comme provenant de l'ensemble des volumes coniques de profondeur  $cdt$  « regardant »  $dS$  dans une direction  $d\theta d\varphi$  quelconque (coordonnées sphériques, par exemple : une inclinaison  $d\theta$  à la verticale et  $d\varphi$  à l'horizontale). L'un quelconque de ces volumes s'écrira donc

$$dV (d\theta d\varphi) = cdt \times (dS \cos \theta \cos \varphi)$$

soit, sur toutes les directions :

$$dV = (cdt) \times dS \langle \cos \theta \cos \varphi \rangle$$

où  $\langle \cos \theta \cos \varphi \rangle$  représente une valeur moyenne sur toutes les directions possibles;  $\langle \cos \theta \cos \varphi \rangle$  équivaut à  $\langle \cos^2 \theta \rangle$  et vaut 1/2. Ainsi :

$$dV = c \frac{dt dS}{2} \quad \text{et} \quad dt dS = \frac{2dV}{c}, \quad \text{soit} \quad M = \frac{cdE^*}{4dV}$$

On définit la densité volumique d'énergie  $u$  de la source par :

$$u = \frac{dE^*}{dV}$$

ce qui conduit à  $u = \frac{4R}{c}$  et, dans le cas où la source est lambertienne ( $M = \pi \times L$ ), on a :  $u = \frac{4\pi}{c} L$ .

L'espace entier recouvrant  $4\pi$  stéradians, on peut remarquer qu'en se limitant à une direction unique  $D$  (c'est-à-dire autour d'un angle  $\theta$ ),  $u$  prend la valeur particulière  $u_\theta = \frac{R}{\pi c}$ . Soit, pour une source lambertienne :  $u_\theta = \frac{L}{c}$ ,  $u$  exprime aussi bien l'exitance  $M$  que la luminance  $L$ , quelle que soit  $D$ .

Le tableau II.3 résume l'ensemble des définitions d'émissivité.

	[à compléter]	Expression	Unité
Coefficient de réflexion diffuse	corps coloré	$\rho = M_{\text{réel}}/E \leq 1$	dimension 1
Coefficient d'absorption	corps opaque	$\alpha = 1 - \rho \leq 1$	dimension 1
Émissivité d'une source	par réflexion-diffusion	$\varepsilon = M_{\text{réel}}(T)/M_{\text{cn}}(T) \leq 1$	dimension 1
Pouvoir émissif effectif	densité d'énergie	$u' = \varepsilon u = 4M/c$	$J \cdot m^{-3}$ (de source réelle)

**Tableau II. 3:** Coefficient d'absorption et pouvoir émissif d'un matériau ; réel : corps réel, émetteur imparfait ; cn : corps noir, émetteur idéal.

C'est donc l'expression de  $u'$  qui est habituellement choisie pour représenter le pouvoir émissif du corps, et celle de  $u'_\lambda$  pour son pouvoir émissif spectral ou monochromatique. Pour tout objet réel, par rapport à un objet idéal :  $u'_\lambda = \varepsilon_\lambda u_\lambda$  si  $\varepsilon_\lambda \neq 1$ .

### b. L'énergie rayonnante d'un corps : loi de Stefan-Boltzmann

La loi de Stefan-Boltzmann, ou de Stefan, découverte empiriquement en 1879, exprime que le pouvoir émissif total d'un corps est proportionnel à la quatrième puissance de sa température  $T$  (en kelvins).

- Pour un corps réel :  $u'(T) = (4\sigma/c)T^4 \int_0^\infty \varepsilon_\lambda d\lambda$
- Pour un corps gris :  $u'(T) = \varepsilon(4\sigma/c)T^4$
- Pour un corps noir (idéal) :  $u'(T) = (4\sigma/c)T^4$

La loi de Stefan-Boltzmann est plus connue sous la forme :

$$M(T) = \sigma T^4$$

Nous pouvons remarquer que la pression de radiation exercée par des photons sur une surface est donnée par

$$P_{rad} = u(T)/3, \text{ soit : } P_{rad} = \left[4\sigma/(3c)\right]T^4$$

Rappelons que pour un gaz parfait, la pression est donnée par  $P_{gaz} = nRT/V = nKT$ . Ainsi :

$$P_{rad}/P_{gaz} = \left[4\sigma/(3nKc)\right]T^3.$$

Par exemple, au centre du Soleil, où règne une température de l'ordre de 16 millions de kelvins, la pression gazeuse n'est que de l'ordre de 1700 fois supérieure à la pression de radiation ! Les radiations participent à l'équilibre gravitationnel des étoiles et cela explique (en partie) pourquoi elles ne s'effondrent pas toutes sous leur propre poids...

### Applications de la loi de Stefan-Boltzmann

On utilise souvent cette loi pour exprimer :

- la puissance totale rayonnée par une source étendue de surface  $S$ , de température  $T$  et d'émissivité  $\varepsilon$  :

$$dE'/dt = \Phi' = M\varepsilon\sigma T^4$$

- ou la perte radiative nette du corps par unité de temps vers un environnement plus froid (à  $T_0$ ) :

$$\Delta\Phi'(T) = S\varepsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$$

Une application fréquente de cette loi est le thermomètre auriculaire, qui mesure sans contact la température corporelle par simple analyse de son rayonnement thermique.

### c) Définition et modélisation du corps noir

Un *corps noir* est un objet idéal. Éclairé par un REM, il absorbe intégralement le flux incident  $\Phi_i$  et le réémet intégralement (réexitance  $M_\epsilon = d\Phi_\epsilon/dS$ ) : c'est donc un radiateur intégral car il rayonne l'intégralité de son énergie thermique sous forme d'un spectre idéal.

La loi de Kirchhoff revient alors à écrire pour tout corps noir :

$$\forall \lambda, \epsilon_\lambda = \alpha_\lambda = \epsilon = \alpha = 1$$

Le corps noir constitue un modèle de source chaude idéale, pour lequel  $\epsilon_\lambda = 1, \forall \lambda$ , et  $u' = u$ . Il est capable d'absorber toute l'énergie reçue (thermique ou radiante,  $\alpha_\lambda = 1$ , d'où l'aspect noir) et de la réémettre intégralement sous la seule forme d'un rayonnement électromagnétique. Rayonnant de la même façon dans toutes les directions de l'espace, il suit la loi de Lambert et  $u_\lambda$  apparaît pour lui comme une grandeur universelle, indépendante de la forme, de la taille du matériau, de la direction d'émission et ne dépendant que de  $\lambda$  et de  $T$  :

$$u_\lambda = u(\lambda, T)$$

Les parois d'une cavité résonante opaque, à parois parfaitement réfléchissantes, vide de tout gaz et chauffée, constituent un excellent modèle expérimental de corps noir. Un équilibre finit par se produire entre émission et absorption du REM par les parois, et un minuscule trou percé dans la cavité permet d'observer que le spectre thermique des REM émis est continu ( $0 < \lambda < \infty$ ).

L'intégration sur  $\lambda$  de  $u_\lambda$  montre que l'existance est constante à une température donnée :

$$u(T) = \int_0^\infty u(\lambda, T) d\lambda$$

### ***La modélisation du corps noir***

La modélisation mathématique du pouvoir émissif (à l'équilibre) du corps noir repose sur l'étude des différents modes vibratoires peuplant une cavité lorsqu'elle est chauffée. La cavité est en effet emplie d'ondes stationnaires (modes vibratoires) dont les fréquences propres forment un spectre quasi continu. L'émissivité est alors définie comme le simple produit de la densité spectrale de modes dans la cavité par l'énergie moyenne d'un mode :

$$u = D(\lambda)\bar{E}$$

Un calcul statistique donne, comme nombre de modes oscillatoires (ondes stationnaires) possibles par unité de volume de cavité :  $N = 8\pi/(3\lambda^3)$ . La densité spectrale de modes dans la cavité n'est autre que ce nombre par unité de longueur d'onde :

$$D(\lambda) = dN/d\lambda = 8\pi/\lambda^4$$

Quant à la répartition des énergies possibles d'un mode oscillatoire, elle suit la distribution de Boltzmann pour laquelle la probabilité  $P_n$  de trouver le mode dans l'état d'énergie  $E_n$  est proportionnelle à  $e^{\frac{-E_n}{kT}}$ ,  $k$  étant la constante de Boltzmann ( $k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ ). L'énergie moyenne d'un mode est alors donnée par :

$$\bar{E} = \sum_{n=0}^{\infty} P_n E_n \text{ avec } \sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1 \text{ d'où } \bar{E} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} E_n e^{\frac{-E_n}{kT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{\frac{-E_n}{kT}}}$$

Il suffit de déterminer  $\bar{E}$  pour prévoir le comportement de  $R$  et ainsi rendre compte des observations expérimentales concernant l'émission d'un corps noir (voir ci-après les approches de Rayleigh-Jeans et de Planck).

#### d) Le spectre continu du corps noir, loi de Wien et température de couleur des matériaux émissifs

Le spectre d'émission d'une quelconque source thermique est la représentation graphique de son pouvoir émissif monochromatique  $R'_\lambda$  en fonction de  $\lambda$ , par exemple :  $dE/d\lambda = M_\lambda dt dS$ , en se rappelant que  $M_\lambda = M'_\lambda/\varepsilon_\lambda$  et qu'en outre  $\varepsilon_\lambda = 1 (\forall \lambda)$  pour le corps noir. Les premiers spectres en émission du corps noir ont été obtenus en 1899 par Peter Pringsheim et Otto Lummer. Un spectre typique est continu et présente un maximum qui évolue avec la température de la source.

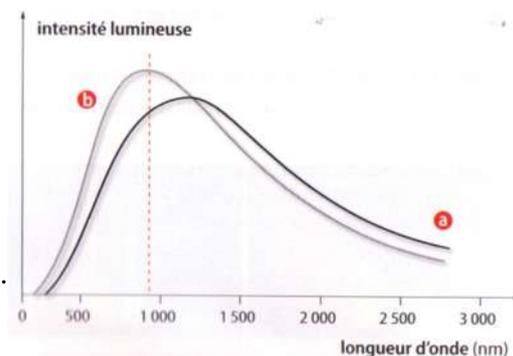
Plus le corps est chaud, plus le spectre est intense et plus il se déplace vers les courtes longueurs d'onde, ce qui explique le changement de couleur avec la température d'un corps qui rayonne (il passe par exemple du rouge au bleu lorsque  $T$  augmente).

$R_\lambda$  est ainsi maximal pour  $\lambda_{\max}$  qui dépend de la température  $T$ . La loi empirique de Wien exprime ce fait d'observation :

$$\lambda_{\max} T = \text{cte} = 2,90 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

#### Exercice d'application : (loi de Wien)

Une "lampe halogène" produit de la lumière, comme une lampe à incandescence classique, en portant à haute température un filament de tungstène, mais des gaz halogénés (iode et brome) à haute pression ont été introduits dans l'ampoule à la place du vide.



Voici les courbes d'émission de 2 lampes de même puissance électrique.

courbe a : lampe classique

courbe b : lampe halogène

On rappelle la loi de Wien :  $T \lambda_{\max} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ K.m}$  avec  $T = \theta(^{\circ}\text{C}) + 273$ .

1. Quelle est la température du filament de la lampe halogène ?

$\lambda_{\max} = 900\text{nm}$  environ, soit  $9,0 \cdot 10^{-7}\text{m}$  donc  $T = 2,9 \cdot 10^{-3} / 9,0 \cdot 10^{-7} = 3,3 \cdot 10^3\text{K}$  soit environ  $3,0 \cdot 10^3\text{ }^{\circ}\text{C}$

2. Laquelle de ces deux lampes émet le plus de lumière dans le visible? (justifiez vos réponses)

La lampe halogène émet plus de lumière car son maximum d'intensité lumineuse est plus élevé

3. Laquelle de ces deux lampes possède le filament le plus chaud ?

La lampe halogène est plus chaude car l'intensité lumineuse maximale est émise pour une longueur d'onde plus courte (900nm au lieu de 1200nm). D'après la loi de Wien, si  $\lambda_{\max}$  augmente, alors T diminue.

4. Quels sont les avantages des lampes halogènes que l'on peut déduire de cette étude ?

La lampe halogène émet moins d'énergie dans l'infrarouge (chaleur) et davantage dans le visible (entre 400 et 800nm). Donc son rendement est meilleur et elle éclaire davantage pour une même consommation électrique. Enfin, son spectre se rapproche davantage de celui du soleil auquel notre vision est habituée.

### Références bibliographiques

1. Organisation Mondiale de la Santé, la protection contre les rayonnements non ionisants, édité par M.J. Suess et D.A. Benwell-Morison 2<sup>e</sup> éd., OMS publications régionales, 1991.
2. R. Kitchen, RF Radiation Safety Handbook, 3rd edition, Butterworth Heinemann ed., 2000.
3. J.P. Vautrin, Mesurage de l'exposition humaine au champ électromagnétique, Techniques de l'ingénieur, R933, 2001.

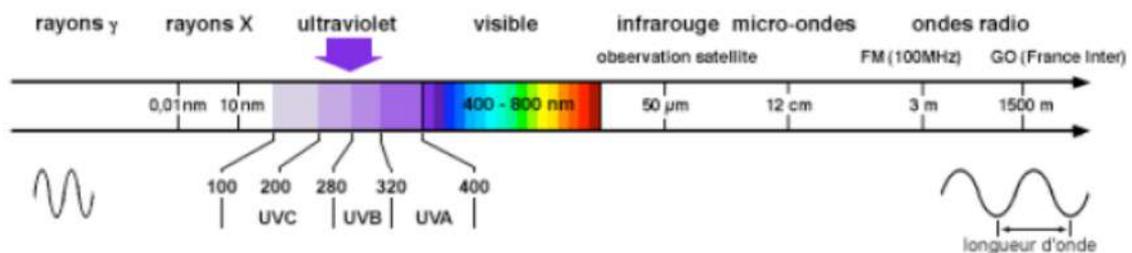
4. L. Miro, P. Descreaux, R. de Seze, G. Hee, P. Mereau, Champs électriques, Champs magnétiques, Ondes électromagnétiques. Guide à l'usage du médecin du travail et du préventeur, INRS éd., 1995.
5. D. Barchiesi, M. Lamy. de la Chapelle, Ondes et matière : Physique de la matière, électromagnétisme, interactions rayonnement-matière, Ellipses, 2007.
6. A. Duchêne, J. Jousset-Dubien, Les effets biologiques des rayonnements non ionisants, Flammarion 2001.
7. <https://www-fourier.ujf-grenoble.fr/~faure/enseignement/matiere-rayon/cours.pdf>
8. <http://e-cours.univ-paris1.fr/modules/uved/envcal/html/rayonnement/2-rayonnement-matiere/2-6-refraction.html>

# Chapitre III

## Les rayons ultraviolets (UV)

### III.1 Définitions

Les rayons ultraviolets appelés couramment UV sont un rayonnement électromagnétique de même nature que la lumière visible mais dont les longueurs d'onde sont inférieures et donc non perceptible par l'œil.



Leur faible longueur d'onde leur confère une plus forte énergie que la lumière allant jusqu'à provoquer des brûlures sur le corps humain.

Le spectre des UV est subdivisé en trois bandes appelée UVA, UVB et UVC. La tranche 200-320 nm, utilisée dans le domaine de la photogravure, est appelée UV actiniques.

nom	longueur d'onde
UVA	320 – 400 nm
UVB	290 – 320 nm
UVC	100 – 280 nm

### III.2 Les rayons solaires

- Au sol, nous recevons du soleil un rayonnement composé de 5% d'UV, 39% de rayonnement visible et 56% d'infrarouge. Les UV ont subi une atténuation importante par l'atmosphère avant d'arriver sur terre.

- Les UVC sont filtrés par la couche d'ozone et n'atteignent pas la terre.
- Les UVA et UVB atténués par l'atmosphère et les particules en suspension, frappent malgré tout notre planète dans une proportion respective de 98% et 2%.
- Dans l'espace, l'intensité des UV est telle que les astronautes s'en protègent par l'utilisation de visières recouvertes d'un fin film d'or.
- Le rayonnement UV augmente de 10% tous les 700 mètres. À 1500 m d'altitude, le rayonnement est 20% plus intense qu'au niveau de la mer.
- Les nuages hauts n'arrêtent que 5 à 10% des UV. Ceux d'altitude moyenne en arrêtent 30 à 70%. Seuls les gros nuages sombres, très bas, arrêtent tous les UV ; en général dans ce cas, il n'y a pas suffisamment de soleil pour inciter à se dévêtir.

### III.3 Effets nocifs des UV sur l'organisme

- **Les rayons UVC** sont les plus dangereux pour l'organisme, heureusement ils n'arrivent pas sur terre quoique certains appareils spécialisés en produisent. La réduction de l'épaisseur de la couche d'ozone menace directement notre santé.

- **Les rayons UVA** sont les moins énergétiques mais ils sont plus nombreux et plus pénétrants. Ils sont présents et dangereux tout au long de la journée. Ils produisent une pigmentation immédiate qui dure peu : elle apparaît en quelques minutes et disparaît en quelques heures.

Leur pénétration profonde des tissus jusqu'au derme détruit les fibres élastiques et le collagène, entraînant alors un relâchement des tissus, une perte de la fermeté de la peau et l'apparition de rides. Ils peuvent entraîner des modifications génétiques au sein des cellules provoquant l'apparition de cancer cutané (carcinomes, mélanomes).

Leur dangerosité est aggravée par le fait qu'ils provoquent aucun désagrément ou sensation de brûlure comme les coups de soleil (1000 fois moins que les rayons UVB) à moins que la durée d'exposition soit très importante.

Les UVA peuvent parfois, déclencher des réactions de photosensibilisations (accroissement des effets des UV) lors de la prise de certains médicaments.

**NB :** les vitres n'arrêtent pas les UVA.

- **Les rayons UVB** sont très dangereux surtout entre 12 h et 16 h, car le soleil étant au zénith, ses rayons sont très peu réfractés par l'atmosphère. Ils sont arrêtés par la couche cornée de l'épiderme (40% seulement arrivant au derme) mais leur énergie provoque, en cas de surexposition, une réaction inflammatoire aboutissant à des brûlures qui peuvent aller jusqu'au 3e degré. La brûlure de 1er degré, c'est le "coup de soleil". Les rougeurs sont dues à la dilatation des vaisseaux sanguins. Sa disparition s'accompagne d'une desquamation et d'une dépigmentation.

L'exposition prolongée aux UVB provoque un amincissement de l'épiderme et des taches sur les parties découvertes comme les mains, bras et visage.

L'utilisation de lunettes protectrices adaptées permet de s'en protéger les yeux car ils peuvent provoquer des lésions aboutissant à des photokératites (inflammation de la cornée), rétinopathies solaires aiguës, cataractes...

Ils sont arrêtés par le verre et les nuages.

Le rayonnement est 100 fois plus intense en juillet qu'en décembre.

Sous leur action, la peau développe un bronzage qui disparaît en quelques semaines.

Se protéger des rayons directs ne suffit pas, car il faut se méfier des rayons réfléchis par le sable, la neige, l'eau ou l'herbe qui ont un pouvoir réfléchissant important, respectivement 15, 85, 20 et 2%. Voilà pourquoi on bronze plus sur la plage que dans l'herbe de son jardin.

De même, les UV pénètrent dans l'eau et à 50 cm de profondeur, 60% des UVB et 85% des UVA sont encore présents.

### **Le bronzage**

- Au début d'une exposition raisonnable, les UVA réagissent avec les précurseurs de mélanine et déclenchent une pigmentation cutanée immédiate.
- Dans les jours qui suivent, les UVB stimulent les mélanocytes, situés à l'interface épiderme/derme, qui synthétisent la mélanine : c'est la pigmentation retardée. La mélanine produite va ensuite colorer les cellules voisines de l'épiderme.
- Le léger hâle qui s'installe constitue un mécanisme naturel de protection de la peau contre les coups de soleil, ce qui ne dispense en aucun cas d'une photoprotection. Cette production de mélanine met en moyenne 70 heures pour être efficace.
- Le bronzage disparaît progressivement lorsque l'épiderme se renouvelle, il aura complètement disparu en 25 jours.
- Après l'âge de 30 ans, le nombre des mélanocytes diminue de 8 à 20% tous les 10 ans, d'où une plus grande difficulté à bronzer.
- Au fil des expositions solaires, la peau devient moins élastique, les cellules ne se renouvellent plus autant, les pigments colorés s'agglomèrent et forment des taches cutanées.

### **Les autobronzants**

- Ce sont des produits à base d'un colorant résistant à l'eau le DHA (dihydroxyacétone). Il en existe différentes catégories en fonction de la concentration en DHA, destinées aux peaux claires (2,5 % à 3 %) ou aux peaux mates (5 %).

- Les autobronzants en gélules à ingérer sont souvent à base de beta-carotène, un colorant tirant son nom de la carotte à l'intérieure de laquelle il existe en forte quantité. C'est un pigment naturel qui se transforme en vitamine A une fois absorbé. Ils n'augmentent pas la production de mélanine, mais protègent néanmoins partiellement du soleil, grâce à la capacité de la vitamine A à piéger les radicaux libres générés par les UV.

**NB :** Ces produits n'ont pas vocation à protéger le corps du soleil.

### III.4 Indices de protection

#### ❖ L'index UV

L'OMM, l'Organisation Météorologique Mondiale et l'OMS, l'Organisation Mondiale de la Santé, ont conjointement mis en place une échelle du risque solaire, nommée index UV. En France métropolitaine, les valeurs de l'index UV sont publiées par l'association Sécurité solaire en collaboration avec Météo France.

En l'été, l'index UV atteint 7 - 8 en bord de mer. Il augmente de 10 % par 1000 mètres d'altitude et également dans les cas où la réverbération est importante : neige, sable et eau en bord de plage.

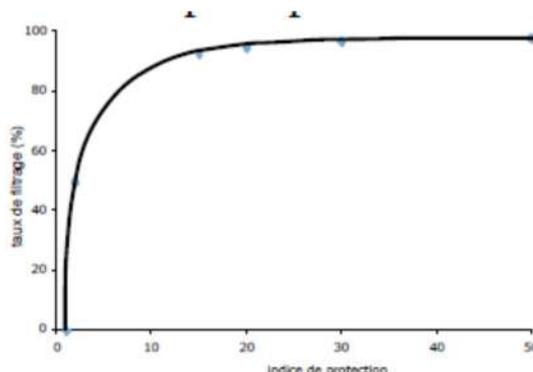
Afin de permettre comment se protéger au mieux, la météo solaire, avec l'index UV, est dorénavant donnée chaque jour durant l'été par les médias (journaux, radio, télé, internet...)

Index	risque de brûlure	délai d'apparition d'une brûlure sur une peau claire non bronzée
0	faible	catégorie basse : 1 heure
1		
2		
3	modéré	catégorie modérée : 30 minutes
4		
5	élevé	catégorie élevée: 20 minutes
6		
7	fort	catégorie élevée: 20 minutes
8		
9	extrême	catégorie extrême: 15 minutes
10		

#### ❖ L'indice de protection solaire

L'indice de protection solaire, ou IP ou parfois IPS, quantifie l'efficacité photoprotectrice des produits solaires vis à vis des ultraviolets. Un indice de protection N multiplie par N le temps que l'on peut s'exposer avant d'attraper un coup de soleil, il caractérise donc une

protection anti-UVB. Si sans protection, vous attrapez un coup de soleil au bout de 15 minutes d'exposition, avec un indice de protection 8, vous l'aurez en 2 heures (8 x 15 min). Attention, Le filtrage des UV n'est pas proportionnel à l'indice. Les soins d'indice inférieur à 10 sont déconseillés et au-delà de 25, le surplus de protection est très faible mais néanmoins efficace.



La protection est propre à une personne donnée, elle dépend de la sensibilité de sa peau classée parmi 6 phototypes numérotés de I à VI.

type	bronzage	coups de soleil	peau	cheveux	yeux	protection
I	jamais	systématiques	très claire, taches de rousseur	blonds ou roux	très clairs	IP > 30
II	difficile	très fréquents	très claire	blonds ou châains	clairs	
III	progressif	parfois	claire	blonds ou châains	clairs	IP > 15
IV	bien	rares	mate	châains ou bruns	foncés	
V	facile	exceptionnels	foncée	bruns	foncés	
VI	toujours halé	jamais	très foncée, noire	bruns	très foncés	

Les peaux foncées possèdent une plus grande quantité de mélanine qui filtre naturellement les UV. Les albinos ne peuvent pas bronzer du fait d'absence totale de pigmentation.

Dans la pratique, la quantité de produit appliquée sur la peau est inférieure de moitié à celle testée en laboratoire (2 mg/cm<sup>2</sup> de peau). De plus, il est nécessaire de remettre du produit toutes les heures en moyenne à cause du sable, de la baignade, du frottement des serviettes... On considère la surface corporelle à protéger est d'environ 1,5 m<sup>2</sup> donc 4 heures de plage pour 4 personnes devraient user environ 480 g soit un flacon de 350 ml, quel budget !...

Privilégiez toujours les soins qui couvrent l'ensemble du spectre UVA et UVB. Comme il n'existe pas encore de norme de classe de protection des UVA, ne comparez pas les indices, qui restent à l'appréciation des différents laboratoires.

### **Indications sur les emballages et explications**

- Le terme « écran total » est interdit, car la protection totale à 100% des UV n'existe pas.
- Étanche signifie que le produit garde 70 % de sa capacité de filtration après quatre bains d'environ 20 minutes.
- Résistant à l'eau est similaire à étanche sauf que le nombre de bain n'est que de deux.
- Large spectre signifie que le produit filtre à la fois les UVB et les UVA.
- SPF ou facteur de protection solaire, cette appellation est identique à l'indice de protection IP.
- filtres organiques : Le filtrage est assuré par des molécules produites par réaction chimique, généralement dérivés du pétrole. Ils atténuent le rayonnement solaire.
- filtres minéraux : Ces produits se présentent en général sous forme de crème blanche à base d'oxyde de titane, talc, mica, oxyde de zinc ou kaolin. Ils sont très efficaces pour tout le spectre, ils agissent par réflexion des rayonnements.
- IPD (Immédiate Pigment Darkening) et PPD (persistent pigment darkening) : Ce sont des indices de protection anti-UVA, ils caractérisent la pigmentation immédiate et la pigmentation persistante.

La pigmentation induite par les UVA apparaît rapidement après l'exposition mais cette coloration disparaît progressivement dès que l'exposition cesse. Elle est déjà visible au bout de 2 heures puis s'atténue lentement au cours des 24 heures.

Le facteur de protection IPD est calculé en faisant le rapport entre les doses requises pour produire la réponse respectivement avec et sans produit de protection solaire appliqué sur la peau après deux heures d'exposition.

La longueur d'onde d'efficacité maximale pour l'induction de l'IPD est au environ de 340 nm.

Le calcul du facteur de protection PPD est fait de la même façon que pour l'IPD mais 2 heures après la fin de l'exposition lorsque la pigmentation est stabilisée.

Évaluation des risques liés à l'exposition aux ultraviolets

### **III.5 L'utilité des UV pour la santé**

- Les UVB permettent aussi la synthèse de la vitamine D3 par les cellules de l'épiderme, à partir d'un dérivé du cholestérol ; elle est ensuite transformée en sa forme active par le foie et les

reins. La vitamine D facilite l'absorption du calcium et du phosphore dans l'organisme. Une carence conduit chez l'enfant au rachitisme et chez l'adulte à l'ostéomalacie (ramollissement des os).

L'exposition du visage quelques minutes par jour s'avère suffisante, il n'est nul besoin de s'exposer nu plusieurs heures.

- Les UV C sont utilisés dans la stérilisation, ils sont dits germicides du fait de leur petite longueur d'onde.

On les rencontre dans les hôpitaux et laboratoires, chez les dentistes et coiffeurs pour stériliser les instruments ainsi que dans l'industrie agro-alimentaire et le traitement des eaux. La longueur d'onde utilisée est de 253,7 nm.

- Les UV sont utilisés dans le traitement de maladie comme le psoriasis (maladie de la peau caractérisée par des tâches rouges recouvertes de squames s'accompagnant de démangeaisons).

### **III.6 Sources d'UV autres que le soleil et applications diverses**

Les sources d'UV se doivent d'avoir des enveloppes en quartz car le verre ne laisse pas passer les UV.

#### **1. Les arcs à souder**

La soudure électrique à l'arc provoque l'émission d'une quantité d'UV très importante d'où la nécessité de porter un masque de protection des yeux et du visage.

**NB :** Fermer les paupières n'est pas suffisant comme protection, elles sont trop fines. Les lunettes de soudure autogène (chalumeau) ne protègent pas le visage et ne sont pas adaptées à la filtration des UV.

#### **2. Les tubes fluorescents bas pression pour cabine de bronzage**

Les tubes contiennent de l'argon et du mercure (très faible quantité) placé dans un champ électrique. Les électrons en se déplaçant percutent et cèdent leur énergie aux atomes de mercure qui passent à l'état excité. Le retour à l'état fondamental se fait en émettant un photon dans l'UVC (185 et 254 nm). La paroi interne des tubes est enduite d'un produit qui fluoresce sous l'action des UVC dans la gamme des UVA.

### 3. Les lampes hautes pression

Ces lampes ont un principe identique aux basses pressions sauf que la pression ( $> 1$  bar) engendre un plasma plus chaud et plus intense entraînant la nécessité d'avoir une ampoule en quartz.

### 4. Les diodes UV

La première diode UV a été créée au Japon en mai 2006. Avec une longueur d'onde de 210 nm, elle permettra d'améliorer la finesse de gravure des circuits intégrés et de concevoir des DVD dont la quantité d'information stockée sera très élevée (pistes et cuvettes plus fines).

Les applications sont nombreuses et les domaines très variés.

- ✓ La spectroscopie et la microscopie de fluorescence en laboratoire;
- ✓ les éclairages d'ambiance dans les dancings et dans les discothèques;
- ✓ les contrôles d'authenticité des billets de banque;
- ✓ les stroboscopes;
- ✓ Les tests de vieillissement accélérés de peintures et de revêtements. On peut même imiter la lumière du soleil à l'aide de lampes au xénon haute pression dont les puissances peuvent atteindre 100 kW;
- ✓ la fabrication des masques de gravure des circuits intégrés électroniques;
- ✓ la désinfection d'instruments ou de produits alimentaires...

### III.7 Réglementations et normes

La réglementation actuelle à propos des appareils de bronzage est définie par le décret 97- 617 du 30 mai 1997. Les appareils doivent être conforme à la norme 60335-2-27. Les textes définissent également le fonctionnement des établissements de soins et leur obligation à l'information du public.

#### Réglementation Américaine

Recommandations de l'American Conference of Governmental Industrial Hygienists (ACGIH)

##### ➤ 315-400 nm (UVA)

Les yeux ne doivent pas recevoir plus de  $1 \text{ mJ/cm}^2$  pendant plus de 1 000 secondes (environ 16 minutes). Quant aux expositions de moins de 1 000 secondes, la dose (énergie totale) ne doit pas dépasser  $1,0 \text{ J/cm}^2$ . Des limites d'exposition additionnelles s'appliquent à l'intensité des rayons UV à laquelle la peau et les yeux sont exposés. L'intensité des rayons UV auxquels la peau et les yeux

d'une personne peuvent être exposés pendant une période de 8 heures varie selon la longueur d'ondes de ces rayons.

### ➤ 200 à 315 nm (UVB et C)

L'exposition de la peau et des yeux ne doit pas dépasser les valeurs du tableau ci-dessous au cours d'une période de 8 heures.

$\lambda$ (nm)	VLE (mJ/cm <sup>2</sup> )
200	100
210	40
220	25
230	16
240	10
250	7
254	6
260	4,6
270	3
280	3,4
290	4,7
300	10
305	50
310	200
315	1000

### III.8 Unités et quelques chiffres

- Le flux énergétique des UV est mesuré en milliwatts par centimètre carré (mW/cm<sup>2</sup>), c'est l'énergie absorbée (en mJ) en une seconde par centimètre carré.
- Le nom du médecin danois Niels Ryberg Finsen (1860-1904), prix Nobel de médecine en 1903 pour ses recherches sur l'utilisation de la lumière dans le traitement de maladies, a été donné à une unité de densité de flux énergétique, l'unité Finsen, égale à 10<sup>-5</sup> W/m<sup>2</sup> à une longueur d'onde de 296,7 nm.
- Cette unité a été employée pour mesurer l'intensité du rayonnement ultraviolet par sa capacité à causer le rougissement de la peau.
- Une lumière UV de 2 FU cause un coup de soleil en 15 minutes sur une peau standard.

### III.9 Production de mélanine

La production de mélanine est la réponse adaptée au coup de soleil puisque les deux ont leur maximum d'intensité à 296,7 nm. Plus la longueur d'onde augmente, plus la puissance doit être importante pour avoir les mêmes dégâts.

puissance $\mu\text{W}/\text{cm}^2$	longueur d'onde nm
1	296,7
10	307
100	314
1000	330

### III.10 Traitements des eaux

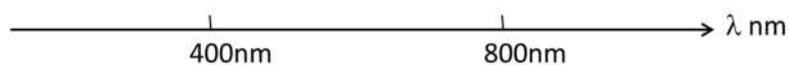
Les UV C sont très utilisés pour le traitement des eaux. La direction Générale de la Santé (circulaire du 19/1/1987) préconise des irradiations UV supérieures à  $25\,000\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$ .

énergie ( $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) mise en jeu pour inhiber à 99,9%	
Virus de l'hépatite A	8000
Saccharomyces cerevisiae	13800
Leptospira	7000
Plancton d'eau douce	2000

### Exercice : Rayonnements UV et IR.

Les ondes lumineuses visibles par notre œil ne représentent qu'une petite partie du vaste domaine des ondes électromagnétiques.

1.1. Indiquer sur le schéma ci-après les domaines des radiations de la lumière visible, des UV et des IR.



Une onde électromagnétique a une longueur d'onde dans le vide  $\lambda=1,5 \cdot 10^{-5}\text{m}$ .

1.2. A quel domaine appartient cette radiation ? Justifier.

1.3. Calculer la fréquence de l'onde associée à cette longueur d'onde.

1.4. Ecrire la relation qui lie l'énergie d'un photon à la fréquence des radiations.

Comment varie cette énergie quand la fréquence des radiations diminue ? Justifier la réponse.

1.5. Calculer la valeur de l'énergie associée au photon de longueur d'onde  $\lambda=1,5 \cdot 10^{-5}\text{m}$ .

1.6. Convertir cette énergie en eV.

### Solution

1.1. Radiations de la lumière visible, des UV et des IR



1.2. Pour savoir à quel domaine appartient cette radiation, il faut la convertir en nm  $\lambda = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m} = 1.5 \cdot 10^4 \text{ nm} = 15 \cdot 10^3 \text{ nm}$   $\lambda > 800 \text{ nm}$  donc cette radiation appartient à IR.

1.3. calcul de la fréquence  $\nu$  de l'onde associée à cette longueur d'onde :

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \times 10^8}{15 \times 10^{-6}} = 2.0 \times 10^{13} \text{ Hz}$$

1.4. Relation qui lie l'énergie d'un photon à la fréquence des radiations :

$E = h\nu$  : L'énergie et la fréquence étant proportionnelles, lorsque la fréquence diminue, l'énergie diminue également.

1.5. Calcul de l'énergie associée au photon de longueur d'onde

$$E = h\nu = 6.63 \times 10^{-34} \cdot 2.0 \times 10^{13} = 1.3 \times 10^{-20} \text{ J}$$

1.6. Conversion de l'énergie en eV :

$$E(\text{eV}) = \frac{1.3 \times 10^{-20}}{1.6 \times 10^{-19}} = 8.1 \times 10^{-2} \text{ eV}$$

### Références bibliographiques

1. Organisation Mondiale de la Santé, la protection contre les rayonnements non ionisants, édité par M.J. Suess et D.A. Benwell-Morison 2<sup>e</sup> éd., OMS publications régionales, 1991.
2. R. Kitchen, RF Radiation Safety Handbook, 3rd edition, Butterworth Heinemann ed., 2000.
3. J.P. Vautrin, Mesurage de l'exposition humaine au champ électromagnétique, Techniques de l'ingénieur, R933, 2001.
4. L. Miro, P. Descreaux, R. de Seze, G. Hee, P. Mereau, Champs électriques, Champs magnétiques, Ondes électromagnétiques. Guide à l'usage du médecin du travail et du préventeur, INRS éd., 1995.
5. D. Barchiesi, M. Lamy. de la Chapelle, Ondes et matière : Physique de la matière, électromagnétisme, interactions rayonnement-matière, Ellipses, 2007.
6. A. Duchêne, J. Jousot-Dubien, Les effets biologiques des rayonnements non ionisants, Flammarion 2001.

7. <https://www-fourier.ujf-grenoble.fr/~faure/enseignement/matiere-rayon/cours.pdf>
8. <http://e-cours.univ-paris1.fr/modules/uved/envcal/html/rayonnement/2-rayonnement-matiere/2-6-refraction.html>
9. Bronzage et effets sanitaires liés aux rayonnements ultraviolets  
[http://www.sante.gouv.fr/htm/dossiers/bronzage\\_uv/sommaire.htm](http://www.sante.gouv.fr/htm/dossiers/bronzage_uv/sommaire.htm)
10. Recommandations concernant l'étiquetage des produits de protection solaire (2006).  
[http://afssaps.sante.fr/pdf/5/rapport\\_solaire\\_annex1.pdf](http://afssaps.sante.fr/pdf/5/rapport_solaire_annex1.pdf)
11. Le rayonnement UV – OMS. <http://www.who.int/uv/fr/>
12. Soleil et protection solaire. <http://www.teteamodeler.com/sante/soleil/index.htm>
13. Évaluation des risques liés à l'exposition aux ultraviolets.

# Chapitre IV

## Les rayonnements visibles

### IV.1 Introduction

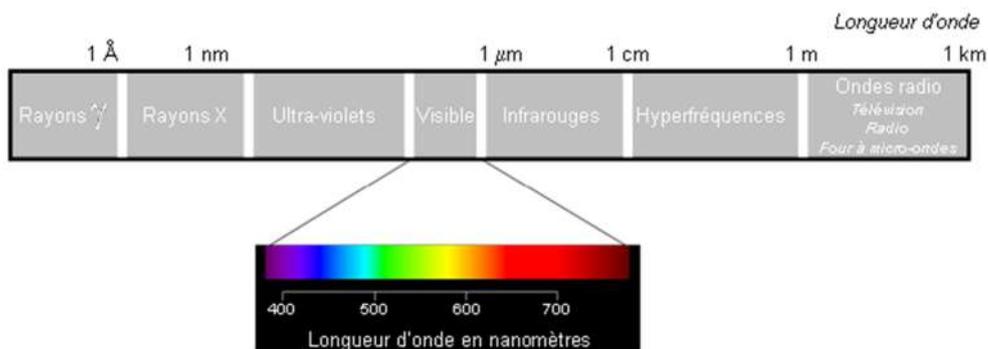
Lumière et couleur sont intimement liés. La perception que nous avons des couleurs dépend de plusieurs facteurs qui sont :

- ➔ la nature de la lumière,
- ➔ l'interaction de la lumière et la matière,
- ➔ la physiologie de la vision humaine.

Chacun de ces facteurs joue un rôle essentiel et l'absence de l'un d'entre eux rend impossible la vision des couleurs. La vision des couleurs varie également en fonction du moment de la journée et de l'éclairage solaire.

### IV.2 Nature de la lumière

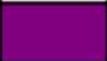
La lumière visible n'occupe qu'une plage très étroite du spectre électromagnétique (voir figure ci-dessous). L'œil humain n'est en effet sensible qu'aux rayonnements dont la longueur d'onde est comprise entre 380 et 700 nm et présente un maximum de sensibilité autour de 550 nm, ce qui correspond à une couleur verte - jaune.



**Fig.IV.1** : Le spectre électromagnétique qui classe les rayonnements en fonction de leur longueur d'onde.

Les longueurs d'onde du visible n'occupent qu'une partie infime du spectre, comprise entre 400 et 700 nm.

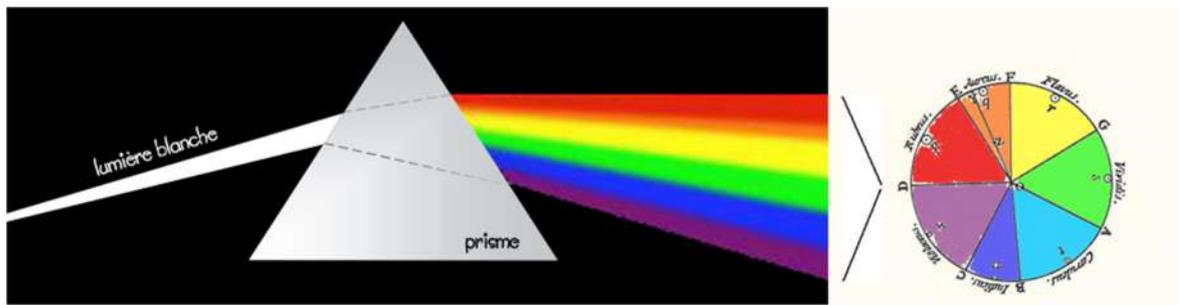
Bien que le spectre visible soit continu et qu'il n'y ait pas de séparation nette entre les couleurs, on admet généralement que chaque couleur correspond à une radiation électromagnétique de fréquence et de longueur d'onde particulières.

Couleur		longueur d'onde (1 nm = 10 <sup>-9</sup> m)	Fréquence (103 GHz = 10 <sup>12</sup> Hz)
violet		380 à 450 nm	725
bleu		450 à 490 nm	640
vert		490 à 570 nm	565
jaune		570 à 585 nm	520
orange		585 à 620 nm	500
rouge		620 à 670 nm	465

**Tab. IV.1 :** Longueurs d'onde et fréquences des couleurs du spectre visible.

La combinaison de toutes les couleurs spectrales produit la lumière blanche, comme celle provenant du soleil ou de la plupart des sources de lumière artificielle. Il arrive parfois que l'on puisse observer les lumières colorées individualisées sous certaines circonstances. Cela se produit naturellement lorsque les gouttelettes de pluie décomposent la lumière en sept couleurs de l'arc en ciel, ou lorsque la lumière blanche est réfractée à travers un prisme.

C'est Newton qui, à la fin du 17<sup>ème</sup> siècle est le premier à expliquer le phénomène de décomposition de la lumière blanche en ses différentes composantes colorées. En plaçant un prisme devant un mince filet de lumière solaire, il observe que la lumière est réfractée en sept couleurs spectrales qui vont du violet au rouge en passant par l'indigo, le bleu, le vert, le jaune et l'orange. En faisant passer les rayons diffractés à travers un second prisme, il constate que ceux-ci peuvent recomposer la lumière solaire et en conclut que les couleurs ne sont pas une modification de la lumière blanche, mais bien ses éléments constitutifs. Il a ensuite l'idée géniale de placer les couleurs sur un cercle et démontre que leur répartition place les couleurs complémentaires en opposition (voir figure). Le cercle de chromaticité de Newton qui classe les couleurs en fonction de la teinte bouscule les théories de l'époque qui avançaient que toute couleur résultait d'un mélange du blanc et du noir.



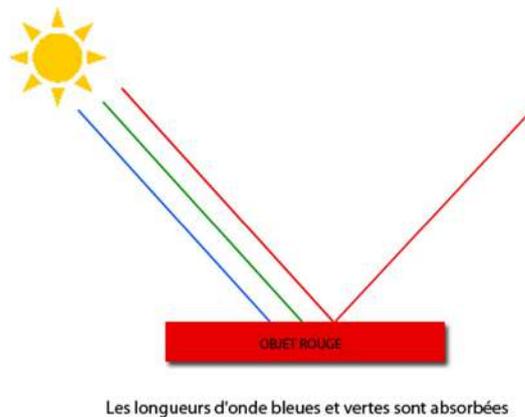
**Fig.IV.2** : Décomposition de la lumière blanche par un prisme et cercle de chromaticité de Newton.

Avant lui en effet, la conception des couleurs reposait essentiellement sur la notion de clarté. Les couleurs étaient classées selon leur variation de luminosité, par similitude avec la clarté de la journée. Le blanc - qui représentait la lumière du jour - et le noir - qui représentait l'obscurité de la nuit - étaient alors considérées comme des couleurs primaires et toutes les autres couleurs étaient le résultat d'un mélange précis de ces deux couleurs.

Plus d'un siècle après les découvertes de Newton, Thomas Young qui travaille sur la vision humaine, fait l'hypothèse que l'œil possède trois capteurs sensoriels qui permettent de reconstituer l'ensemble des couleurs. Il démontre alors qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser toutes les couleurs spectrales pour reconstituer la lumière blanche, mais que trois seulement suffisent : le rouge, le vert et le bleu, et qu'à partir de ces trois couleurs primaires, il est effectivement possible de reconstituer toutes les autres couleurs. C'est le principe de la synthèse additive des couleurs.

### **IV.3 Interaction de la lumière et de la matière**

Lorsqu'une source d'énergie lumineuse vient frapper un objet, celui-ci va renvoyer un rayonnement à une certaine longueur d'onde - et apparaîtra par conséquent d'une couleur précise - en fonction des mécanismes d'émission, de réflexion, d'absorption et de transmission. L'animation ci-dessous illustre de façon très simple ces différents mécanismes.



**Fig. IV.3 :** La couleur des objets

En fonction de leurs propriétés à réfléchir, absorber ou transmettre les rayonnements électromagnétiques, les objets nous apparaissent d'une certaine couleur.

Pour en savoir plus sur les interactions entre le rayonnement électromagnétique et la matière, le lecteur pourra se référer au chapitre éléments de physique du rayonnement section « le rayonnement et la matière ».

#### **IV.4 la physiologie de la vision humaine.**

##### **IV.4.1 Vision des couleurs**

Lorsque les rayons lumineux parviennent à nos yeux, ils sont captés par nos photorécepteurs au niveau de la rétine, puis transformés en influx nerveux qui sont alors transmis vers le cerveau par l'intermédiaire des nerfs optiques. La rétine comporte deux types de cellules sensorielles : des cellules nerveuses en forme de **bâtonnets** qui permettent de voir dans les faibles conditions d'éclairage (vision nocturne ou vision scotopique), et d'autres en forme de **cônes** adaptées à l'éclairage de la lumière du jour (vision diurne ou photopique).

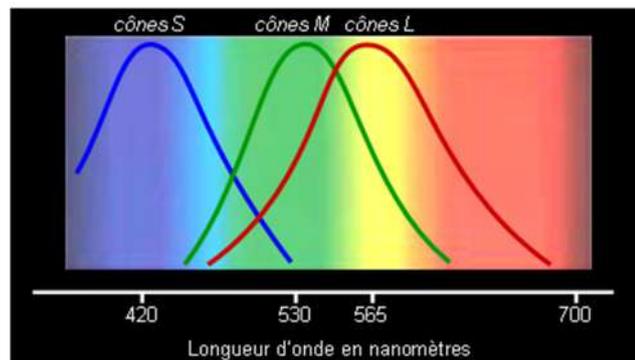
##### **1. Les Bâtonnets**

Les bâtonnets qui se répartissent surtout à la périphérie de la fovéa-dépression de la tache jaune, au centre de la rétine, où la vision est la plus nette - sont sensibles aux très faibles éclairagements. Ils jouent par conséquent un rôle important dans la vision en faible luminosité et dans la discrimination des contrastes.

Ce sont les bâtonnets qui sont stimulés lors de la vision nocturne ou scotopique et qui, sensibles à une grande partie du spectre visible, nous permettent de distinguer les objets en niveaux de gris.

## 2. Cônes

Les cônes eux se situent dans la fovéa. Ils sont beaucoup moins sensibles que les bâtonnets à la lumière et interviennent donc essentiellement en vision diurne ou photopique. Il existe trois types de cônes qui présentent chacun une sensibilité spectrale à une région du spectre des couleurs : des cônes plus sensibles à la lumière bleue (cônes S), d'autres à la lumière verte (cônes M) et le troisième type de cônes à la lumière rouge (cônes L). Les cônes sont donc les photorécepteurs qui permettent la vision des couleurs pendant la journée. Bien que ces régions soient centrées sur les trois couleurs primaires, elles se chevauchent de manière importante. Les trois types de cônes seront donc stimulés à des degrés divers par une couleur donnée (figure ci-dessous). Par exemple, une couleur bleue ciel va surtout exciter les cônes bleus, mais également les verts à un degré moindre et très légèrement les rouges. Une lumière jaune ne stimulera que les cônes rouges et les cônes verts. Notre perception des couleurs dépendra donc de la combinaison de ces stimuli. On parle de trichromatie ou de modèle trichromatique de la vision humaine, dans lequel toutes les sensations de couleur sont obtenues par des excitations variées des trois types de cônes et peuvent donc être produites par des mélanges de lumière correspondant aux longueurs d'onde du rouge, du vert et du bleu.



**Fig. IV.4 :** Sensibilité des trois types de cônes en fonction de la longueur d'onde de la lumière.

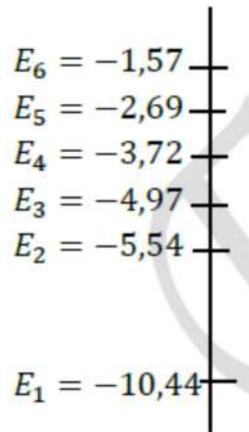
### Exercice d'évaluation

Le spectre d'émission du mercure contient trois raies intenses : Jaune, verte et bleu indigo, de longueurs d'onde respectives  $\lambda_J=579.2\text{nm}$  ;  $\lambda_V=546.2\text{nm}$ ,  $\lambda_B=436.0\text{nm}$ .

1. Calculer l'énergie, en eV, des photons de longueurs d'onde  $\lambda_J$ ,  $\lambda_V$  et  $\lambda_B$
2. Le digramme simplifié des niveaux d'énergie de l'atome de mercure est donné ci-dessous.
  - a. Quelle raie d'émission du mercure correspond à la désexcitation des atomes de mercure des niveaux  $E_6$  et  $E_4$ .

b. A quelles désexcitations correspondent les deux autres raies ? Justifier

c. Reproduire le diagramme et représenter par des flèches les trois désexcitations évoquées dans l'exercice.



### Solution

1)

$$E(\text{eV}) = \frac{1240}{\lambda_J} = \frac{1240}{579,2} = 2,14 \text{ eV}$$

$$E(\text{eV}) = \frac{1240}{\lambda_V} = \frac{1240}{546,2} = 2,27 \text{ eV}$$

$$E(\text{eV}) = \frac{1240}{\lambda_B} = \frac{1240}{436} = 2,84 \text{ eV}$$

2) a-  $\Delta E = E_6 - E_4 = -1,57 - (-3,72) = 3,72 - 1,57 = 2,15 \text{ eV}$

C'est la raie jaune

b-

$$\Delta E = E_2 - E_1 = -5,54 - (-10,44) = 4,9$$

$$\Delta E = E_3 - E_1 = -4,97 - (-10,44) = 5,47$$

$$\Delta E = E_4 - E_1 = -3,72 - (-10,44) = 6,72$$

$$\Delta E = E_5 - E_1 = -2,69 - (-10,44) = 7,75$$

$$\Delta E = E_6 - E_1 = -1,57 - (-10,44) = 8,87$$

$$\Delta E = E_3 - E_2 = -4,97 - (-5,54) = 0,57$$

$$\Delta E = E_4 - E_2 = -3,72 - (-5,54) = 1,82$$

$$\Delta E = E_5 - E_2 = -2,69 - (-5,54) = 2,85$$

$$\Delta E = E_4 - E_3 = -3,72 - (-4,97) = 1,25$$

$$\Delta E = E_5 - E_3 = -2,69 - (-4,97) = 2,28$$

$$\Delta E = E_6 - E_3 = -1,57 - (-4,97) = 3,40$$

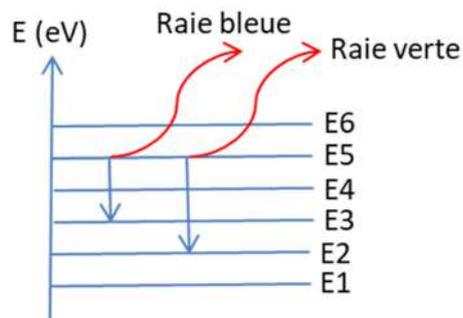
$$\Delta E = E_5 - E_4 = -2,69 - (-3,72) = 1,03$$

$$\Delta E = E_6 - E_2 = -1,57 - (-5,54) = 3,97$$

$$\Delta E = E_6 - E_4 = -1,57 - (-3,72) = 2,15$$

$$\Delta E = E_6 - E_5 = -1,57 - (-2,69) = 1,12$$

La raie verte correspond à la désexcitation du  $E_5$  vers  $E_2$  et la raie bleue correspond à la désexcitation du  $E_5$  vers  $E_3$



### Références bibliographiques du module

1. Organisation Mondiale de la Santé, la protection contre les rayonnements non ionisants, édité par M.J. Suess et D.A. Benwell-Morison 2<sup>e</sup> éd., OMS publications régionales, 1991.
2. R. Kitchen, RF Radiation Safety Handbook, 3rd edition, Butterworht Heinemann ed., 2000.
3. J.P. Vautrin, Mesurage de l'exposition humaine au champ électromagnétique, Techniques de l'ingénieur, R933, 2001.
4. L. Miro, P. Descreaux, R. de Seze, G. Hee, P. Mereau, Champs électriques, Champs magnétiques, Ondes électromagnétiques. Guide à l'usage du médecin du travail et du préventeur, INRS éd., 1995.
5. D. Barchiesi, M. Lamy. de la Chapelle, Ondes et matière : Physique de la matière, électromagnétisme, interactions rayonnement-matière, Ellipses, 2007.
6. A. Duchêne, J. Jousot-Dubien, Les effets biologiques des rayonnements non ionisants, Flammarion 2001.
7. <https://www-fourier.ujf-grenoble.fr/~faure/enseignement/matiere-rayon/cours.pdf>

8. <http://e-cours.univ-paris1.fr/modules/uved/envcal/html/rayonnement/2-rayonnement-matiere/2-6-refraction.html>
9. Bronzage et effets sanitaires liés aux rayonnements ultraviolets  
[http://www.sante.gouv.fr/hm/dossiers/bronzage\\_uv/sommaire.htm](http://www.sante.gouv.fr/hm/dossiers/bronzage_uv/sommaire.htm)
10. Recommandations concernant l'étiquetage des produits de protection solaire (2006).  
[http://afssaps.sante.fr/pdf/5/rapport\\_solaire\\_annex1.pdf](http://afssaps.sante.fr/pdf/5/rapport_solaire_annex1.pdf)
11. Le rayonnement UV – OMS. <http://www.who.int/uv/fr/>
12. Soleil et protection solaire. <http://www.teteamodeler.com/sante/soleil/index.htm>

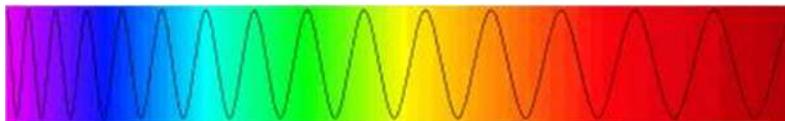
# Chapitre V

## Les rayonnements infrarouges

### V.1 Introduction

Le rayonnement est un transfert d'énergie sous forme d'ondes ou de particules, qui peut se produire par rayonnement électromagnétique (par exemple : ondes radio, infrarouge, lumière, rayons X, rayons gamma) ou par une désintégration (par exemple : radioactivité  $\alpha$ , bêta, neutrons). Par conséquent, le transfert peut se réaliser dans le vide. L'exemple caractéristique est celui du soleil dans l'espace et dans notre exposé on va étudier les rayonnements infrarouges IR.

Tous les rayonnements ont une longueur d'onde différente. Par exemple l'infrarouge «c'est l'objet de ce cours» a une longueur d'onde comprise entre 780 nm et 1 000 000 nm (0,1 mm). Celles de la lumière visible sont comprises entre 800 nm (rouge) et 400 nm (bleu). On remarque que *la longueur d'onde de l'infrarouge est plus grande* (crêtes plus écartées).



*On remarque bien que la longueur d'onde du rouge est plus grande que celle du violet. Ici, l'infrarouge serait situé après le rouge avec une longueur d'onde encore plus grande.*

Il se trouve que les rayonnements infrarouges ont la particularité de *transporter de la chaleur*. Ainsi, un corps soumis aux rayons infrarouges va chauffer. De même un corps évacuera sa chaleur sous forme de rayonnement infrarouge.

Sachant que tout corps de l'univers émet plus ou moins de chaleur, l'intérêt d'étudier le ciel en infrarouge est plus que concret.

## V.2 Généralités sur les infrarouges

Le nom signifie « en deçà du rouge » (du latin *infra* : « plus bas »), car l'infrarouge est une onde électromagnétique de fréquence inférieure à celle de la lumière rouge (et donc de longueur d'onde supérieure à celle du rouge qui va de 500 à 780 nm). La longueur d'onde de l'infrarouge est comprise entre 780 nm et 1 000 000 nm (ou encore entre 0,78  $\mu\text{m}$  à 1 000  $\mu\text{m}$ ).

L'infrarouge est subdivisé en :

1. IR proche (PIR : de **0,78  $\mu\text{m}$  à 1,4  $\mu\text{m}$** ),
2. IR moyen (MIR : de **1,4 à 3  $\mu\text{m}$** ),
3. IR lointain (de **3 $\mu\text{m}$  à 1000  $\mu\text{m}$** ).

Cette classification n'est cependant pas universelle : les frontières varient d'un domaine de compétence à l'autre sans que l'on ne puisse donner raison à qui que ce soit. Le découpage peut être lié à la longueur d'onde (ou à la fréquence) des émetteurs, des récepteurs (détecteurs), ou encore aux bandes de transmission atmosphérique.

L'infrarouge est associé à la chaleur car, à température ambiante ordinaire, les objets émettent spontanément des radiations dans le domaine infrarouge ; la relation est modélisée par la loi du rayonnement du corps noir dite aussi loi de Planck. La longueur d'onde du maximum d'émission d'un corps noir porté à une température absolue T (en kelvin) est donnée par la relation connue sous le nom de loi du déplacement de Wien :

$$\lambda_{max} = 2.898 \times 10^{-3} / T$$

Cela signifie qu'à température ambiante ordinaire (T aux environs de 300 K), le maximum d'émission se situe aux alentours de 10  $\mu\text{m}$ , la plage concernée étant 8-13  $\mu\text{m}$ . Placé à la surface terrestre, un télescope observant dans cette gamme de longueur d'onde serait donc aveuglé par le fond thermique émis par les objets environnants, c'est pourquoi on envoie les télescopes infrarouges dans l'espace.

Cette association entre l'infrarouge et la chaleur n'est cependant due qu'à la gamme de température observée à la surface de la Terre. Il est parfaitement possible de générer un rayonnement infrarouge qui ne soit pas thermique, c'est-à-dire dont le spectre ne soit pas celui du corps noir ; par exemple, les diodes électroluminescentes utilisées dans les télécommandes « n'émettent pas de chaleur ».

### V.3 Définition

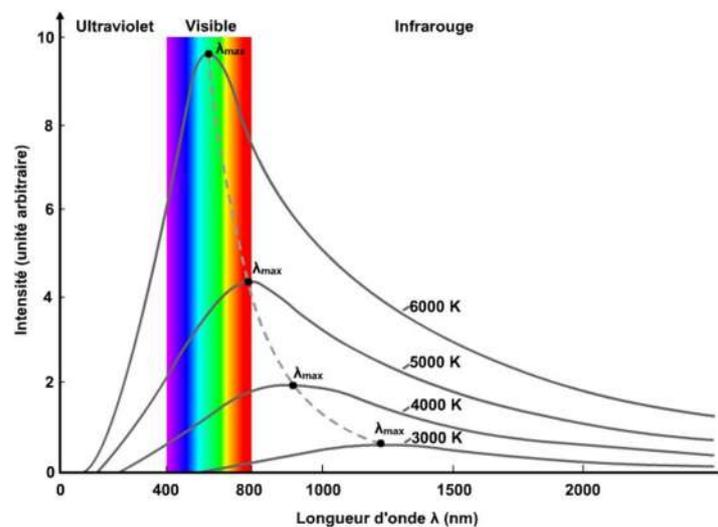
Le rayonnement infrarouge est un rayonnement électromagnétique d'une longueur d'onde supérieure à celle de la lumière visible « invisible à l'œil humain » mais plus courte que celle des micro-ondes.

Les photons composant cette lumière infrarouge transmettent leur énergie aux objets exposés au rayonnement en provoquant l'agitation de leurs atomes (chaleur).

Cependant, pour une température et une longueur d'onde données, il y a un maximum d'énergie rayonnée que tout corps ne peut dépasser. Si une surface atteint ce maximum, on l'appelle corps noir.

#### *Qu'est-ce qu'un corps noir ?*

Un corps noir est une source infrarouge de référence qui se révèle indispensable à tout utilisateur de systèmes infrarouges. En effet, les corps noirs sont utilisés aussi bien dans le secteur de l'industrie pour l'étalonnage de pyromètres, scanners ou caméras, que dans les laboratoires spécialisés pour la caractérisation de systèmes optroniques infrarouges complexes.



**Fig. V.1 :** Variation de l'intensité en fonction de la longueur d'onde à des températures données.

Les objets courants ne sont pas des corps noirs. Ils n'absorbent pas 100% de l'énergie incidente et sélectionnent les longueurs d'onde absorbées. Par conséquent, ils ne peuvent pas réémettre toute l'énergie incidente. Le rapport entre l'énergie émise et l'énergie incidente est appelé émissivité. Ce rapport dépend souvent de la longueur d'onde.

En théorie, un corps noir a une émissivité de 1.0 à toutes les températures et à toutes les longueurs d'onde.

Un corps noir peut être comparé à un radiateur idéal qui absorbe toute l'énergie incidente sur sa surface, quelles que soient la direction et la longueur d'onde. Il réémet ce rayonnement électromagnétique avec une efficacité de 100% selon la loi de Planck. Les courbes d'émission dépendent uniquement de la température du corps noir.

**Loi de Planck :**

$$\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{2\pi hc^2 \lambda^{-3}}{e^{\left(\frac{hc}{\lambda KT}\right)} - 1}$$

La loi de Wien donne la longueur d'onde (en micromètres) correspondant à la luminance spectrale maximale d'un corps noir à une température donnée T (en Kelvin):

**Loi de Wien :**

$$\lambda_{max}(m) = \frac{2,898 \times 10^{-3}}{T(K)}$$

La longueur d'onde du maximum de rayonnement infrarouge décroît lorsque la température du corps noir augmente.

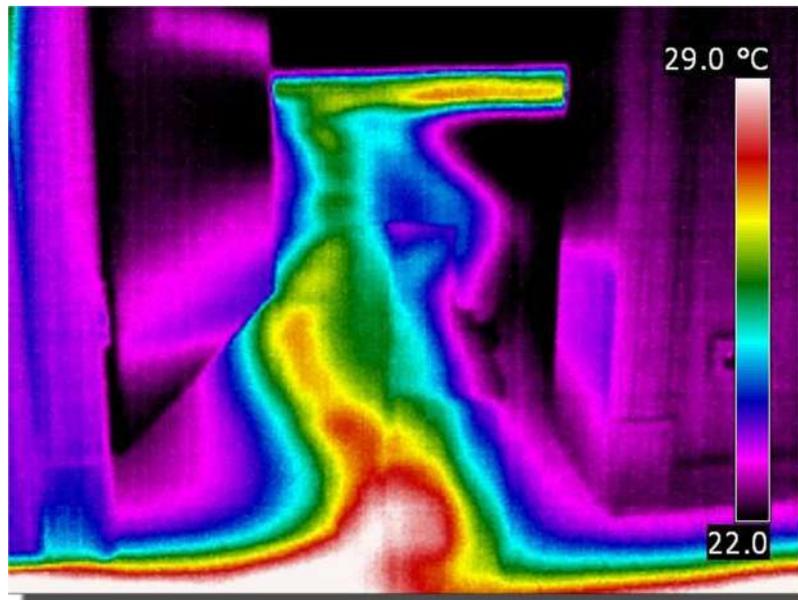
La quantité totale de rayonnement émis (en Watt) par un corps noir est donné par la loi de Stefan-Boltzman. La puissance rayonnée ne dépend également que de la température T du corps noir (en Kelvin):

$$R = \sigma \times T^4$$

Avec  $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$

En pratique, une source infrarouge de référence est conçue pour avoir la meilleure émissivité possible (>0,9) quelle que soit la longueur d'onde. Cette source est communément appelée corps noir.

Tous les capteurs infrarouges de thermographie (pyromètres, caméras thermiques...) transforment le rayonnement thermique reçu en signal électrique pour effectuer une mesure de température. Ces capteurs doivent nécessairement être calibrés avec une source infrarouge de référence corps noir afin de garantir la précision de la mesure de température.



**Fig. V.2 :** Capteurs infrarouges de thermographie.

## **V.4 Sources de l'IR**

### **V.4.1 Source Naturelle**

#### **➤ La Lumière Du Soleil**

Le soleil est une source importante d'infrarouge, une exposition directe du dispositif peut troubler la captation; c'est un facteur à tenir en compte.

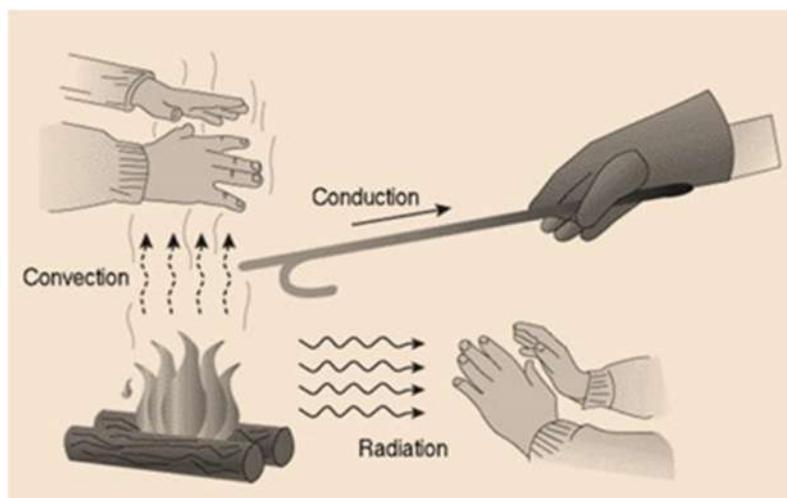
C'est pour cela qu'il est recommandé d'utiliser une excellente illumination infrarouge, un filtre bande passante de qualité, voire d'appliquer un film bloquant les infrarouges sur votre écran.

Le soleil produit une énorme quantité d'énergie par la fission nucléaire en émettant cette énergie grâce à des longueurs d'ondes diverses incluant les rayons ultra-violet, la lumière visible et le rayonnement infrarouge. Après un voyage par l'espace d'environ 8 minutes à une vitesse de 1,080,000,000 de km/h, les rayons du soleil atteignent la surface de la terre.

Pendant la journée, la surface de la terre est chauffée par la partie infrarouge des rayons du soleil. La nuit, la terre émet de la chaleur sous la forme de rayonnement infrarouge. C'est un processus naturel qui n'est pas nuisible pour la santé des gens.

Dans la théorie, chaque objet ayant une température sur le point zéro absolu dégage de la chaleur, des rayons. L'intensité de la radiation augmente comme la vibration des atomes dans les objets. Plus court, sont les longueurs d'ondes est plus grand est l'énergie de la radiation.

Le rayonnement infrarouge consiste à dégager des ondes électromagnétiques avec une longueur de  $0.75 \mu$  à  $1000 \mu$ . Quand les rayons infrarouges tombent sur une surface, l'énergie de radiation est absorbée par des atomes superficiels sans tenir compte de la température de l'air.



**Fig. V.3** : Sources naturelles de IR.

#### **V.4.2 Sources Artificiels**

##### **➤ Corps Noir**

Un corps noir est une source infrarouge de référence qui se révèle indispensable à tout utilisateur de systèmes infrarouges. En effet, les corps noirs sont utilisés aussi bien dans le secteur de l'industrie pour l'étalonnage de pyromètres, scanners ou caméras, que dans les laboratoires spécialisés pour la caractérisation de systèmes optroniques infrarouges complexes.

##### **➤ Différents Rayonneurs**

Tous les rayonneurs infrarouges utilisent une résistance électrique pour générer la chaleur radiante. Exception faite pour les rayonneurs à plaque plats, cette résistance est composée de fils en métal en forme spirale. Dans le cas des rayonneurs à longueur d'onde moyenne et longue, ce fil est composé dans la plupart des cas d'un alliage de nickel et de chrome.

Les rayonneurs à longueur d'onde courte sont entre autres composés de wolfram.

La résistance en forme de spirale des rayonneurs à longueur d'onde moyenne et longue est entourée d'un mélange d'isolants thermiques, de sable, de minéraux et de d'oxyde de magnésium principalement.

L'oxyde de magnésium est la poudre blanche résultant de la combustion du magnésium. Ses bonnes propriétés d'isolation de la chaleur empêchent que la chaleur brûlante de la résistance soit directement transmise à l'enveloppe.

Selon le type de rayonneur il s'agit d'une enveloppe en forme de tuyau, en céramique, acier inoxydable, aluminium ou Incoloy.

Les rayonneurs à longueur d'onde courte se voient dotés d'une enveloppe en verre au lieu de céramique ou métal et d'un remplissage de gaz rare ou d'un vide au lieu de sable ou d'oxyde de magnésium. Pour des raisons de sécurité,

Un rayonneur à courte longueur d'onde doit être doté d'un filtre spécial, le plus souvent le Robax. Tous les rayonneurs en forme de tuyaux sont incorporés dans un réflecteur concave ou parabolique pour réfléchir et concentrer les rayons infrarouges. Les rayonneurs à plaque sont des panneaux plats en métal sans réflecteur, revêtus de carbone céramique qui sont polarisés électriquement et qui chauffent de cette façon.

Les rayonneurs précités émettent tous un ensemble de rayons infrarouges à longueur d'onde courte, moyenne et longue. Ce sont toutefois les pourcentages de ces trois fréquences qui varient. Les rayonneurs céramiques et métalliques émettent principalement des rayons infrarouges à longueur d'onde moyenne et longue et en moindre mesure à longueur d'onde courte. Ce que l'on appelle les rayonneurs à longueur d'onde courte, comme les lampes Philips Vitae®, émettent au maximum 24% de fréquences à longueur d'onde courte et 76% de rayons à longueur d'onde moyenne et longue.

#### ▪ **Les Rayonneurs Céramiques**

Les rayonneurs céramiques sont composés de tuyaux de 30 à 65 cm de long et d'un diamètre de 12 à 14 mm, en céramique blanche ou noire. L'épaisseur de paroi du tuyau est d'environ 2 à 3 mm. La céramique est de la porcelaine, donc de l'argile cuite à une température très élevée. L'enveloppe contient un mélange non pressé de 15 différents types de minéraux, de sable et d'oxyde de magnésium. La résistance de fil métallique qui se trouve au centre des rayonneurs est en forme de spirale et mesure quelque 16 cm en longueur totale. Chaque rayonneur se trouve dans une enveloppe formée par un réflecteur concave en aluminium poli.

Les rayonneurs céramiques se caractérisent par le développement progressif des différentes fréquences infrarouges. Ils émettent une énergie douce, agréable et profonde, ressentie comme une chaleur naturelle et sûre.

Toutes les cabines infrarouges Traxico sont équipées de rayonneurs céramiques traditionnels.

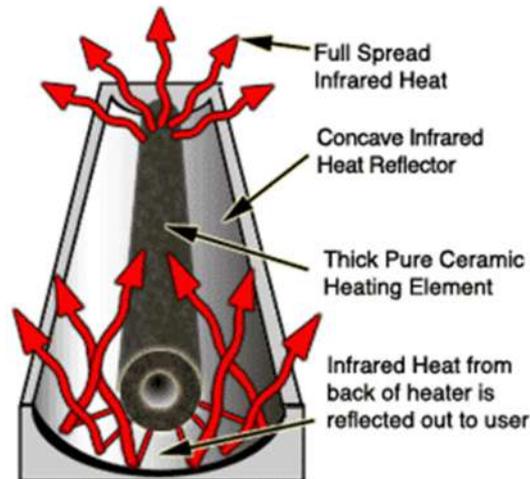


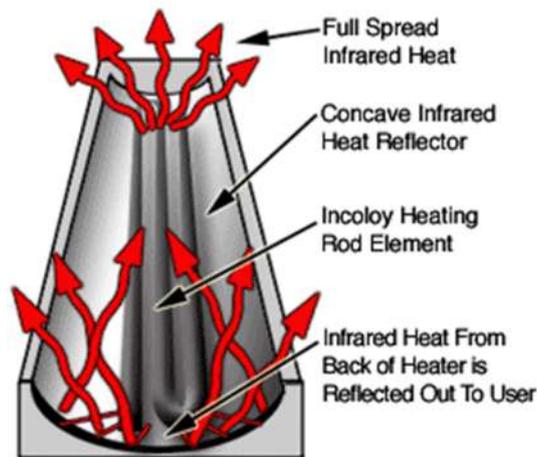
Fig. V.4 : rayonneurs céramiques.

#### ▪ Rayonneurs en acier inoxydable, Aluminium et Incoloy

Tout comme les rayonneurs céramiques, les rayonneurs en acier inoxydable, aluminium et Incoloy appartiennent au groupe des rayonneurs sombres à longueur d'onde longue et moyenne. La portion de rayons à longueur d'onde courte est limitée au minimum et n'apparaît qu'à la fin de la séance infrarouge quand le rayonneur a atteint sa température maximale.

La construction de ces rayonneurs est quasi identique à celle des rayonneurs céramiques mais l'enveloppe ou le tuyau qui entoure la résistance est respectivement en acier inoxydable, aluminium ou Incoloy. Le diamètre du tuyau est d'environ 7 mm et l'épaisseur de paroi de 3 mm. A l'intérieur et autour de la résistance en forme de spirale se trouve de l'oxyde de magnésium uniquement, sous pression. L'extérieur du tuyau métallique est enveloppé d'une fine couche de revêtement en céramique pour obtenir des fréquences infrarouges. Contrairement aux rayonneurs céramiques, on peut donner aux rayonneurs métalliques des formes différentes en les pliant. Il faut même plier les tuyaux en forme de U ou de M afin de pouvoir influencer de cette manière la longueur de l'élément et la température, si l'on veut obtenir les mêmes fréquences d'une enveloppe céramique traditionnelle, massive, droite.

La céramique c'est de la porcelaine et donc, comme nous le savons tous, un matériau très fragile. C'est pourquoi l'enveloppe céramique fut vite remplacée par une enveloppe métallique pour éviter les problèmes de fragilité. Mais en résolvant le problème de la fragilité, les caractéristiques de rayonnement étaient modifiées. Le rayonnement doux et naturel du rayonneur céramique se perdit en partie par l'introduction du rayonneur métallique industriel.



**Fig. V.5 :** rayonneurs en acier.

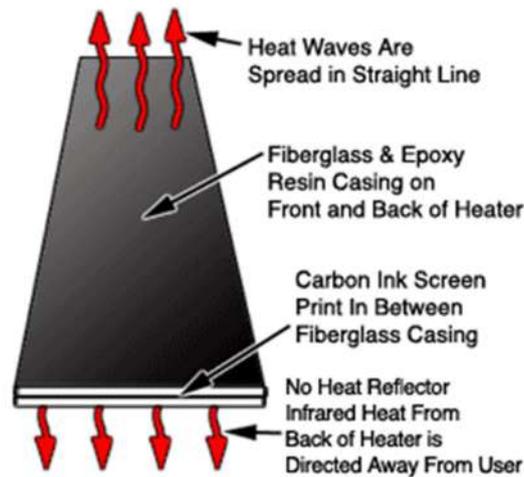
▪ **Le rayonneur à plaque plat, également appelée rayonneur à carbone**

Ce rayonneur consiste en une plaque flexible de fibres composées de résines époxydiques et de fibres optiques. Une fine couche de carbone est appliquée sur la plaque et une deuxième couche époxydique enveloppe la couche de carbone. Ensuite, la plaque entière est laminée sous pression. La plupart des rayonneurs à plaque conservent leurs caractéristiques élastiques.

La chaleur et le rayonnement infrarouge de longueur d'onde longue sont générés par la tension électrique sur la couche de carbone conductrice. Étant donné que la température de surface de ce type de rayonneurs est limitée à 85°C maximum, aucun rayonnement de longueur d'onde moyenne ou courte ne peut être émis. Le rayonnement infrarouge local, concentré sur des membres ou des articulations douloureuses est exclu vu que la répartition de la chaleur sur la plaque est homogène et que les rayonneurs à plaque n'utilisent pas de réflecteurs qui concentrent le rayonnement.

L'avantage du rayonneur à plaque plate est surtout esthétique. Ces rayonneurs s'intègrent très bien dans l'intérieur de la cabine et peuvent non seulement être placés sur des parois, mais également complètement incorporés dans les frisettes de manière à ne faire apparaître qu'une structure de bois.

Vu le manque de rayonnement infrarouge de longueur d'onde moyenne et courte, nous trouvons ce type de rayonneur quelque peu boiteux. Le développement total des trois spectres est selon nous nécessaire pour une séance infrarouge efficace.



**Fig. V.6 :** rayonneurs à carbone.

#### ▪ Le rayonneur à longueur d'onde courte

Les rayonneurs à longueur d'onde courte les plus connus sont les lampes Philips Vitae. Contrairement aux rayonneurs sombres précités, ils émettent une lumière visible rouge ou orange. La résistance se trouve dans un tuyau en verre, tout comme une lampe halogène, et non dans une enveloppe céramique ou métallique. Il n'y a pas d'isolants thermiques, comme du sable ou de l'oxyde de magnésium, autour de la résistance.

Les lampes Vitae émettent au maximum 25% de rayonnement à longueur d'onde courte, ce qui est bien plus que les rayonneurs à tuyaux céramiques et métalliques. Ainsi le corps se réchauffe plus vite et l'efficacité, du moins en temps, est plus élevée. Une cabine infrarouge, équipée de ce type de rayonneurs, ne doit pas être préchauffée et en 15 minutes on obtient la même réaction intense de transpiration que dans une cabine à rayonnement sombre en une demi-heure.

Les rayonneurs à longueur d'onde courte auraient une puissance de pénétration plus profonde dans la peau humaine, allant même jusqu'à 6 mm. Par des lampes refroidies à l'eau et dans les conditions de laboratoire, des températures supérieures à 1650 degrés et 80% de IR-A sont générés. Des pénétrations effectives de plus de 6 mm ont été mesurées sur de la matière organique morte. Il va de soi que de telles températures ne sont pas de mise dans une simple cabine infrarouge utilisée par le grand public et que par conséquent de telles profondeurs de pénétration ne peuvent être atteintes. Affirmer que les rayonneurs à longueur d'onde courte sont plus efficaces que les rayonneurs à longueur d'onde moyenne et longues est totalement erroné. Aucune preuve scientifique ne le démontre.

Dans le monde médical, de l'infrarouge à longueur d'onde courte est utilisé sous une supervision stricte d'experts. Des petites unités avec rayonneurs refroidis à l'eau sont utilisées pour

traiter en profondeur des affections musculaires et articulaires. Il est trop dangereux de poser de telles installations dans des cabines infrarouges à usage public.

Une cabine à longueur d'onde courte permet moins de relaxation mentale, étant donné que le temps de la séance en cabine est limité à un quart d'heure.



**Fig. V.7 :** Rayonneurs à longueur d'onde courte (Lampe de Philips Vitae).

Après une dizaine de minutes seulement, certaines personnes éprouvent déjà un sentiment d'oppression vu que la température dans la cabine donne déjà une chaleur étouffante. Finie la relaxation mentale. Dans une cabine à rayonneurs céramiques ou métalliques, la chaleur générée est plus progressive, ce qui permet au corps de mieux s'adapter et d'arriver à une relaxation mentale plus profonde grâce à l'influence suggestive de la musique, des odeurs et des couleurs.

### **V.5 Différents types des rayons IR**

La lumière du soleil se compose de différentes longueurs d'onde qui sont combinées pour produire "la lumière du jour" c'est ce que l'on voit chaque matin. La lumière infrarouge se situe dans les longueurs d'onde inférieure du spectre. Elle n'est pas visible à l'œil humain, mais c'est ce qui produit la chaleur que nous ressentons durant les belles journées ensoleillées. Les rayons infrarouges varient dans leurs longueurs d'onde et sont classés par catégories comme suit :

- ✚ Infrarouge proche (PIR :  $13333-4000\text{ cm}^{-1}$  ou  $0.75-2.5\ \mu\text{m}$ ).
- ✚ Infrarouge moyen (IRM:  $4000-400\text{ cm}^{-1}$  ou  $2.5-25\ \mu\text{m}$ ).
- ✚ Infrarouge lointain (IRL :  $400-10\text{ cm}^{-1}$  ou  $25-1000\ \mu\text{m}$ ).

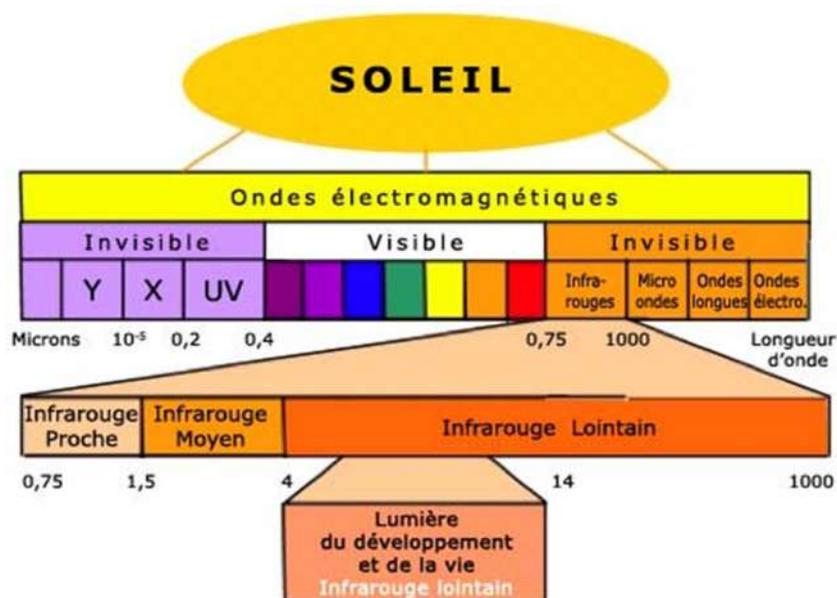


Fig. V.8 : Différents types des rayons IR.

### V.5.1 Infrarouge proche (PIR : 13333-4000 $\text{cm}^{-1}$ ou 0.75-2.5 $\mu\text{m}$ )

Le domaine du proche infrarouge est favorable pour l'identification des bandes typiques de certains groupes chimiques ou ions tels que  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{CO}_3^{2-}$ . On peut donc utiliser ces bandes d'absorption pour l'analyse qualitative ou semi quantitative de ces entités et aussi pour déterminer quelques éléments.

#### ➤ Comment capturer l'infrarouge proche

Tous les appareils numériques sont capables de prendre des images dans l'infrarouge proche. Cependant, pour éviter que le rayonnement infrarouge ne contamine les images couleur, un filtre destiné à bloquer l'infrarouge est placé devant le capteur, à l'intérieur de l'appareil. Afin de pouvoir prendre des images à la fois dans le visible et l'infrarouge, ce filtre doit être enlevé et remplacé par du verre transparent. Divers filtres peuvent ensuite être utilisés pour capturer alternativement des images dans le visible ou dans l'infrarouge proche.

### V.5.2 Infrarouge moyen (IRM: 4000-400 $\text{cm}^{-1}$ ou 2.5-25 $\mu\text{m}$ )

Dans le domaine infrarouge moyen les bandes d'absorption ou de réflexion sont normalement dues aux divers groupements atomiques des minéraux. Les spectres dans l'infrarouge moyen d'un minéral apportent toujours des informations importantes sur les groupements fonctionnels qui le constituent. La plupart des bandes caractéristiques des minéraux se rencontrent dans la zone moyenne du spectre infrarouge. De ce fait, les recherches sur les minéraux et les gemmes sont

nombreuses dans ce domaine. En particulier, un catalogue des spectres infrarouges de réflexion des minéraux et des matériaux gemmes est maintenant en cours d'impression, à paraître) car la spectrométrie infrarouge de réflexion présente de nombreux avantages comparée à la spectrométrie infrarouge d'absorption des minéraux.

### ➤ Origine Des Bandes D'absorption

Dans la zone du proche infrarouge, les produits absorbent beaucoup moins que dans l'infrarouge moyen, ce qui peut être dans certains cas un avantage : il sera possible d'étudier directement en transmission des échantillons de plusieurs millimètres d'épaisseur. Ces absorptions ne sont pas dues aux vibrations fondamentales des molécules, mais à des phénomènes plus complexes : les vibrations harmoniques et les vibrations de combinaisons.

L'intensité de ces vibrations est généralement assez faible ce qui permettrait de les ignorer en première approximation si on travaille dans la zone de vibration fondamentale, par exemple pour une cellule d'un millimètre, l'absorbance de CH du  $\text{CHCl}_3$  liquide sera 17 pour la vibration fondamentale; 1,5 pour la première harmonique, 0,05 pour la seconde et seulement 0,002 pour la troisième, ce qui permet d'utiliser des trajets optique assez longs. L'absorption des bandes harmoniques est généralement plus grande pour les vibrations asymétriques que pour les vibrations symétriques.

### V.5.3 Infrarouge lointain (IRL : $400\text{-}10\text{ cm}^{-1}$ ou $25\text{-}1000\text{ }\mu\text{m}$ ).

L'infrarouge lointain (IRL) est une partie de la lumière émise par le soleil. Les ondes IRL pénètrent la peau sans dommage et réchauffent les tissus du corps de façon semblable au soleil mais sans la radiation nuisible d'ultraviolet.

Le domaine de l'infrarouge lointain est la zone où l'on observe les bandes fondamentales de basses fréquences des différents groupements atomiques.

La longueur d'onde du rayonnement infrarouge lointain est celle qui préside à toute croissance et à tout développement de vie dans la nature. Elle correspond à celle émise majoritairement par le corps humain.

Ils ont l'habileté de pénétrer profondément dans des tissus du corps humain. Une fois pénétrés dans les tissus de l'organisme, ceux-ci activent les molécules qui causent la résonance des particules, augmentant ainsi la chaleur.

## **V.6 Les détecteurs IR**

### **V.6.1 Fonction**

Un détecteur infrarouge passif peut analyser le rayonnement thermique émis par tout mammifère. Un corps présentant une température supérieure à celle du 0 absolu produit des infrarouges. L'homme présente une température externe avoisinant les 35°C. Il émet donc un rayonnement infrarouge.

La longueur d'onde moyenne de ce rayonnement est approximativement de 10  $\mu\text{m}$ . Cette longueur d'onde se situe « en dessous » de celle du rouge (0,65  $\mu\text{m}$  = 650 nm pour les lasers rouges).

La fonction d'un détecteur infrarouge sera :

- de discriminer le rayonnement émis par un être humain ou un animal avec celui émis par des objets,
- de déterminer si la source d'émission du rayonnement est fixe ou en mouvement,
- d'émettre une information dans le cadre d'une détection (chaleur animale en mouvement).

### **V.6.2 Constitution et principe de fonctionnement**

Un détecteur est constitué :

- d'un capteur pyroélectrique sensible au rayonnement infrarouge passif,
- d'une lentille de Fresnel (parfois associée à un miroir) chargée de faire converger les rayons sur le capteur,
- d'une partie électronique dont le rôle est de traiter le signal issu du capteur et de produire une information destinée à la centrale.

La lentille de Fresnel alterne des zones surveillées et non surveillées (cf. un diagramme d'ouverture).

Une partie du rayonnement infrarouge émis par un corps converge en direction de la surface sensible du capteur lorsque ce corps est placé dans un secteur surveillé. Si ce même corps est placé dans un secteur non surveillé, le rayonnement atteignant le capteur est très faible.

L'électronique analyse une variation du rayonnement infrarouge auquel est soumis le capteur, lorsqu'une source de chaleur se déplace d'une zone surveillée vers une zone non surveillée (et réciproquement).

Le détecteur doit déterminer si l'intrus est un humain ou un animal. Cette discrimination est assurée en mesurant la quantité d'énergie émise par le corps en déplacement. Un animal domestique rayonne moins d'énergie qu'une personne. Cette technologie n'est pas fiable à 100%.

### V.6.3 Les types de détecteurs

Les détecteurs IR font partie de la famille des détecteurs volumétriques. Il existe principalement les types de détecteurs suivants :

#### ➤ Le détecteur grand angle

- L'angle d'ouverture varie entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$ . Leur portée de détection peut atteindre 20m.
- Ce type de détecteur est utilisé couramment, car placé judicieusement, il couvre le volume d'une pièce

#### ➤ Le détecteur longue portée

- L'angle d'ouverture est très faible (quelques degrés).
- Leur portée de détection peut atteindre 60m.
- Ils sont utilisés pour la surveillance de couloirs ou de corridors.

#### ➤ Le détecteur de type "rideau"

- Leur zone de détection est très fine. L'angle d'ouverture peut varier entre  $1$  et  $20^\circ$ .
- Ils sont utilisés pour détecter le passage d'un intrus par une alcôve, une baie vitrée....
- Les détecteurs sont caractérisés par un lobe de détection (volume aux formes arrondies).

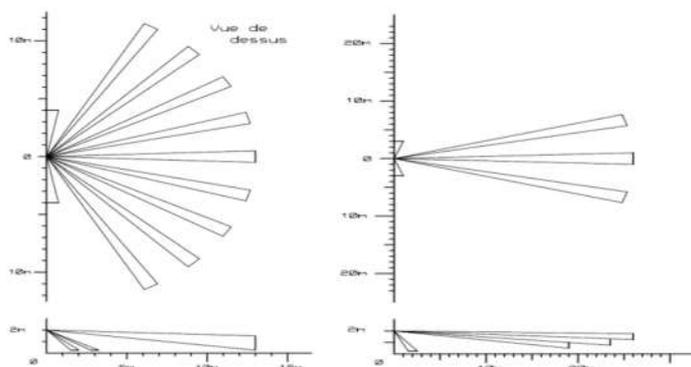
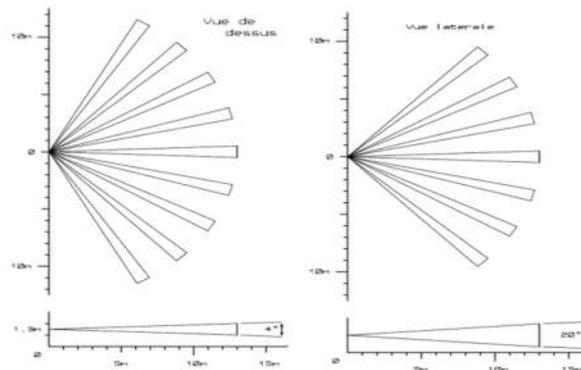


Fig. V.9 : Détecteur grand angle.

Détecteur grand angle Placé dans un coin d'une pièce, il en couvre le volume.

La longue portée est réservée pour les couloirs, on peut remarquer une zone de détection au pied du détecteur qui interdit l'inhibition.

Spécial petits animaux, le lobe n'atteint pas le sol. Des animaux peuvent se déplacer. Il y a risque de détection d'un chat qui sauterait sur une table.



**Fig. V.10** : Détecteur longue portée.

Pour le rideau, le détecteur est placé afin que le rideau soit vertical. Le franchissement du rideau engendre une détection.

### **V.6.5 L'influence De L'environnement**

#### **✓ Les sources de chaleur.**

Les sources de chaleur, comme les convecteurs électriques, peuvent créer des variations rapides de rayonnement infrarouge. La dernière génération de détecteurs est peu sensible à cette perturbation. Il faudra toutefois lors d'une installation, éviter de placer un convecteur sous un détecteur. Le détecteur ne doit pas être exposé directement aux rayons du soleil.

#### **✓ Les courants d'air**

Dans certaines circonstances, une nappe d'air chaud peut se former dans une pièce. Un courant d'air soudain et qui déplace cette nappe peut être interprété par un détecteur comme étant le déplacement d'un corps. Ce phénomène engendre une alarme intempestive. Lorsque l'alarme est en service, il faut proscrire l'utilisation de ventilateurs.

### **V.6.6 Les avantages et les inconvénients**

#### **➤ Avantages**

Le système est passif, donc invisible pour l'œil humain.

Les rayonnements IR ne traversent pas les vitrages, insensibilité totale aux bruits et vibrations.

➤ **Inconvénients**

Sensibilité aux variations de température, masquables (sauf les dernières générations).

**V.7 Les effets des IR « effets biologiques »**

En général, les rayonnements optiques ne pénètrent pas très profondément dans les tissus biologiques.

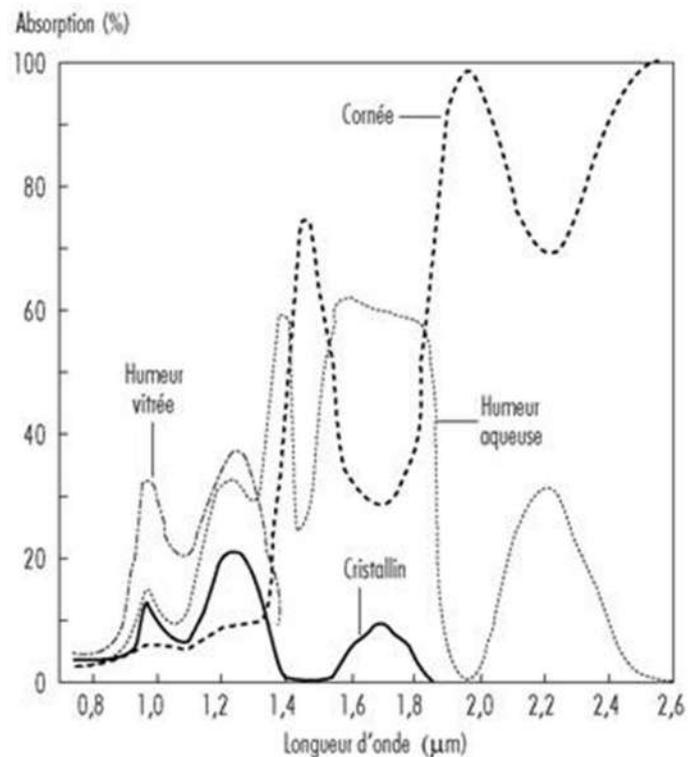
Par conséquent, les principaux tissus affectés sont ceux de la peau et des yeux.

Dans la plupart des situations d'exposition, le principal mécanisme d'interaction des IR est de *nature thermique*. Seules les impulsions très courtes que peuvent produire les lasers, que nous n'examinons pas ici, peuvent également donner lieu à des effets thermomécaniques.

En général, les IR ne provoquent pas d'ionisation ni de rupture des liaisons chimiques parce que l'énergie des particules, inférieure à environ 1,6 eV, est trop faible pour cela.

Pour la même raison, les réactions photochimiques ne deviennent importantes qu'aux longueurs d'onde plus courtes du visible et de l'ultraviolet.

Les différents effets des IR sur la santé découlent principalement des propriétés optiques des tissus dépendant de la longueur d'onde, comme l'absorption spectrale des tissus oculaires (Figure 11).



**Fig. V.11 :** Absorption spectrale des milieux oculaires.

L'étendue des températures que nous rencontrons dans notre vie quotidienne va, en général, de 280 °C à -20 °C, ce qui équivaut à la longueur d'onde des rayons infrarouges lointains, 5.2 μm à 11.5 μm, lorsqu'on le calcule selon la loi de déplacement de Wien. Dans le cas des rayons infrarouges lointains, seule la bande de longueur d'onde allant de 3 μm à 30 μm est utilisée commercialement. Elle n'a pas de fonction chimique mais elle a des actions physiques et biologiques.

Les effets physiques des rayons infrarouges comprennent les radiations, l'absorption de résonance, et la pénétration, tandis que les effets biologiques impliquent l'expansion des petits vaisseaux sanguins et le renforcement du métabolisme.

La température du corps, la déperdition thermique due à la sudation et les facteurs environnementaux.

## 1. Les Effets Négatifs

### ➤ Les effets sur l'œil

En général, l'œil est bien adapté pour se prémunir des rayonnements optiques naturels. De plus, il est physiologiquement protégé contre les sources de lumière trop vives, comme le soleil et

les lampes à haute intensité, par une réaction d'aversion qui limite la durée d'exposition à une fraction de seconde (environ 0,25 s).

Les IR-A affectent surtout la rétine, à cause de la transparence du milieu oculaire. Lorsqu'on regarde directement une source ponctuelle ou un rayon laser, les propriétés de focalisation de l'œil dans la région des IR-A rendent la rétine beaucoup plus vulnérable que n'importe quelle autre partie du corps. Pour les durées d'expositions brèves, on considère que l'échauffement de l'iris provoqué par l'absorption de rayonnement dans le visible ou le proche infrarouge joue un rôle dans le développement d'opacités cristalliniennes.

Aux longueurs d'onde croissantes à partir d'environ 1  $\mu\text{m}$ , l'absorption du rayonnement par les tissus oculaires augmente. On considère donc que l'absorption des IR-A tant par le cristallin que par l'iris pigmenté joue un rôle dans la formation d'opacités cristalliniennes. Les lésions du cristallin sont attribuées aux longueurs d'onde inférieures à 3  $\mu\text{m}$  (IR-A et IR-B). L'humeur aqueuse et le cristallin deviennent particulièrement absorbants au-delà de 1,4  $\mu\text{m}$ .

Dans la région des IR-B et des IR-C, les tissus oculaires s'opacifient à cause de l'absorption du rayonnement par l'eau qu'ils contiennent, notamment dans la cornée et l'humeur aqueuse. Au-delà de 1,9  $\mu\text{m}$ , c'est en pratique la cornée qui absorbe tout le rayonnement.

L'absorption par la cornée des IR à grande longueur d'onde peut échauffer l'œil par conduction thermique. Du fait de la régénération rapide des cellules superficielles de la cornée, les lésions qui se limitent à la couche cornéenne extérieure sont le plus souvent temporaires. Dans la bande des IR-C, l'exposition peut causer sur la cornée des brûlures semblables à celles de la peau.

Toutefois, de telles brûlures sont rares grâce à la réaction d'aversion déclenchée par la douleur ressentie.

### ➤ Les effets sur la peau

Les IR ne pénètrent pas très profondément dans la peau. Par conséquent, un rayonnement IR de très forte intensité peut produire des effets thermiques localisés plus ou moins prononcés et même de graves brûlures.

Ces effets dépendent des propriétés optiques de la peau, comme la profondeur de pénétration, qui est fonction de la longueur d'onde (Figure 12).

Aux grandes longueurs d'onde notamment, une forte exposition peut provoquer un échauffement local intense et des brûlures.

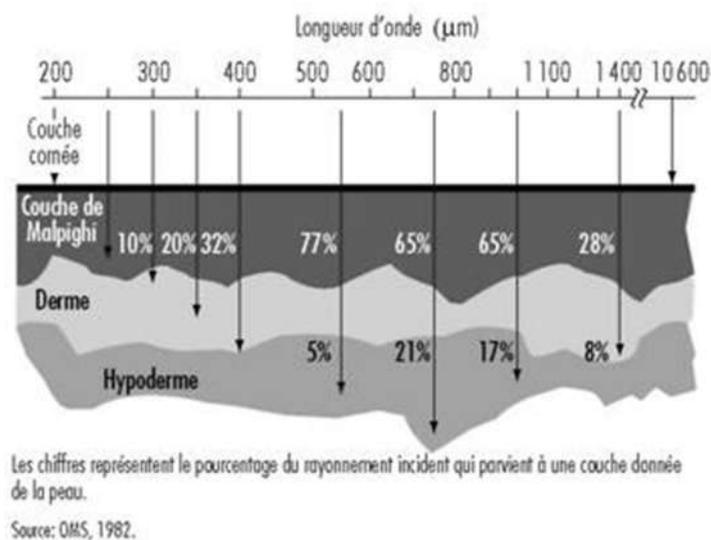
Les seuils de ces effets dépendent du temps, à cause de la nature des processus de transfert thermique dans la peau.

Ainsi, une irradiation de  $10 \text{ kWm}^{-2}$  peut causer une sensation de douleur dans les 5 secondes, tandis qu'une exposition à  $2 \text{ kWm}^{-2}$  ne produirait pas le même effet en moins de 50 secondes environ.

Si l'exposition s'étend sur de très longues périodes, même à des intensités très inférieures au seuil de la douleur, la charge thermique imposée à l'organisme peut être importante, surtout si le rayonnement est réparti sur tout le corps (par exemple, à proximité d'une coulée d'acier), et provoquer alors un déséquilibre du système naturel de thermorégulation.

Le seuil de tolérance à une telle exposition dépend de différents facteurs tant individuels qu'environnementaux, comme la capacité du système de thermorégulation, l'état du métabolisme pendant l'exposition ou encore les conditions ambiantes de température, d'humidité et de circulation d'air (vitesse du vent).

En l'absence de travail physique, une exposition maximale de  $300 \text{ Wm}^{-2}$  peut être tolérée sur une période de 8 heures, dans certaines conditions environnementales, mais cette valeur baisse à environ  $140 \text{ Wm}^{-2}$  en cas de travail physique intense.



**Fig. V.12 :** Effets du rayonnement sur la peau (OMS, 1982).

### ➤ Les Normes D'exposition

Les effets biologiques qui dépendent de la longueur d'onde et de la durée d'exposition ne sont considérés comme intolérables qu'en cas de dépassement de certains seuils d'intensité ou de dose.

La plupart des projets nationaux et internationaux de directives limitant l'exposition humaine aux infrarouges sont fondés ou tout simplement calqués sur les valeurs limites d'exposition (VLE) publiées par l'ACGIH (1993).

Ces limites sont largement reconnues et fréquemment utilisées en milieu de travail.

## **2. Les effets positifs de la chaleur IR**

- Effets physiologiques et lutte contre les mauvaises odeurs
- Activation de l'eau
- Vieillessement et développement de la croissance
- Les bienfaits des IR sur le squelette et les muscles
- Les autres effets thérapeutiques de la chaleur à IR
  - La Chaleur Infrarouge Augmente L'extensibilité Des Tissus Collagène
  - La Chaleur Infrarouge Diminue La Rigidite Des Articulations
  - La chaleur infrarouge soulage les spasmes des muscles
  - Le traitement IR par la chaleur crée une diminution de la douleur
  - La Chaleur Infrarouge Augmente Le Flux De Sang
  - La chaleur IR aide à la résolution d'infiltration inflammatoire, aux œdèmes, et aux exsudats
  - La chaleur IR introduite dans la thérapie contre le cancer
  - La chaleur infrarouge agit sur les légères blessures des tissus
  - Eliminer les toxines qui s'y trouvent bloquées dans le corps

### **➤ Effets Economiques**

Puisque les rayons infrarouges lointains pénètrent profondément dans le matériel, créent une auto-génération de chaleur dans la partie profonde, et chauffe l'intérieur de façon uniforme, ils peuvent être utilisés pour un chauffage plus efficace de peinture, de nourriture ou du corps humain.

Les rayons infrarouges lointains assurent plus d'effets économiques que d'autres (comme les gaz).

Et tout particulièrement, chez les porcs en croissance et d'autres animaux de bétail, l'irradiation des rayons infrarouges lointains va promouvoir leur appétit et leur croissance, et améliorer leur immunité. De plus, ils permettront d'avoir une paille sèche et de maintenir la ferme d'élevage dans des bonnes conditions sanitaires et de propreté.

Enfin, une chaleur suffisante assurera que les porcelets ne s'amassent pas dans un coin. Par conséquent, les éleveurs de porcs peuvent s'attendre à améliorer leur production.

## V.8 Application d'un IR dans le médical

La chaleur infrarouge comme traitement dans diverses maladies dans le monde. De nombreux cas médicaux et de nombreux traitements ont prouvé l'efficacité de traitement par infrarouge pour les rhumatismes inflammatoires telle que la polyarthrite rhumatoïde par exemple.

### 1. Thermographie dans le domaine médicale

Caméra thermique permettant dans un aéroport de détecter des personnes grippées ou fiévreuses, afin de limiter le risque épidémiologique. Un pointeur permet de mesurer à distance la température d'une zone de la peau. La température s'inscrit sur l'écran



**Fig. V.13** : Photo d'une thermographie.

### 2. Photobiomodulation

Près de la lumière IR, ou photobiomodulation est utilisé pour le traitement des ulcères induits par une chimiothérapie par voie orale ainsi que la cicatrisation des plaies.

### 3. Hyperthermie

Utilisée en rhumatologie pour le traitement de certaine affection douloureuse, et en cancérologie pour potentialiser l'effet d'une radiothérapie.



**Fig. V.14 :** Photo d'un traitement par chaleur IR (hyperthermie).

#### **4. Saunas IR**

Le sauna infrarouge, également appelé cabine infrarouge, est une véritable alternative aux personnes ne supportant pas les fortes chaleurs du sauna traditionnel.

Le but de la *cabine infrarouge* est de transposer beaucoup de chaleur sur le corps humain.

L'effet désiré est atteint par la fusion des rayons *infrarouges* et la température de l'air.

Les rayons *infrarouges* sont produits par des radiateurs électriques.

Cette radiation réchauffe directement la peau et par conductivité les tissus inférieurs. L'air dans une *cabine infrarouge* se réchauffe à cause des rayons produits par les radiateurs.

#### **5. Thermomètre médical à IR Medisana FTN**

Le thermomètre médical infrarouge FTN de Medisana permet une mesure précise, sans contact (à env. 5 cm de distance) de la température corporelle. La mesure s'effectue sur le sourcil, au passage entre le front et la tempe. La valeur de l'énergie qui y est diffusée est mesurée et transformée en une valeur de température. Le résultat de la mesure s'affiche en 1 seconde.

Une nouvelle technologie par capteurs infrarouges utilisée dans cet appareil permet en outre de sélectionner la conversion du résultat qui s'affiche alors selon une prise orale, rectale ou axillaire de la température. Outre la mesure de la température corporelle, le thermomètre médical infrarouge FTN de MEDISANA peut également être utilisé pour mesurer la température d'un objet (p. ex. la température ambiante, les liquides, les surfaces). Avec cette fonction, la plage de mesure est de 0 à 100 °Celsius.



**Fig. V.15 :** Photo d'un thermomètre médical infrarouge FTN de Medisana.

## 6. Microspectroscopies IR

La spectroscopie consiste à étudier comment une onde interagit avec la matière, principalement par des phénomènes d'excitation ou de désexcitation, en fonction de son énergie ou de sa fréquence. Dans le domaine de l'infrarouge, l'étude de l'absorption d'onde électromagnétique permet d'accéder aux vibrations moléculaires de la matière. Le domaine de fréquence « moyen infrarouge » (longueur d'onde 2.5 à 20 microns) est particulièrement intéressant car il permet d'exciter toutes les bandes vibrationnelles des composés organiques.



**Fig. V.16 :** Photo d'un thermomètre médical infrarouge FTN de Medisana.

## V.9 Conclusion

En général, le rayonnement infrarouge provenant des sources les plus courantes, comme les lampes, et de la plupart des applications industrielles est inoffensif pour les travailleurs. Sur certains lieux de travail, cependant, les IR peuvent constituer un risque pour la santé, compte tenu surtout de la multiplication rapide des lampes spécialisées et des procédés à haute température utilisés dans l'industrie, les sciences et la médecine. Si l'exposition est assez importante, on ne peut pas exclure la possibilité d'effets préjudiciables (principalement aux yeux, mais aussi à la peau).

De ce fait, il faut s'attendre à ce que l'élaboration de normes d'exposition mondialement reconnues prenne de plus en plus d'ampleur. Pour protéger les travailleurs d'une exposition excessive, des mesures de protection comme l'emploi d'écrans (adaptés à la vision) ou de vêtements protecteurs devraient être obligatoires.

### Exercices d'application :

**Exo.1.** Laquelle des propriétés suivantes n'affecte pas directement la quantité de rayonnement infrarouge qu'un objet émet et absorbe ?

- A. La réflectivité
- B. La couleur
- C. La température
- D. La surface
- E. La masse

### **Réponse**

La réflectivité détermine la quantité d'IR émise et absorbée : un miroir réfléchit la lumière, c'est-à-dire qu'il la renvoie plutôt qu'il ne l'absorbe.

La couleur affecte également le rayonnement infrarouge. Une chemise blanche tiendra moins chaud en plein soleil qu'une chemise noire.

La température n'affecte pas l'absorption mais plutôt l'émission d'IR. Les objets plus chauds émettent plus d'IR.

Une surface plus grande signifie que plus d'IR sont reçus par l'objet en premier lieu, ce qui lui permet d'en absorber davantage. Les infrarouges ne sont également émis que par la surface d'un objet, ainsi une plus grande surface permet une émission d'IR plus élevée.

La masse d'un objet ne détermine pas la quantité d'IR absorbée ou émise. Si deux objets ont la même forme, couleur, température et réflectivité, ils émettront la même quantité d'IR. Le fait qu'un objet soit plus dense ou plus épais qu'un autre n'aura aucune conséquence.

La bonne réponse est donc **E**, la masse.

**Exo.2.** Un tube de radiateur infrarouge d'un grille-pain est cylindrique de rayon  $r = 0,4 \text{ cm}$  et de longueur  $l = 21 \text{ cm}$  ; il rayonne une puissance  $P = 550 \text{ W}$  et on admet qu'il se comporte comme un corps noir.

- Calculer sa température  $T$  et l'étendue spectrale du rayonnement émis à cette température.

### **Solution**

- D'après la loi de STEFAN, la puissance rayonnée est liée à sa température  $T$  par la relation :

$$P = S\sigma T^4 = 2\pi r l \sigma T^4 \text{ d'où } T = \left(\frac{P}{2\pi r l}\right)^{\frac{1}{4}} \text{ soit } \mathbf{T = 1164 \text{ K} \approx 890 \text{ }^\circ\text{C}}$$

D'après la loi de WIEN, la densité spectrale est maximale pour :

$$\lambda_m = \frac{2900}{1164} \approx 2,5 \mu\text{m}$$

98 % de l'énergie est compris entre  $\frac{1}{2}\lambda_m$  et  $8\lambda_m$  , soit  $1,25\mu\text{m} < \lambda < 20\mu\text{m}$  : le rayonnement d'équilibre est essentiellement constitué de rayonnement infrarouge.

### **Références bibliographiques du module**

1. Organisation Mondiale de la Santé, la protection contre les rayonnements non ionisants, édité par M.J. Suess et D.A. Benwell-Morison 2<sup>e</sup> éd., OMS publications régionales, 1991.
2. R. Kitchen, RF Radiation Safety Handbook, 3rd edition, Butterworht Heinemann ed., 2000.
3. J.P. Vautrin, Mesurage de l'exposition humaine au champ électromagnétique, Techniques de l'ingénieur, R933, 2001.

4. L. Miro, P. Descreaux, R. de Seze, G. Hee, P. Mereau, Champs électriques, Champs magnétiques, Ondes électromagnétiques. Guide à l'usage du médecin du travail et du préventeur, INRS éd., 1995.
5. D. Barchiesi, M. Lamy. de la Chapelle, Ondes et matière : Physique de la matière, électromagnétisme, interactions rayonnement-matière, Ellipses, 2007.
6. A. Duchêne, J. Jousot-Dubien, Les effets biologiques des rayonnements non ionisants, Flammarion 2001.
7. <https://www-fourier.ujf-grenoble.fr/~faure/enseignement/matiere-rayon/cours.pdf>
8. <http://e-cours.univ-paris1.fr/modules/uved/envcal/html/rayonnement/2-rayonnement-matiere/2-6-refraction.html>
9. Bronzage et effets sanitaires liés aux rayonnements ultraviolets  
[http://www.sante.gouv.fr/htm/dossiers/bronzage\\_uv/sommaire.htm](http://www.sante.gouv.fr/htm/dossiers/bronzage_uv/sommaire.htm)
10. Recommandations concernant l'étiquetage des produits de protection solaire (2006).  
[http://afssaps.sante.fr/pdf/5/rapport\\_solaire\\_annex1.pdf](http://afssaps.sante.fr/pdf/5/rapport_solaire_annex1.pdf)
11. Le rayonnement UV – OMS. <http://www.who.int/uv/fr/>
12. Soleil et protection solaire. <http://www.teteamodeler.com/sante/soleil/index.htm>
13. <https://www.nagwa.com/fr/explainers/757124265845/>

# Chapitre VI

## Le rayonnement LASER

### VI.1 Définition et propriétés de l'effet laser

" Laser " est l'acronyme de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement). Le faisceau lumineux produit par un laser possède des propriétés particulières qui en font une source de lumière très utilisée en médecine, en astronomie et par l'industrie.

*En quoi la lumière sortant d'un laser est-elle différente de celle provenant du Soleil ou d'une ampoule ?*

#### 1. Monochromatique

Le laser fournit une lumière **monochromatique**. A l'inverse de la lumière du soleil constituée de toutes les longueurs d'ondes, la lumière du laser possède une longueur d'onde très précise. Il existe une large gamme de lasers qui, suivant leurs constituants, permettent d'obtenir des longueurs d'onde différentes, allant de l'ultraviolet à l'infrarouge en passant par toutes les couleurs du visible.

#### 2. Directive

La lumière provenant d'un laser est **directive**. Contrairement aux autres sources de lumière qui émettent dans toutes les directions, le faisceau du laser est formé de rayons rigoureusement parallèles. Cette propriété permet d'obtenir une lumière qui ne se disperse presque pas, même au bout de plusieurs centaines de milliers de kilomètres pour certains lasers. Grâce à un faisceau laser, on a pu établir la distance Terre - Lune. Cette distance, qui est variable, peut être régulièrement remesurée, ce qui permet d'avoir une meilleure connaissance de l'orbite de la Lune.

#### 3. Cohérence

La cohérence mesure la capacité des ondes à interférer entre elles. Deux ondes lumineuses sont dites mutuellement cohérentes si elles peuvent donner naissance à une figure d'interférence stable.

Le faisceau laser est constitué d'ondes **cohérentes spatialement et temporellement**.

*La cohérence spatiale* est la capacité de chacun des points du front d'onde à interférer avec n'importe quel autre point : des points situés normalement à la direction de propagation d'un faisceau

laser, à une certaine distance l'un de l'autre, sont encore en accord de phase et peuvent donner lieu à des interférences, contrairement à ce qui se passe pour les autres sources de lumière (illustration par l'expérience de Young).

La cohérence spatiale du laser est liée à la faible étendue de la source (source quasi-ponctuelle) et à la faible divergence du faisceau émis (onde quasi-plane).

La cohérence temporelle d'une onde est liée à la largeur de la bande spectrale de la source.

Dans une source de largeur spectrale réduite telle qu'un laser, l'émission se fait par des trains d'ondes beaucoup plus longs que ceux des autres sources de lumière. On dit qu'elle présente une grande cohérence temporelle (cet adjectif traduisant la durée des trains d'ondes).

La cohérence temporelle d'une onde est liée à la largeur de la bande spectrale de la source. Application : interféromètre de Michelson

La cohérence temporelle est liée au faible étalement spectral de la lumière laser c.à.d. à sa quasi-mono-chromaticité.

<http://dossier.univ-st-etienne.fr/ltsi/www/slaser/PFfemto/principe/Cestquoi2.htm>

## VI.2 Conditions de l'effet laser

Un laser se définit par 2 éléments fondamentaux :

- un ***milieu amplificateur*** : celui-ci peut être de différents types (gaz, plasma, solide voire liquide). Dans ce milieu, on trouve des atomes, molécules, ions ou électrons dont les niveaux d'énergie sont utilisés pour accroître la puissance d'une onde lumineuse au cours de sa propagation. Le principe physique mis en jeu est l'***émission stimulée***.
- un ***système d'excitation du milieu amplificateur*** (aussi appelé ***système de pompage***) : il permet de créer les conditions d'une amplification lumineuse en apportant l'énergie nécessaire au milieu. Le système de pompage peut être de différente nature :
  - pompage optique (le soleil, lampes flash, lampes à arc continues ou lampes à filament de tungstène, diodes laser ou autres lasers ...),
  - électrique (décharges dans des tubes de gaz, courant électrique dans des semi-conducteurs ...) ou même chimique.

Le milieu amplificateur (et son système de pompage) peut être utilisé seul pour amplifier une lumière déjà existante. On parle alors d'***amplificateur laser***. Cependant, en général, l'amplificateur est

inséré dans un résonateur optique (ou cavité) dont la fonction est de produire un rayonnement lumineux aux propriétés très particulières. On parle alors d'*oscillateur laser*. En général, un raccourci de langage consiste à appeler "lasers" les oscillateurs laser qui constituent l'immense majorité des dispositifs existants. Les oscillateurs laser ont pour particularité d'avoir des miroirs réfléchissants dont la fonction première est de confiner l'onde à l'intérieur de la cavité et d'augmenter son parcours dans le milieu amplificateur afin d'obtenir des niveaux d'amplification considérables. Ils ont également un miroir de sortie qui permet d'extraire une partie de l'onde lumineuse de la cavité afin de pouvoir utiliser le rayonnement.

Finalement, l'oscillateur laser peut être schématisé par la fig. VI. 1 avec ses éléments fondamentaux : le milieu amplificateur, le système de pompage, et les miroirs formant la cavité, dont le miroir de sortie.

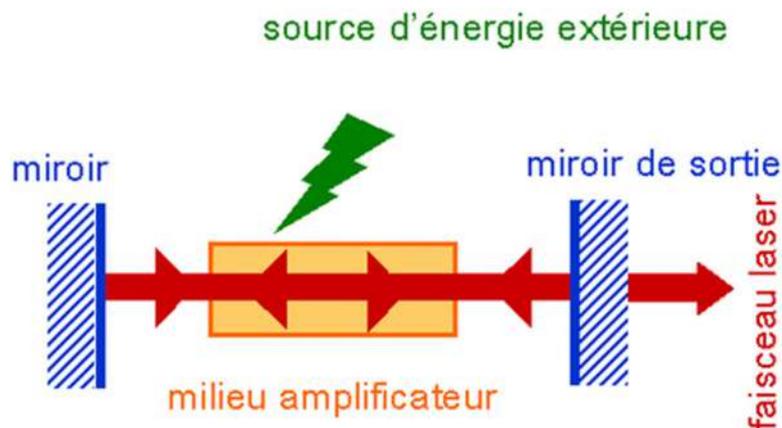


Fig. VI. 1 : Schéma d'un oscillateur laser.

## VI.2.1 Les mécanismes mis en jeu : émission, absorption, pompage

### VI.2.1.1 Introduction

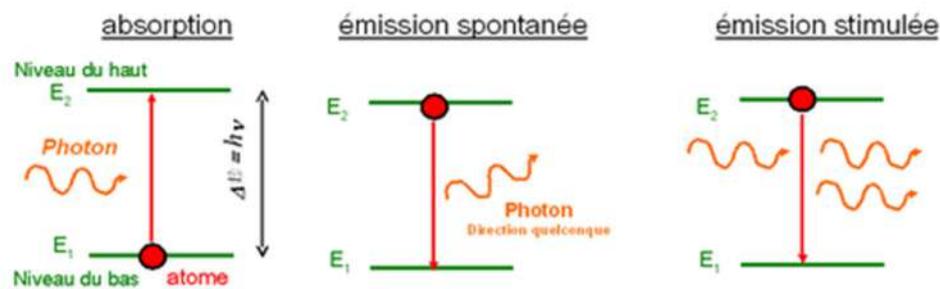
L'*émission stimulée* est à la base de l'amplification lumineuse et donc au cœur même du fonctionnement d'un laser. Pour la comprendre, il faut la replacer dans le contexte des interactions entre la lumière et la matière. La matière considérée ici est composée d'éléments optiquement actifs placés en "solution" dans un milieu tels un gaz, un plasma, un liquide ou un solide. Ce peut être des atomes, des ions, des molécules, des radicaux ou des électrons (pour simplifier, nous choisissons "atomes" dans la suite). Leur niveaux d'énergie sont quantifiés et sont tels qu'une lumière d'une fréquence particulière va

pouvoir interagir avec la population qui se trouve sur les niveaux. Pour être plus précis, considérons deux niveaux d'énergie  $E_1$  et  $E_2$  ( $E_1 < E_2$ ) dont la population va pouvoir interagir avec une lumière de fréquence  $h\nu = E_2 - E_1$ . L'ensemble  $E_1$ - $E_2$  est appelé transition radiative si le passage des atomes de  $E_1$  à  $E_2$  (ou de  $E_2$  à  $E_1$ ) ne peut se faire que par interaction avec la lumière. Le niveau d'énergie  $E_1$  est appelé le niveau du bas et celui d'énergie  $E_2$ , le niveau du haut.

### VI.2.1.2 Description des mécanismes d'émission-absorption

Il existe trois mécanismes d'interaction schématisés sur la fig. VI. 2 :

- Absorption : Un atome du niveau du bas peut monter dans le niveau du haut par effet d'absorption d'un photon de fréquence  $h\nu$ .
- Emission spontanée : Un atome du niveau du haut peut se désexciter spontanément vers le niveau du bas et engendrer l'émission d'un photon de fréquence  $h\nu$  si la transition entre  $E_2$  et  $E_1$  est radiative. Ce photon a une direction et une phase aléatoire.
- Émission stimulée : par l'action d'un photon incident, un atome du niveau du haut peut également se désexciter en émettant un photon dit "stimulé" dont les propriétés sont exactement les mêmes que le photon incident. Le terme stimulé souligne le fait que ce type de rayonnement n'existe que si un photon incident est présent pour "stimuler l'émission". L'amplification vient des similitudes entre le photon incident et le photon émis.



**Fig. VI. 2** : Mécanisme d'interaction entre un atome et un photon. (On suppose que le photon a une énergie  $h\nu$  égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux de l'atome).

### VI.2.1.3 Les compétitions entre les 3 mécanismes

Pour une transition radiative, les trois mécanismes sont toujours présents en même temps. Pour faire un milieu laser, il faut donc trouver des conditions qui permettent de privilégier l'émission stimulée au détriment de l'absorption et de l'émission spontanée. Il y a donc une nécessité de sélectionner dans la

nature les milieux qui pourront effectivement servir en tant que milieux laser. Il faudra également veiller à mettre le milieu dans de bonnes conditions pour que l'effet laser ait lieu.

- un photon incident d'énergie  $h\nu$  a autant de chance d'être absorbé par un atome du niveau du bas que d'être dupliqué (ou amplifié !) par interaction avec un atome du niveau du haut. L'absorption et l'émission stimulée sont vraiment deux processus réciproques soumis aux mêmes probabilités. Pour favoriser l'émission stimulée au détriment de l'absorption, la solution est de jouer sur les **populations des niveaux** : il faut s'arranger pour avoir **plus d'atomes sur le niveau du haut que sur le niveau du bas**.
- l'émission spontanée a tendance à vider naturellement le niveau du haut. Il faut donc trouver un moyen de vider le niveau du haut plus vite par émission stimulée que par émission spontanée. Or il se trouve que l'émission stimulée est d'autant plus probable que le milieu est éclairé avec un grand nombre de photons semblables. L'astuce va donc consister à éclairer fortement le milieu, un bon moyen pour cela est le **confinement des photons** dans une cavité.

#### VI.2.1.4 Inversion de population et pompage

Avoir une population plus élevée dans le niveau du haut ( $N_2$ ) que dans le niveau du bas ( $N_1$ ) n'est pas une situation d'équilibre. En effet, à l'équilibre thermodynamique, la répartition des populations sur les niveaux est donnée par la loi de Boltzmann :

$$N_2 = N_1 \times e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}$$

Dans ce cas,  $N_2$  est toujours inférieure à  $N_1$ . Il faut donc créer une situation hors équilibre en apportant de l'énergie au système des atomes via un "pompage" dont l'objectif est d'amener suffisamment d'atomes sur le niveau du haut.

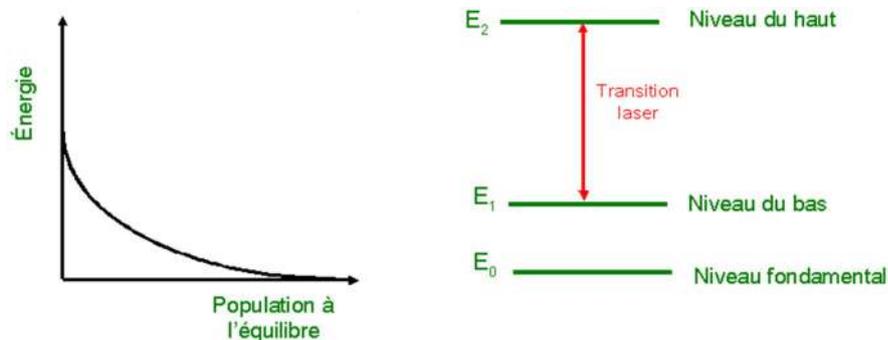
On parle alors d'inversion de population que l'on appelle  $\Delta N = N_2 - N_1$ . Il y aura amplification de lumière si l'inversion de population est positive. Le pompage pourra se faire par voie électrique, optique ou chimique.

#### VI.2.1.5 Les systèmes spectroscopiques qui "marchent" pour faire un laser

Tous les atomes, ions, molécules, avec leurs différents niveaux d'énergie ne peuvent pas forcément donner lieu à une inversion de population et à un effet laser. Il faut d'abord sélectionner des transitions qui sont purement radiatives (passage des atomes entre les niveaux uniquement par interaction avec la

lumière). Les transitions non radiatives sont évidemment à éviter. Il existe également des transitions qui présentent une part radiative et une part non radiative. Dans ce cas, le niveau du haut se vide non seulement par émission spontanée mais également par effet non radiatif. Ceci entraîne une difficulté supplémentaire pour arriver à faire une inversion de population car il est difficile de stocker des atomes sur le niveau du haut dans ces conditions. Les transitions de ce type sont également à éviter.

Il faut ensuite sélectionner des "atomes" présentant un ensemble de niveaux dont la position relative n'est pas quelconque dans l'objectif de réaliser une inversion de population. Par exemple, en choisissant un niveau du bas avec une énergie supérieure au niveau fondamental, on peut limiter fortement le peuplement  $N_1$ , voire même l'annuler complètement (fig. VI. 3). Dans ce cas, il suffit d'apporter un atome dans le niveau du haut pour que l'inversion de population existe.



**Fig. VI. 3 :** Transition laser avec niveau du bas loin du fondamental. La population à l'équilibre thermodynamique est donnée par la loi de Boltzmann.

Il faut également être capable d'apporter efficacement les atomes dans le niveau du haut grâce à un pompage. Quel que soit la nature du pompage (optique ou électrique en particulier), celui-ci correspond à une certaine énergie qui doit pouvoir être transférée aux atomes du milieu. Il faut donc trouver un niveau excité tel que la différence d'énergie avec le niveau fondamental corresponde à cette énergie de pompage.

Dans le cas d'un pompage optique, on peut montrer qu'il faut un minimum de trois niveaux pour réaliser une inversion de population. La fig. VI. 4 donne l'exemple d'un tel système. On y distingue la transition dite de pompage (entre  $E_1$  et  $E_3$ ) et la transition laser (entre  $E_1$  et  $E_2$ ). L'objectif est de stocker les atomes dans le niveau  $E_2$  via le pompage par absorption d'un rayonnement dit "de pompe" dont la longueur d'onde est inférieure à la longueur d'onde de la transition laser. Pour cela, il faut que le niveau 3 se vide rapidement vers le niveau 2, et uniquement vers celui-là. Cette condition limite le choix des systèmes qui fonctionnent.

La fig. VI. 4 présente également un cycle idéal pour un atome : il monte dans le niveau 3 par absorption d'un photon issu de la lumière de pompe. Il descend ensuite dans le niveau 2 très rapidement. Il se désexcite enfin par émission stimulée vers le niveau 1. Malgré sa simplicité, ce système n'est pas forcément facile à mettre en œuvre car le niveau du bas de la transition laser est très fortement peuplé à l'équilibre thermodynamique. Afin de réaliser une inversion de population, il faut déjà commencer par vider le niveau fondamental de la moitié de ses atomes et les mettre dans le niveau 2. Il faut pour cela que le niveau 2 soit capable de stocker les atomes, et donc que l'émission spontanée ne soit pas très probable : ceci est une condition sur le choix du système. Il faut également une énergie de pompage importante. Le premier laser qui n'ait jamais fonctionné dans le domaine optique était un laser de ce type : le laser à rubis met en effet en jeu 3 niveaux. La formule du rubis est :  $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ . Il s'agit d'une matrice cristalline d'alumine avec un dopant  $\text{Cr}^{3+}$  dont on utilise les niveaux pour réaliser l'effet laser. Le pompage optique est intense via des lampes à décharge.

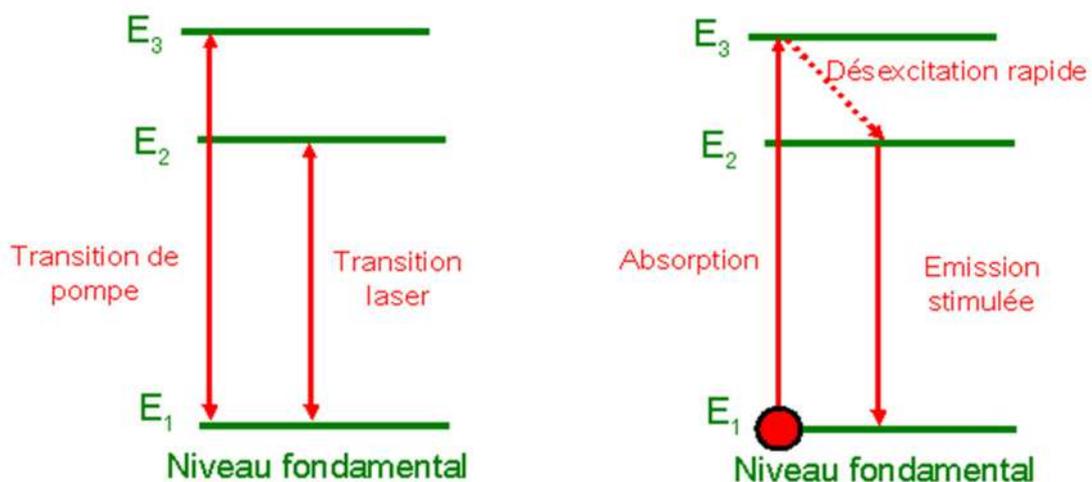


Fig. VI. 4 : Exemple d'un système à trois niveaux avec un pompage optique.

Un autre exemple de système pouvant donner lieu à un effet laser est le système à 4 niveaux (fig. VI. 5). Cette fois, la transition de pompe (pompage optique) et la transition laser se font sur un couple de niveaux distincts ( $E_0$ - $E_3$  pour la pompe et  $E_1$ - $E_2$  pour le laser). On choisit un système dont le niveau  $E_1$  est suffisamment loin du niveau fondamental  $E_0$  pour que le peuplement thermique à l'équilibre thermodynamique soit négligeable. Le système est également choisi de tel sorte que les atomes ne restent ni sur le niveau 3, ni sur le niveau 1. La figure 5 présente un cycle idéal de fonctionnement pour un atome. Contrairement au cas précédent, dès qu'un atome atteint le niveau 2, l'inversion de population est positive et le milieu devient amplificateur.

Pour maintenir l'inversion de population, il faut éviter que les atomes ne s'accumulent dans le niveau 1. C'est pour cela que le système doit être choisi de telle sorte que la désexcitation du niveau 1 vers le niveau 0 soit rapide. Un des milieux les plus connus fonctionnant sur ce schéma est le grenat d'aluminium et d'yttrium dopé au néodyme [Nd :YAG ( $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ )]

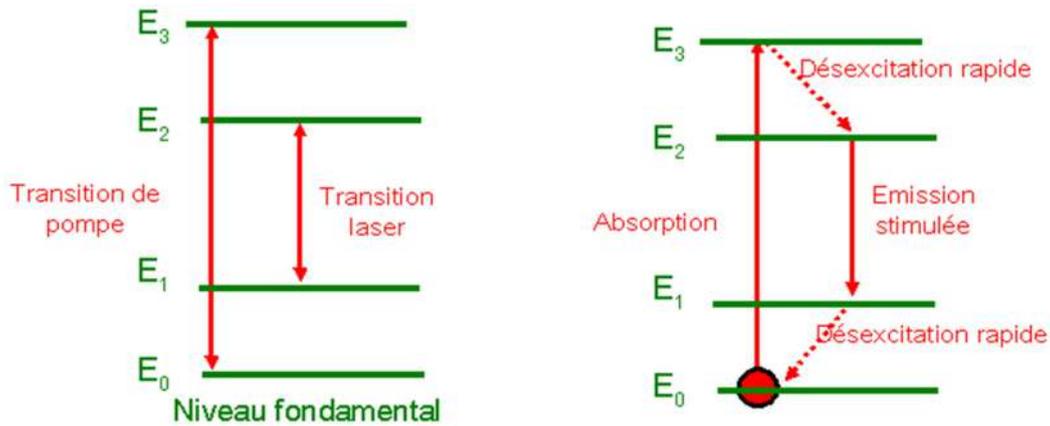


Fig. VI. 5 : Exemple d'un système à quatre niveaux avec un pompage optique.

Un dernier exemple de système pouvant donner lieu à effet laser est le système gazeux hélium-néon (fig. VI. 6). Dans ce cas, le pompage est électrique. On utilise les transitions du néon pour les transitions laser : il y en a en effet plusieurs, la plus connue étant la transition donnant la couleur 632,8 nm. L'hélium est utilisé comme gaz intermédiaire, capable de transférer l'énergie des électrons au néon, par des collisions. En effet, l'hélium présente la particularité d'avoir deux niveaux excités dits "métastables", c'est à dire que les atomes peuvent y rester très longtemps avant de redescendre vers le niveau fondamental. Les atomes d'hélium sont portés dans les niveaux excités par des collisions avec les électrons. Le transfert d'énergie vers le néon peut avoir lieu facilement car ces niveaux métastables coïncident avec des niveaux excités du néon. Il se produit lors de collisions entre les atomes : On peut résumer le transfert d'énergie par cette équation :  $\text{He}^* + \text{Ne} \rightarrow \text{He} + \text{Ne}^*$ . Un atome d'hélium excité rencontre un atome de néon dans l'état fondamental et lui transfère son énergie tout en redescendant dans l'état fondamental.

Sur la fig. VI. 6, on peut remarquer que les niveaux du bas des transitions laser sont loin du niveau fondamental, ce qui est favorable pour réaliser une inversion de population (pas de peuplement thermique).

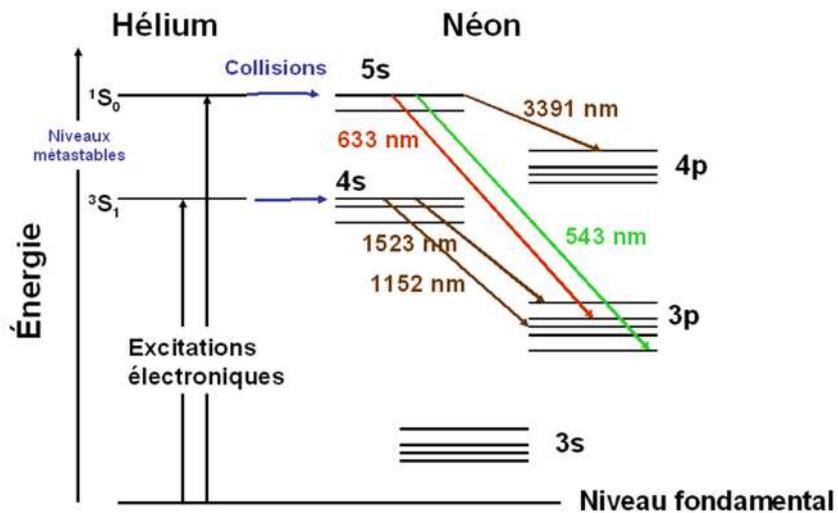
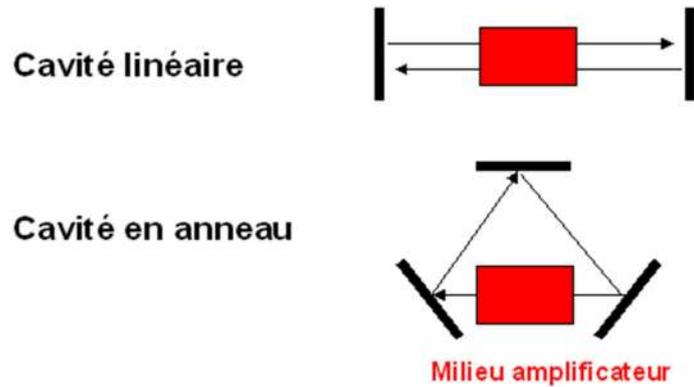


Fig. VI. 6 : Cas de l'hélium néon.

## VI.3 Le rôle de la cavité

### VI.3.1 Introduction

La partie précédente montre comment favoriser une inversion de population en choisissant bien le système et les niveaux d'énergie. Cependant, avoir une inversion de population positive n'est pas suffisant pour générer un effet laser. En effet, il ne faut pas oublier que les mécanismes d'émission stimulée et d'émission spontanée sont en compétition. Ainsi, avant d'être un milieu amplificateur de lumière, un milieu laser pompé par une source d'énergie extérieure est d'abord une "lampe" (émission spontanée). C'est la cavité qui va créer les conditions favorables pour que l'émission stimulée devienne prédominante par rapport l'émission spontanée. La cavité ou résonateur optique est composée de miroirs qui permettent à la lumière de passer de nombreuses fois dans le milieu amplificateur. On peut trouver deux types de cavités (fig. VI. 7) : des cavités dites "linéaires" (la lumière fait des allers et retour) ou des cavités en anneau (la lumière fait des tours). On suppose dans la suite une cavité linéaire.



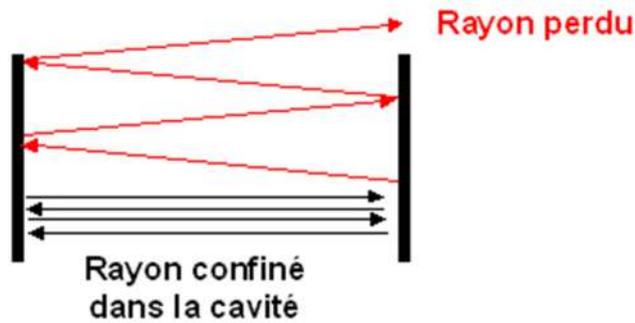
**Fig. VI. 7 :** Les deux types de cavité.

Au démarrage du laser, la “lampe-milieu amplificateur” émet spontanément dans toutes les directions. Cependant, il existe une petite partie de l'émission qui se trouve dans l'axe de la cavité laser. Ces photons spontanés peuvent donc y faire des allers et retours. Au fur et à mesure, le milieu amplificateur va jouer son rôle et la quantité de lumière présente dans la cavité va augmenter de façon considérable. Le confinement de la lumière va ainsi accroître la probabilité d'émission stimulée, au détriment de l'émission spontanée. En parallèle, la cavité va jouer le rôle de filtre à cause des multiples allers et retours : seule l'onde parfaitement perpendiculaire à l'axe de la cavité pourra se propager et certaines fréquences seront privilégiées (fréquences de résonance de la cavité). Ainsi, la cavité donne au rayonnement laser ses propriétés si particulières (directivité, finesse spectrale).

Au bout de plusieurs dizaines de milliers d'allers et retours (en général), la quantité de photons générée dans l'axe de la cavité par émission stimulée va être devenir égale à celle qui est perdue (en particulier via le miroir de sortie). Il va donc y avoir un état stationnaire pour lequel un rayonnement (dit rayonnement laser) sort de façon continue par le miroir de sortie. On dit alors que le laser oscille : c'est à dire que le laser émet en continu un rayonnement majoritairement issu de l'émission stimulée filtré par la cavité.

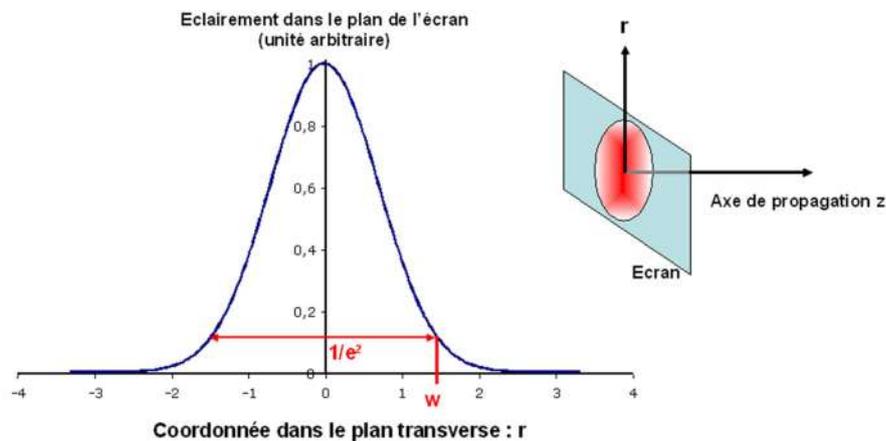
### **VI.3.2 Qualité spatiale du faisceau laser en sortie**

La cavité laser est d'abord un filtre spatial sélectionnant uniquement les rayons lumineux qui sont très proches de l'axe de la cavité : les autres sont perdus à cause de l'éloignement progressif de l'axe et de la dimension finie des miroirs (fig. VI. 8).



**Fig. VI. 8 :** Comportement d'un rayon incliné par rapport à l'axe dans une cavité linéaire.

On constate qu'un laser fonctionnant à l'état stationnaire produit une onde lumineuse dont la structure spatiale ne varie pas dans le temps, et ce, malgré les nombreux allers et retour dans la cavité. Dans ce cas la cavité laser doit forcément admettre une onde lumineuse capable de se propager dans la cavité en revenant identique à elle-même en chaque point de la cavité après un aller et retour. Cette onde peut exister sous certaines conditions, c'est en général une onde dite "gaussienne", dont la répartition d'éclairement a une forme gaussienne dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation. Physiquement, l'onde gaussienne concentre la lumière sur l'axe de la cavité. Une onde gaussienne qui se propage dans l'espace ressemble à un pinceau de lumière : on parle de faisceau gaussien. En mettant un carton ou un détecteur dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation de l'onde (en sortie du laser), on peut mesurer son éclairement en tout point (c'est à dire le nombre de photons par seconde passant par unité de surface). Cet éclairement a une forme gaussienne dans ce plan (fig. VI. 9).



**Fig. VI. 9 :** Allure d'une onde gaussienne : répartition de l'éclairement dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

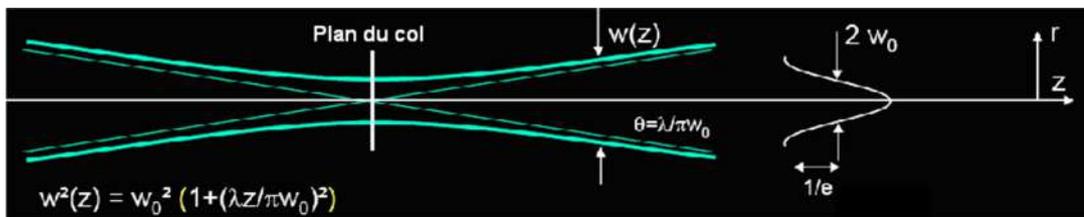
On peut définir dans ce plan une certaine extension spatiale de l'onde lumineuse. Le rayon du faisceau dans ce plan est par définition la distance entre l'axe optique et l'endroit où l'éclairement est divisé par  $1/e^2$  par rapport au maximum d'éclairement de l'onde. On l'appelle  $w$ .

Une onde gaussienne se propage d'une façon un peu particulière qui ne ressemble pas tout à fait à une propagation au sens de l'optique géométrique. Elle admet une taille minimale  $w_0$  en un plan particulier (cet endroit est appelé le col du faisceau ou waist en anglais) (fig. VI. 10). Puis très loin du col, elle diverge "en ligne droite" avec un angle de divergence  $\theta$ . Ces deux grandeurs sont liées par la relation suivante :

$$W^2(Z) = W_0^2(1 + \theta Z)^2$$

Avec 
$$\theta = \frac{\lambda}{\pi W_0}$$

Pour un laser hélium néon par exemple, le rayon du faisceau dans le plan du col est de 1mm environ. Ceci correspond à une divergence très faible de 0,2mrad (il faut se propager sur 5m à partir du col pour que le rayon du faisceau ait doublé !). Il est impossible d'avoir de telles propriétés avec de la lumière issue de lampes classiques.



**Fig. VI. 10 :** Allure du rayon de l'onde en fonction de la position ( $z$  étant l'axe de propagation).

La formule ci-dessus exprime également le fait que si la divergence du faisceau est grande (par exemple avec une lentille utilisée pour focaliser le faisceau) le rayon du faisceau dans le plan du col est très petit. En général, il est possible de focaliser un faisceau laser sur un rayon de l'ordre de la longueur d'onde. Cela pourrait être fait également avec une lampe classique mais la différence est le nombre de photons qu'il est possible d'apporter par seconde sur une petite surface. Il est très faible pour une lampe classique alors qu'il est considérable pour un laser. Par exemple, un faisceau à 633 nm transportant une puissance lumineuse de 1mW correspond à un flux de 1015 photons par seconde et ce faisceau peut être facilement focalisé sur une tache d'un rayon de l'ordre du micromètre (fig. VI. 11). Ainsi, la densité de puissance d'un simple

laser hélium néon en un point de focalisation peut largement dépasser celle qui serait donnée par l'image du soleil focalisé par une lentille.

Un exemple marquant est l'éclairement donné par un laser hélium néon émettant 1mw sur la rétine (de plus de 100W/cm<sup>2</sup> alors que le soleil y produit au maximum un éclairement de 10 W/cm<sup>2</sup>).

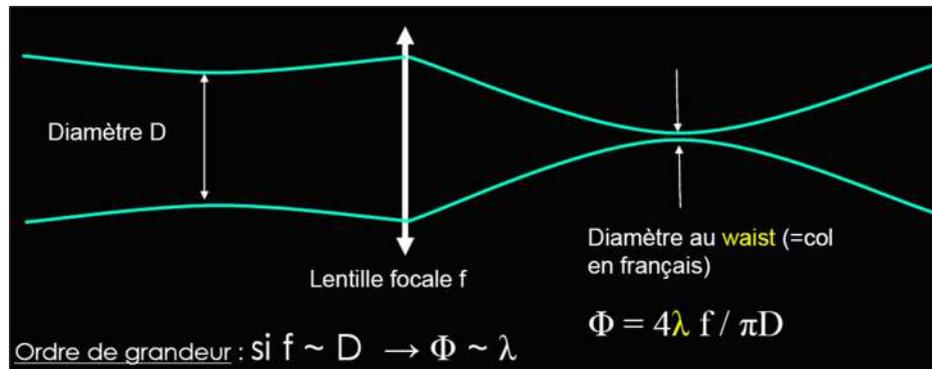


Fig. VI. 11 : Ordre de grandeur pour un faisceau gaussien focalisé par une lentille.

### VI.3.3 Conclusion

Pour résumer, parmi tous les photons spontanés émis au départ par la “lampe-milieu amplificateur”, la cavité sélectionne un pinceau de lumière particulier (une onde gaussienne) et le nombre de photons portés par ce pinceau est rendu considérable par le processus d'émission stimulée existant à chaque aller et retour. Ce faisceau peut avoir une divergence très faible. Il peut également être focalisé sur des surfaces très petites moyennant des optiques adaptées.

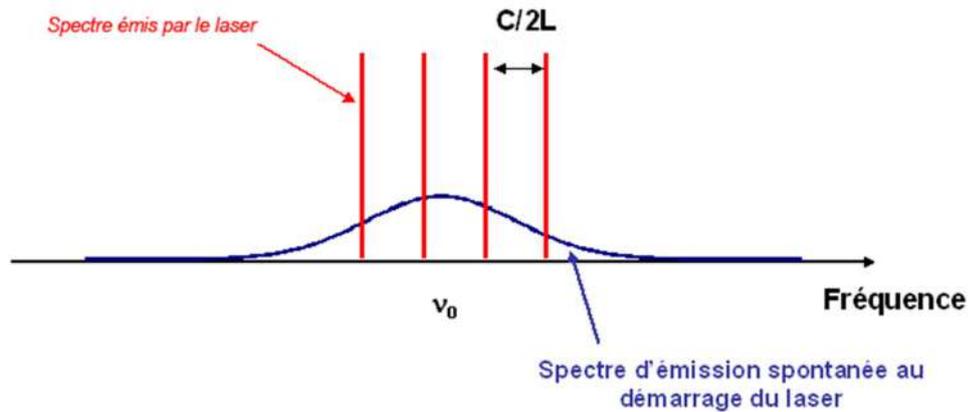
### VI.3.4 Spectre d'un oscillateur laser

La cavité a également un rôle de filtre sur le spectre émis par le laser. Une cavité linéaire est en fait un interféromètre de Fabry Perot. Seules des ondes de certaines fréquences peuvent s'y propager. Ces fréquences sont telles que où  $k$  est un entier,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $L$  la longueur optique de la cavité (supposée ici linéaire). Pour des fréquences optiques, l'entier  $k$  est très grand et peut atteindre plusieurs dizaines de milliers pour une cavité de quelques centimètres. Les ondes qui se propagent dans la cavité laser avec ces fréquences particulières sont appelées les modes longitudinaux de la cavité.

Dans le cas d'une cavité en anneau, les fréquences existant dans la cavité s'écrivent où  $L$  est la longueur optique d'un tour de cavité.

Ce filtre va s'appliquer au spectre de l'émission spontanée émise au démarrage du laser. Progressivement, les fréquences ne pouvant exister dans la cavité vont disparaître et seules vont rester des fréquences vérifiant l'équation ci-dessus.

Le spectre émis par un oscillateur laser est donc composé d'un peigne de fréquences régulièrement espacées ( $C/2L$ ) en général centré sur le spectre d'émission spontanée (fig. VI. 12).



**Fig. VI. 12 :** Allure du spectre émis par le laser par rapport au spectre d'émission spontanée de la transition laser.

On dit souvent qu'un laser est monochromatique en parlant du laser hélium néon par exemple. Il faut bien en comprendre la définition. Ce n'est pas une généralité et de façon extrêmement schématique, la largeur spectrale d'un laser est d'abord donnée par la largeur de l'émission spontanée : si la transition est étroite entre le niveau du haut et celui du bas, l'émission spontanée se fait sur quelques fractions de nanomètre (c'est le cas pour la raie rouge dans le néon, avec une largeur spectrale d'un millième de nanomètre, 1GHz en fréquence). Le spectre du laser hélium néon est donc "monochromatique" dans le sens d'une seule couleur visible à l'œil parce que la raie est très fine. Mais il existe aussi des cas où la transition est très large (plusieurs centaines de nanomètres pour le saphir dopé au titane, par exemple avec un spectre d'émission spontanée qui s'étend de 700 nm à plus de 1000 nm) conduisant à un spectre émis par le laser qui n'est pas monochromatique.

Les propriétés spectrales des lasers deviennent intéressantes lorsqu'on est capable de sélectionner une seule fréquence parmi celles qui peuvent exister dans la cavité (moyennant des filtres insérés dans la cavité). On dit alors que le laser est mono fréquence (on dit également monomode longitudinal). Dans ce cas la largeur spectrale peut être infiniment plus faible que le spectre d'émission spontanée. Par exemple, on arrive à concevoir des lasers hélium néon avec une largeur spectrale de 1Hz alors que la largeur de la raie est de l'ordre du GHz.

### 3.4.1. Conclusion

Pour résumer, la cavité est capable de filtrer l'émission spontanée sous la forme de fréquences discrètes (les modes longitudinaux de la cavité). Lorsqu'on arrive à sélectionner un seul mode longitudinal, le rayonnement laser a une qualité spectrale inégalable : un nombre considérable de photons est émis dans une bande spectrale très étroite qui peut être de l'ordre du Hz !

## VI.3.5 Conditions sur la cavité

### VI.3.5.1 Introduction

Les deux parties précédentes montrent que le rayonnement laser est finalement un "concentré de lumière" spatial et spectral et que la cavité y est pour beaucoup. Il y a cependant certaines conditions à respecter pour qu'un laser puisse effectivement fonctionner. On trouve une condition sur le gain et les pertes de la cavité et une condition sur la fréquence qui peut se reporter sur la longueur de la cavité.

### VI.3.5.2 Condition sur le gain

On peut définir le gain effectif d'un milieu amplificateur par le rapport entre la puissance de sortie  $P_s$  sur la puissance d'entrée  $P_e$  :

Ces deux puissances (exprimées en watt ou en photons par seconde) étant portées par le faisceau laser avant et après le passage du milieu amplificateur (fig. VI. 13).



**Fig. VI. 13 :** Puissance en entrée et en sortie du milieu amplificateur.

On peut également définir les coefficients de réflexion (en puissance optique) des miroirs de la cavité :  $R_1$  et  $R_2$ . On suppose qu'il n'y a pas d'autres pertes que les réflexions sur les miroirs (fig. VI. 14).

Lorsque le laser fonctionne en continu, il émet une puissance de sortie constante indépendante du fait que les photons circulant dans la cavité augmentent en nombre au passage du milieu amplificateur puis

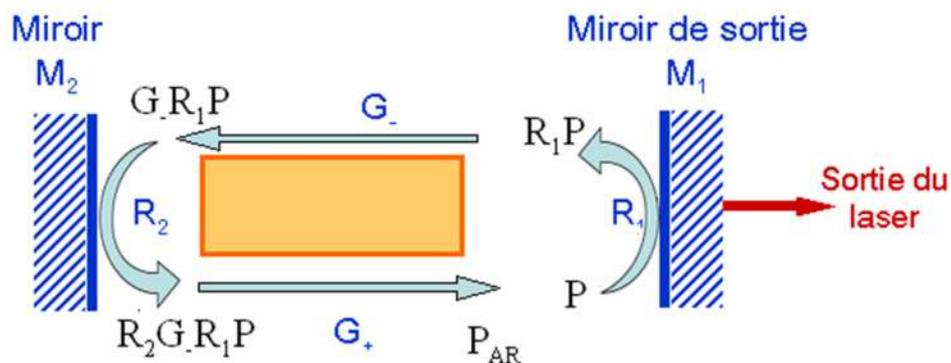
diminuent lors de la réflexion sur les miroirs. Ainsi, lorsque le laser fonctionne en continu, un aller et retour dans la cavité ne modifie pas la puissance portée par le faisceau laser (le nombre de photons gagnés est égal au nombre de photons perdus).

En appelant  $P$  la puissance du laser juste avant le miroir  $M_1$ .

La puissance après un aller et retour peut s'écrire :  $P_{AR} = G^+ \times R_2 \times G^- \times R_1 \times P$ .

$G^+$  et  $G^-$  étant les gains effectifs dans le sens "+" et le sens "-". Le sens "+" correspond par définition à la direction du faisceau laser en sortie. Le sens "-" est l'autre direction.

Il est nécessaire de différencier les gains effectifs selon le sens de propagation de l'onde car celui-ci dépend de la puissance incidente qui n'est pas la même dans un sens ou dans l'autre (les coefficients de réflexion sur les miroirs ont des valeurs différentes)



**Fig. VI. 14 :** Milieu amplificateur mis en cavité : effet des miroirs et du gain sur l'onde laser.

Lorsque le laser émet en continu, on a  $P=P_{AR}$ . Le produit  $G^+G^-$  qui représente le gain sur un aller et retour doit donc vérifier :  $G^+G^-=1/(R_1R_2)$ .

Si  $G^+G^- < 1/R_1R_2$ , le laser ne peut pas osciller.

Si  $G^+G^- > 1/R_1R_2$ , la puissance dans la cavité augmente à chaque tour. L'augmentation n'est pas infinie car le nombre d'atomes du niveau du haut étant donné par le pompage, le nombre de photons stimulés est fini. Ainsi, supposons le nombre maximal de photons qu'il est possible de récupérer de façon stimulée par seconde soit égal à  $N$ . Le gain effectif peut s'écrire :  $G=(P_e+N)/P_e$  où  $P_e$  est la puissance juste avant le milieu amplificateur (en nombre de photons par seconde). Si  $P_e$  augmente, le gain effectif diminue et tend

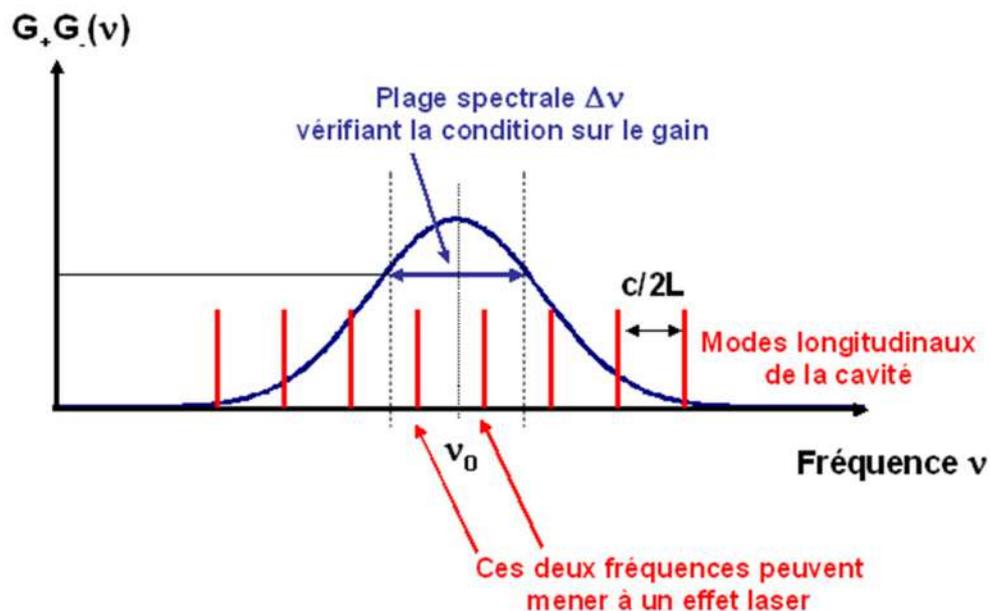
vers l'unité. On appelle ce phénomène la saturation du gain. Ainsi, lorsque la puissance dans la cavité augmente de façon importante, le produit  $G^+G^-$  diminue et fini par se stabiliser à la valeur  $G^+G^- = 1/(R_1R_2)$ .

### VI.3.5.3 Conclusion

Les miroirs de la cavité doivent donc être choisis de telle sorte que le gain par aller et retour  $G^+G^-$  soit supérieur à  $1/R_1R_2$  : on dit aussi que le gain doit être supérieur aux pertes de la cavité (représentées par les transmissions des miroirs).

### VI.3.5.4 Condition sur la fréquence

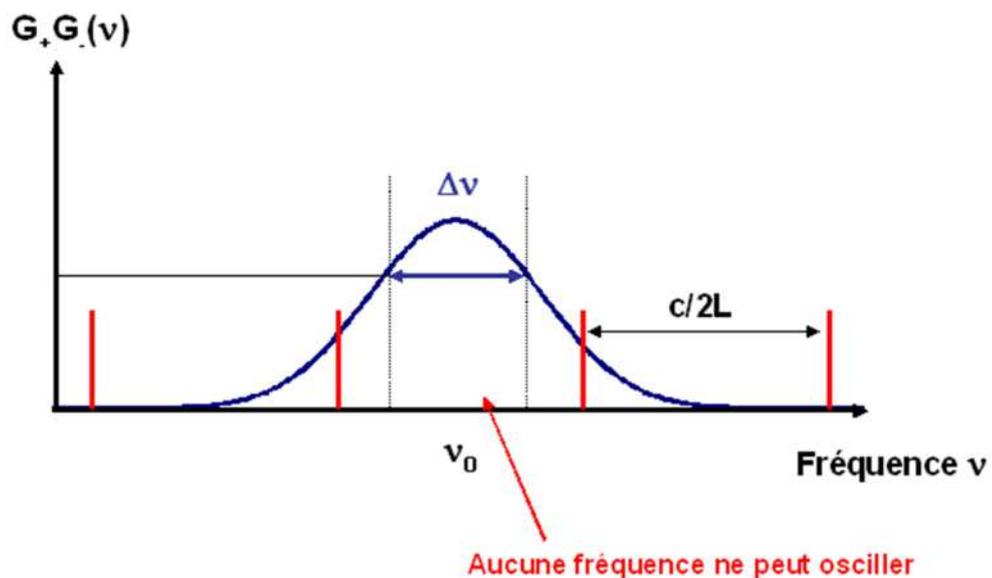
Les fréquences pouvant exister dans la cavité s'écrivent. Il faut également qu'elles se trouvent dans la bande de gain du milieu amplificateur. Le produit  $G^+G^-$  a en effet une certaine largeur spectrale donnée par la physique du milieu amplificateur (par exemple, cette largeur est de l'ordre de 1 GHz pour un laser hélium néon). La condition sur le gain peut donc se traduire par une certaine plage spectrale dans laquelle les fréquences vont pouvoir mener à une oscillation. On peut donc traduire les conditions sur le gain et sur la fréquence au niveau d'un même graphe (Fig. VI. 15).



**Fig. VI. 15 :** Conditions sur le gain et la fréquence (dans le cas montré ici, deux fréquences sont susceptibles d'osciller dans le laser).

Dans le peigne de fréquences imposées par la cavité, seules celles qui vérifient la condition sur le gain ont une chance de mener à une oscillation laser. Les autres ne peuvent pas exister. En général, la plage spectrale est plus grande que  $c/2L$ . Ainsi, l'ensemble des fréquences qui peuvent osciller peut être assez grand (quelques dizaines à quelques centaines de fréquences) : le nombre dépend de la largeur de la plage spectrale par rapport à l'intervalle spectral imposé par la cavité Fabry Péro (  $c/2L$  ).

Cependant, dans certains cas, la plage spectrale est plus petite que  $c/2L$  (Fig. VI. 16). Ce cas arrive lorsque le milieu amplificateur émet dans une bande très fine (par exemple avec des lasers  $CO_2$ ) ou alors lorsque la cavité est très petite (par exemple avec des microlasers dont la cavité a une longueur inférieure au millimètre). Il peut alors arriver qu'aucune fréquence ne soit capable d'osciller. Dans ce cas, il faut ajuster la longueur de la cavité pour permettre à une fréquence de se trouver dans la bande d'amplification.



**Fig. VI. 16 :** Cas extrême où la plage spectrale vérifiant la condition sur le gain est plus petite que l'intervalle spectral  $c/2L$ .

## VI.4 Les différents régimes de fonctionnement temporels

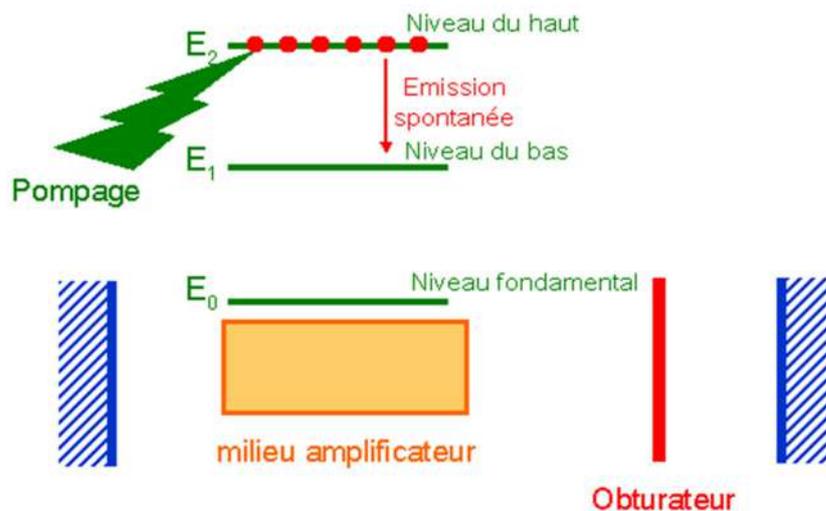
### VI.4.1 Introduction

La partie précédente montre que le rayonnement laser est un concentré de lumière au niveau spatial et au niveau spectral. Il est également possible d'en faire un "concentré temporel" en rassemblant les photons issus de l'émission stimulé sous la forme d'impulsions lumineuses à la fois courtes et

énergétiques. Pour bien comprendre les régimes impulsionnels, il faut rappeler que l'émission stimulée est d'autant plus probable que la population du niveau du haut est élevée et que le nombre de photons incidents est élevé. Il y a donc deux façons de la favoriser, soit en jouant sur la population du niveau du haut, soit en jouant sur le nombre de photons. La première méthode pour faire un concentré temporel est de déclencher l'émission stimulée à partir du moment où il y a un nombre très élevé d'atomes dans le niveau du haut (régime déclenché). La seconde est de concentrer les photons de la cavité sous la forme d'un "paquet" qui va faire des allers et retours (régime de synchronisation des modes en phase).

#### VI.4.2 Le régime déclenché

Pour stocker beaucoup d'atomes dans le niveau du haut, il faut dans un premier temps limiter les débits vers le niveau du bas. Il faut donc empêcher l'émission stimulée d'être prédominante : pour cela, on empêche la lumière de faire des allers et retours dans la cavité laser au moyen d'un obturateur (remarque : cet obturateur est rarement mécanique, il s'agit plutôt d'un modulateur de lumière capable de faire de fortes amplitudes entre l'état bloqué et l'état passant). Dans ce cas, pour une transition radiative, la seule vidange vers le niveau du bas est due à l'émission spontanée. Lorsque le pompage apporte nettement plus d'atomes par seconde qu'il n'en descend par émission spontanée, la population du niveau du haut peut devenir très importante (fig. VI. 17).

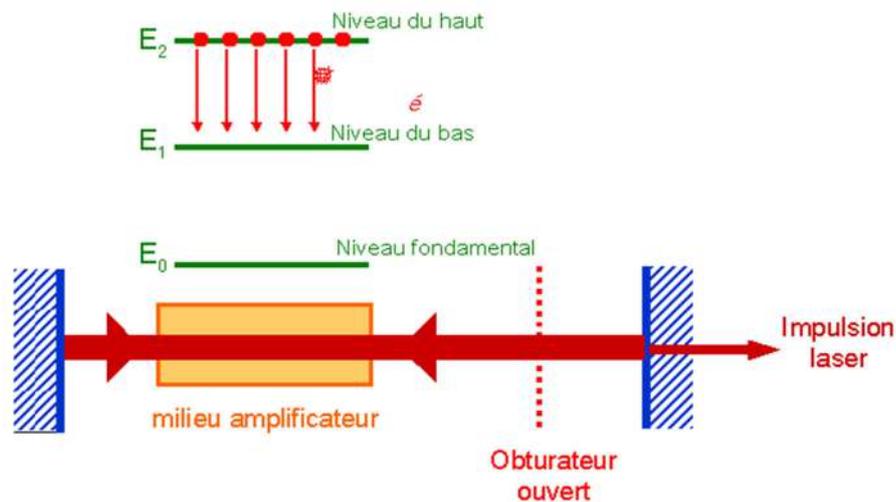


**Fig. VI. 17 :** Accumulation d'atomes dans le niveau du haut lorsque la cavité est bloquée.

Cette condition est plus facile à réaliser pour des milieux dont le débit par émission spontanée est faible. C'est le cas pour des milieux solides avec des ions dopants (Nd:YAG ou Yb:YAG par exemple).

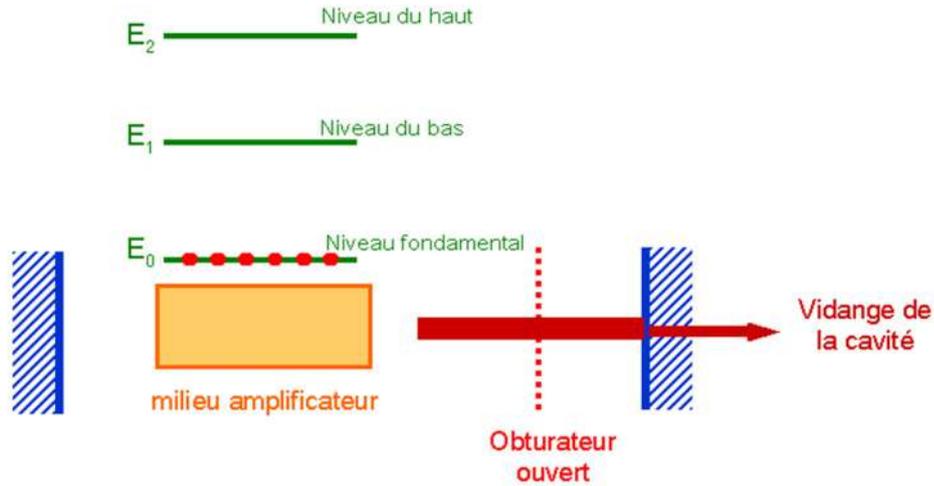
En revanche, les gaz comme le néon ou l'argon ionisé et les semiconducteurs ont des débits d'émission spontanée très élevés et il est alors difficile d'atteindre une population importante dans le niveau du haut.

Après avoir suffisamment attendu, on réduit brutalement les pertes de la cavité de telle sorte que l'oscillation devienne possible. Comme la population du niveau du haut est très élevée, l'émission stimulée est très probable et le laser démarre brutalement. Le débit par émission stimulée devient très important devant les autres débits (remplissage par le pompage et vidange par émission spontanée) : tous les atomes stockés en haut redescendent brutalement en émettant des photons stimulés (avec un démarrage initial sur l'émission spontanée qui se trouve piégée dans la cavité). La cavité laser se remplit donc de photons stimulés en même temps que le niveau du haut se vide (fig. VI. 18).



**Fig. VI. 18 :** Effet laser lorsque la cavité est brutalement ouverte.

Il arrive un moment où le niveau du haut est complètement vide. Il ne peut plus y avoir d'émission stimulée et la cavité va se vider elle aussi car le miroir de sortie crée des pertes (en général, la cavité se vide en quelques allers et retours seulement) (fig. VI. 19).



**Fig. VI. 19 :** Vidange de la cavité lorsque tous les atomes sont redescendus dans le niveau fondamental.

L'ensemble du processus donne naissance à une variation brutale du nombre de photons dans la cavité (par une forte amplification par émission stimulée au départ puis par vidange complète de la cavité à la fin). Ceci se traduit par l'émission d'une impulsion lumineuse, via le miroir de sortie.

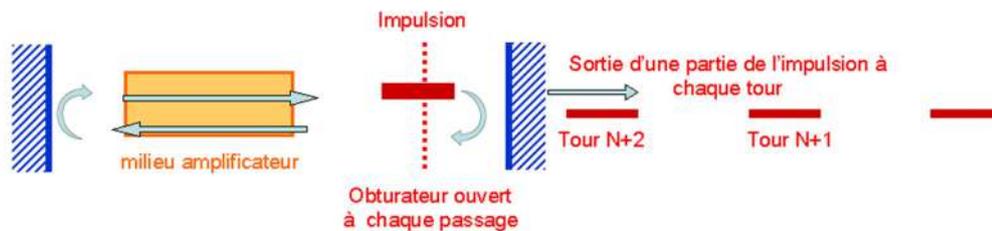
Il faut en général plusieurs allers et retours pour dépeupler complètement le niveau du haut et plusieurs allers et retours pour vider la cavité. La durée de l'impulsion est donc supérieure au temps d'un aller et retour dans la cavité. Pour des cavités de longueur inférieure au mètre (temps d'aller et retour inférieur à 6 ns), il est possible de générer des impulsions dans le domaine nanoseconde. Leur énergie peut aller jusqu'au milli-joule. La puissance crête (énergie divisée par la durée) est alors très grande, de l'ordre du mégawatt, voire plus.

Il faut noter que dans ce régime, le laser n'atteint pas un régime stationnaire puisqu'il s'arrête de fonctionner au bout de quelques allers et retours de la lumière dans la cavité.

### VI.4.3 La synchronisation des modes en phase

La deuxième méthode est complètement différente. Cette fois, on laisse l'oscillateur laser atteindre un état stationnaire et on ne bloque pas l'oscillation de la lumière dans la cavité. En revanche, on empêche la cavité de se remplir de photons en tout endroit en même temps : on autorise simplement un paquet de photons à se propager dans la cavité. Cette impulsion a une durée inférieure au temps d'aller et retour dans la cavité. Dit autrement, son extension spatiale est nettement inférieure à la longueur de la cavité. On oblige ainsi les photons stimulés à s'accumuler uniquement dans cette impulsion.

La méthode pour arriver à ce régime est d'utiliser un modulateur de lumière rapide capable de hacher la lumière présente dans la cavité avec une période exactement égale au temps d'un aller et retour. Ainsi, seuls les photons qui traversent le modulateur alors qu'il est passant pourront s'amplifier et retrouveront le modulateur dans son état passant après chaque aller et retour. Les autres photons situés ailleurs de la cavité subiront des pertes à chaque passage dans le modulateur (fig. VI. 20).



**Fig. VI. 20 :** Impulsion se propageant dans la cavité en régime de synchronisation des modes en phase.

En général, la durée des impulsions est nettement inférieure au temps d'aller et retour dans la cavité. Elle est fondamentalement limitée par la transformée de Fourier du spectre qui est émis par le laser. Plus le spectre émis est large, plus l'impulsion est courte. Ainsi, il est possible de générer des impulsions de quelques femtosecondes seulement, grâce à un milieu amplificateur exceptionnellement large (le saphir dopé au titane, dont la largeur spectrale dépasse 300nm).

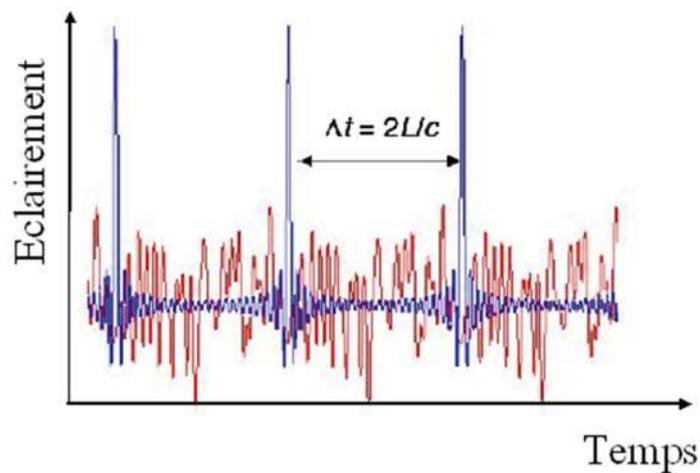
La figure (V. 33) montre qu'une seule impulsion voyage dans la cavité. Cependant, en sortie du laser, on voit un train d'impulsion, généré à chaque passage de l'impulsion sur le miroir de sortie. La périodicité du train est égale au temps d'aller et retour dans la cavité (soit quelque nanosecondes seulement, en général).

La puissance moyenne émise par ce type de laser est en général la même que celle qui est émise en régime purement continu. En fait, contrairement au régime déclenché, le laser atteint ici un régime stationnaire comme en régime continu. La différence vient du fait que les photons stimulés sont concentrés dans un paquet de photons localisé dans la cavité au lieu d'être répartis dans toute la cavité. Dans une durée d'un aller et retour, il sort une seule impulsion du laser, via le miroir de sortie. L'énergie de l'impulsion en sortie est donc égale à la puissance moyenne multipliée par la durée d'un aller et retour. En général, les énergies se situent dans le domaine du nanojoule.

Ce régime impulsionnel s'appelle "synchronisation des modes en phase". Ce terme provient de l'analyse en fréquence. En effet, un laser fonctionnant dans ce régime émet forcément sur plusieurs fréquences du fait de la modulation rapide qui est imposée par le modulateur. Ces fréquences sont également celles qui sont imposées par la cavité, toutes espacées de  $c/2L$  : les modes longitudinaux de la cavité.

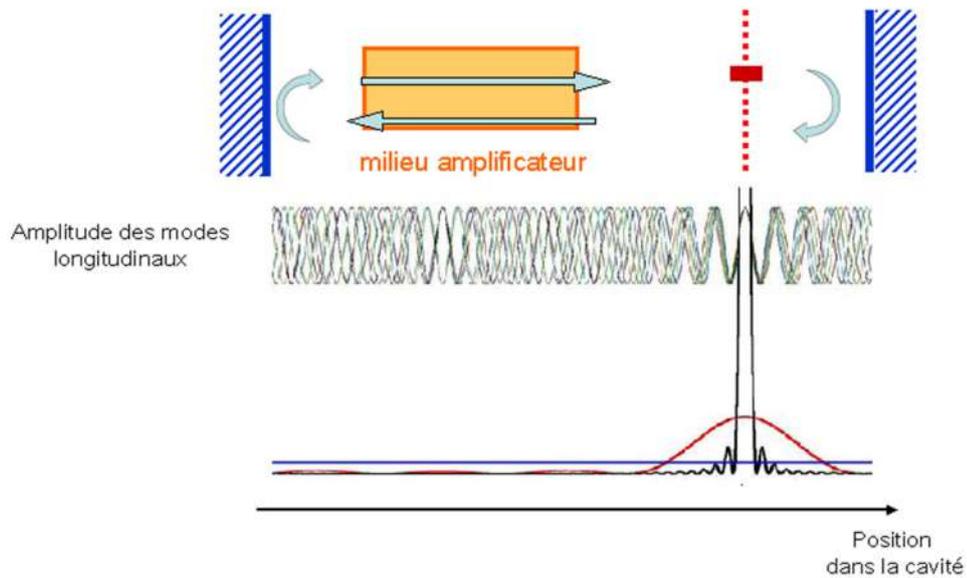
En fait, contrairement à ce que le sens commun laisse prévoir, les modes longitudinaux interfèrent même s'ils ont une fréquence différente car ils sont confondus spatialement. Par exemple, si le laser émet continûment sous la forme de deux fréquences séparées de  $c/2L$ , le signal lumineux en sortie résultant de l'interférence des deux ondes sera modulé par un terme sinusoïdale de fréquence  $c/2L$ . Cette modulation est en général très rapide (période de quelques nanosecondes pour une cavité d'une longueur de l'ordre du mètre). Pour la voir, il faut une détection suffisamment perfectionnée (photodiode et oscilloscope rapide). Il s'agit d'un battement de fréquences, résultant de l'interférence de faisceaux ayant des fréquences différentes.

Lorsqu'il y a plus de fréquences émises par le laser, le signal de battement devient assez complexe. Sa forme dépend de la phase relative des ondes ayant des fréquences différentes. Cependant il existe un cas particulier où le signal de battement a une forme très régulière : lorsque toutes les ondes émises par la cavité sont en phase. Dans ce cas, il existe certains moments et certains points de la cavité où toutes les ondes battent en phase. Le signal d'interférence est alors très intense (fig. VI. 21).



**Fig. VI. 21 :** Signal de battement (en sortie de la cavité) lorsque tous les modes sont en phase comparé à un signal de battement (en bleu) avec des phases aléatoires entre les modes (en rouge).

Lorsque les modes longitudinaux sont en phase, il y a un seul endroit dans la cavité où les amplitudes des champs électriques s'ajoutent constructivement. Tout se passe comme si une impulsion voyageait à l'intérieur de la cavité et on retrouve la description faite au début de cette partie (fig. VI. 22).



**Fig. VI. 22 :** "Photographie" à un instant donné. Les différentes sinusoïdes représentent l'amplitude du champ électrique pour les différents modes de la cavité.

#### VI.4.4 Les autres régimes temporels

Il existe d'autres régimes impulsionnels qui découlent non pas d'une action sur la cavité mais d'une action sur le pompage. Lorsque le pompage est impulsionnel, le laser va naturellement émettre de façon impulsionnelle. Lorsqu'il n'y a rien d'autre dans la cavité que le milieu amplificateur (pas de modulateur), on parle de régime relaxé. En général, les impulsions en régime relaxé sont plus longues qu'en régime déclenché. La puissance crête est également plus faible.

Dans le cas des diodes laser, on peut facilement moduler le pompage par des impulsions de courant électrique. Le gain dans le semi-conducteur suit les modulations imposées et on parle de commutation du gain. Les impulsions peuvent être très courtes, jusqu'à quelques picosecondes. En revanche, elles ne sont pas énergétiques (de l'ordre de quelques 10-12J seulement).

### VI.5 Les différents types de laser

#### VI.5.1 Introduction

Les différents types de laser peuvent être classés en fonction de la nature du milieu amplificateur : gazeux, liquide (colorant) ou solide. Le but de cette partie est de faire un tour d'horizon rapide des principales familles de lasers dans une perspective d'utilisation.

### **VI.5.2 Les lasers à gaz**

Les lasers à gaz ont pour point commun de partager la même source de pompage : l'électricité. Les espèces gazeuses sont portées dans l'état excité de façon directe par collision avec des électrons ou de façon indirecte par collision avec d'autres gaz, eux-mêmes excités électriquement.

Les lasers à gaz couvrent tout le spectre optique, depuis l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain. Cependant, le spectre n'est pas couvert continûment : les lasers à gaz émettent des raies très fines spectralement.

Parmi les lasers à gaz les plus courants, on trouve (de l'UV à l'IR lointain) :

- les excimères (ArF : 193 nm, KrF : 249 nm, XeCl : 308 nm)
- laser à argon ionisé (raies dans le bleu et le vert)
- laser hélium néon (c'est le néon qui est utilisé pour l'effet laser) 632,8 nm , 543,3 nm , 1,15  $\mu\text{m}$ , 3,39  $\mu\text{m}$ .
- laser CO<sub>2</sub> : très nombreuses raies autour de 9,6  $\mu\text{m}$  et 10,6  $\mu\text{m}$

Les lasers à CO<sub>2</sub> sont les seuls à être vraiment efficaces (rendement de 15 % à 20 %). Ils sont utilisés dans l'industrie pour le traitement des matériaux. Quand aux autres, le rendement est largement inférieur à 1%.

Les lasers à gaz sont souvent des lasers encombrants et nécessitant un refroidissement par eau important (quasiment toute l'énergie apportée par le pompage part en chaleur). Même si les lasers à gaz dans le visible (Argon, Hélium Néon) tendent à être remplacés par des lasers à solides, les lasers à excimères et les lasers CO<sub>2</sub> restent très utilisés (traitement des matériaux au sens large).

### **VI.5.3 Les lasers à colorant**

Les lasers à colorant utilisent des molécules organiques émettant en général dans le visible (d'où leur nom de colorant). Ces molécules sont diluées dans un solvant (en général alcoolique, comme l'éthylène glycol ou le méthanol).

Le pompage des lasers à colorant est optique : soit par des lampes à arc, soit, dans la majorité des cas par d'autres lasers (lasers à gaz ou laser à solide).

Le spectre couvert est l'intégralité du visible. En effet, les colorants sont des molécules organiques complexes qui possèdent une multitude de niveaux d'énergie. Les niveaux sont tellement serrés qu'on

parle plutôt de bande d'énergie. Une molécule de colorant couvre en général continûment une région du visible de l'ordre d'une cinquantaine de nanomètres. Les lasers à colorant sont les seuls lasers à couvrir entièrement le spectre visible.

Malgré ces propriétés intéressantes, les lasers à colorant sont peu utilisés car leur mise en œuvre est lourde : pour éviter de détruire les molécules à cause du pompage, le colorant circule dans la zone de pompage à partir d'un réservoir. De plus, le mélange colorant + solvant se dégrade dans le temps et doit être changé régulièrement.

## **VI.5.4 Les lasers à solide**

### **VI.5.4.1 Introduction**

Dans les lasers à solides, on distingue les lasers à semi-conducteur (ou diodes laser) pompées électriquement, des solides à matrice cristalline ou vitreuse, pompés optiquement.

### **VI.5.4.2 Les diodes laser**

Les diodes lasers utilisent les recombinaisons entre les paires "électron-trou" existant dans les semi-conducteurs pour émettre de la lumière sous forme d'émission stimulée. Le pompage est électrique avec un rendement qui peut atteindre 60%. Selon les matériaux choisis (GaN, GaAlInP, AlGaAs,...) les longueurs d'onde peuvent couvrir du proche UV à l'infrarouge proche.

Ce sont les lasers les plus compacts (la cavité utilise les faces clivés du semi-conducteur et mesure à peine 1mm de longueur) et les plus efficaces qui existent. La puissance peut maintenant atteindre plusieurs kilowatts en associant des centaines de diodes lasers et en les combinant dans une même fibre optique. Les seuls défauts des diodes laser sont la mauvaise qualité spatiale du faisceau émis et l'impossibilité de fonctionner en régime déclenché (à cause d'un débit d'émission spontanée trop important, cf chapitre sur les différents régimes de fonctionnement temporels).

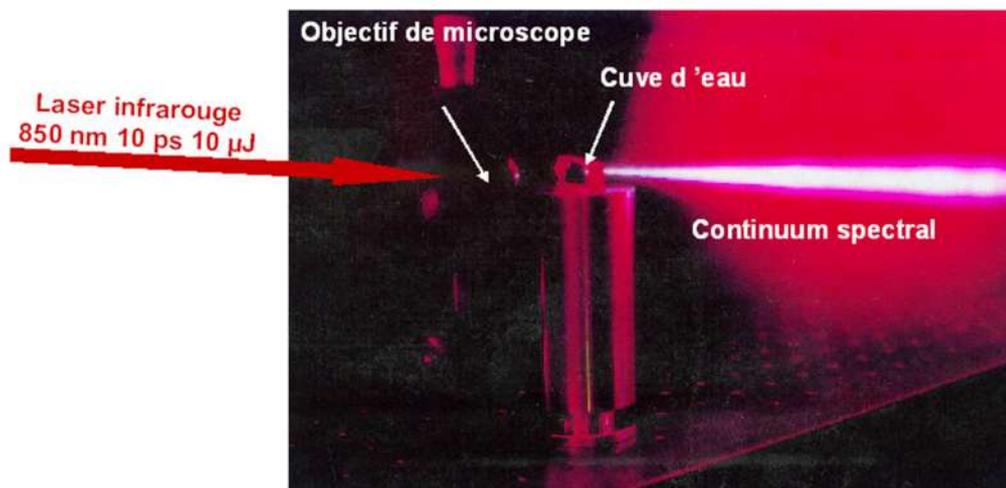
### **VI.5.4.3 Les lasers solides autres**

Les autres lasers à solide vont pouvoir pallier les défauts des diodes lasers.

Ils utilisent des matrices non conductrices du courant et ne peuvent donc pas être pompés électriquement. Ils sont pompés optiquement par des diodes lasers ou par des lampes à arc (flash). Les matrices sont dopées avec des ions dont on utilise les transitions pour réaliser l'effet laser ( $\text{Nd}^{+3}$ ,  $\text{Yb}^{+3}$ ,  $\text{Er}^{+3}$ ,  $\text{Ti}^{+3}$ ...).

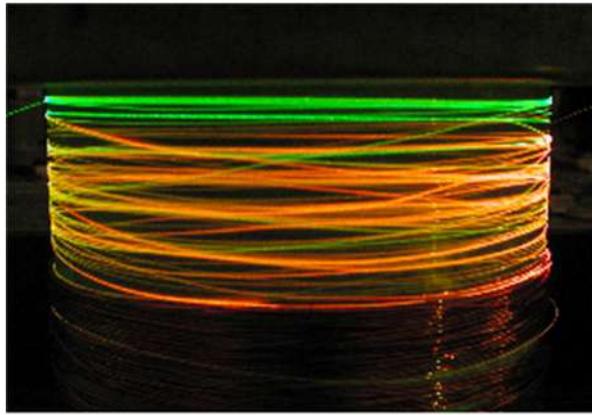
Les lasers à solide émettent en général dans le rouge et l'infrarouge proche. On notera en particulier la longueur d'onde du  $\text{Nd}^{+3}:\text{YAG}$  ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) qui est un grenat d'aluminium et d'yttrium émettant principalement à 1064 nm. Suivant l'ion et la matrice utilisés, les bandes d'émissions peuvent être étroites ou larges. Le record appartenant au saphir dopé au titane ( $\text{Ti}^{+3}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ), pouvant émettre entre 700 nm et 1100 nm.

Grâce à l'optique non linéaire, il est possible de convertir la longueur d'onde des lasers à solide dans le visible et dans l'ultraviolet. En fait, lorsque les champs électriques sont très intenses, comme c'est le cas pour les ondes lasers, la matière ne répond pas linéairement à l'excitation électromagnétique de la lumière. Elle répond en émettant de nouvelles fréquences. La fig. VI. 23 montre qu'il est possible de générer de nouvelles fréquences dans une cuve d'eau si le laser est suffisamment intense.



**Fig. VI. 23 :** Effet non linéaire (continuum de fréquence) avec un laser émettant des impulsions picosecondes focalisées dans l'eau à un diamètre de quelques microns (l'énergie est de  $10\mu\text{J}$ ).

La fig. VI. 24 donne un autre exemple d'effet non linéaire créé dans une fibre optique standard lorsque la densité de puissance crête dépasse le  $\text{GW}/\text{cm}^2$  : un faisceau de couleur verte (532 nm) est injecté dans la fibre. De nouvelles fréquences sont générées dans l'orange et dans le rouge par effet Raman.



**Fig. VI. 24 :** Effet non linéaire dans une fibre optique.

Les effets non linéaires sont plus ou moins importants selon la nature des matériaux. Pour favoriser cet effet on utilise des cristaux dit non linéaires. La fig. VI. 25 donne un autre exemple de génération de fréquences dans le visible à partir cette fois d'un cristal non linéaire. L'effet non linéaire le plus utilisé est le doublement de fréquence, en particulier pour la conversion 1064 nm (laser Nd:YAG)  $\rightarrow$  532 nm (émission dans le vert).



**Fig. VI. 25 :** Génération de fréquences visibles dans un cristal non linéaire (oscillateur paramétrique optique).

Les lasers à solides se différencient entre eux par la géométrie du milieu amplificateur : on trouve des milieux massifs (en général des cristaux) de dimensions millimétriques et des fibres optiques dont la longueur peut atteindre quelques mètres. Les lasers à solides pompés par diode, et en particulier les lasers à fibre, sont extrêmement robustes et possèdent des durées de vie supérieures à 10 000 heures. Ils sont très appréciés pour les applications industrielles (soudure, marquage...). Leur compacité est un atout supplémentaire.

## **VI.6 Etude de cas: Laser Nd : YAG pompé par diode**

### **VI.6.1 Introduction**

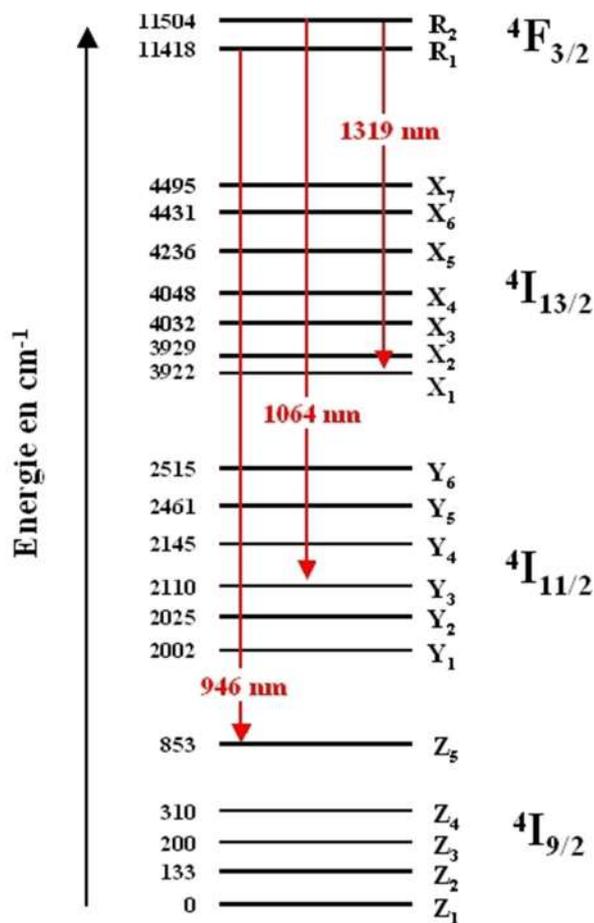
L'objectif de cette étude de cas est de regarder concrètement comment construire un laser Nd:YAG pompé par diode émettant à 1064 nm. Cette étude de cas permet de préciser et d'approfondir certaines notions dans une perspective concrète de mise en application. Nous allons voir quels sont les ordres de grandeurs et quels sont les points clefs technologiques.

### **VI.6.2 Spectroscopie de l'ion néodyme**

#### **VI.6.2.1 Présentation des niveaux d'énergie**

L'ion néodyme ( $\text{Nd}^{3+}$ ) dans la matrice de YAG ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ , grenat d'yttrium et d'aluminium) possède une multitude de niveaux qui peuvent donner différentes transitions laser. La fig. VI. 26 repère les niveaux d'énergie en nombre d'onde exprimés par convention en  $\text{cm}^{-1}$ . Pour obtenir la longueur d'onde  $\lambda$  (en m) correspondant à une transition entre deux niveaux 1 et 2, il faut écrire :

Les niveaux d'énergie de l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  sont repérés par un ensemble de lettres et de chiffres qui donnent les nombres quantiques associés aux différentes composantes : la lettre correspond au nombre quantique orbital, le chiffre en exposant donne le nombre quantique de spin et la fraction en indice le nombre quantique angulaire. A cause du champ cristallin (effet Stark), les niveaux d'énergie sont éclatés en sous niveaux qui sont repérés par des lettres indicées ( $Z_1 \dots R_2$ ).



**Fig. VI. 26 :** Différents niveaux de l'ion néodyme. (Il existe également des niveaux d'énergie plus élevés non représentés qui ne participent pas à l'émission laser).

Le niveau  $4F_{3/2}$  est le seul dans lequel les ions néodyme restent longtemps. Le temps de vie de ce niveau est de l'ordre de  $230 \mu s$  alors qu'il est inférieur à la nanoseconde sur les autres niveaux. Les ions vont donc s'accumuler dans ce niveau et peuvent en descendre par émission stimulée intense.

le temps de vie d'un atome dans un niveau donne le temps moyen de présence dans ce niveau avant désexcitation. On peut montrer que si la population du niveau est  $N_0$  à  $t=0s$ , elle vaut, à l'instant  $t$ , avec le temps de vie.

La fig. V. 39 montre une multitude de niveaux d'énergie et donc une multitude de possibilités d'émission et de transitions laser à partir du niveau  $4F_{3/2}$ . Les flèches en rouge donnent les longueurs d'onde sur les transitions lasers les plus utilisées : 1064 nm correspond à la transition qui a la probabilité d'émission stimulée la plus grande. Il existe également une raie dans l'infrarouge plus lointain vers 1320 nm. Enfin, le Nd:YAG possède aussi une transition assez efficace dans l'infrarouge proche, à 946 nm.

### VI.6.2.2 Peuplement des "niveaux du bas" à température ambiante

Afin de connaître l'efficacité d'une transition laser, il est important de savoir si le niveau du bas est peuplé ou non à l'équilibre thermodynamique. Pour cela, on applique la loi de Boltzmann :  $N_0$  étant la population du niveau fondamental dont l'énergie est prise à 0,  $N_1$  étant la population du niveau d'énergie  $E_1$  que l'on considère.

Afin d'en avoir une utilisation facile, on peut convertir l'énergie "thermique"  $kT$  en  $\text{cm}^{-1}$  grâce à la formule donnée en remarque ci-dessous. Pour une température de 300 K, on trouve  $kT=208 \text{ cm}^{-1}$ .

A partir de la relation entre une fréquence et un niveau d'énergie : on peut en déduire la relation entre les énergies exprimées en nombre d'onde et les énergies exprimées en joule :

$$E(\text{J}) = 100 h \times c E(\text{cm}^{-1})$$

En appliquant la loi de Boltzmann, on peut donc montrer que les niveaux du bas pour les transitions à 1064 nm et à 1320 nm ne sont pas peuplés car ils sont situés à plusieurs milliers de  $\text{cm}^{-1}$  du niveau fondamental : le rapport  $E_1/kT$  est alors très faible.

En revanche, le niveau du bas ( $Z_5$ ) pour la transition à 946 nm a une énergie qui est du même ordre de grandeur que  $kT$ . 1,6 % de la population du niveau fondamental se trouve dans le niveau du bas. Pour réaliser une inversion de population, il faudra donc mettre au moins la même quantité d'ions dans le niveau du haut et cette quantité ne sera pas utilisable pour l'amplification par émission stimulée, d'où une perte d'efficacité par rapport aux transitions précédentes.

### VI.6.2.3 Le système fonctionnant à 1064 nm pompé par diode à 808 nm

L'ion néodyme a également d'autres niveaux situés à une énergie plus élevée que le niveau  $4F_{3/2}$  (Que nous n'avons pas représenté sur la fig. V. 43 par souci de simplicité). Par exemple, le niveau  $4F_{5/2}$  permet l'absorption de lumière à 808 nm. A partir du niveau  $4F_{5/2}$ , les ions redescendent de façon non radiative sur le niveau  $4F_{3/2}$ . Ainsi, la transition de pompage ( $4I_{9/2}$  vers  $4F_{5/2}$ ) est effectuée sur deux niveaux différents de ceux de la transition laser ( $4F_{3/2}$  vers  $4I_{11/2}$ ). Le système est donc à quatre niveaux (fig. V. 44).

Il faut également noter que les ions ne s'accumulent pas sur le niveau du bas une fois qu'ils ont cédé leur énergie sous forme lumineuse : le passage entre le niveau  $4I_{11/2}$  et le niveau fondamental est très rapide.

Le cycle d'un ion néodyme est résumé sur la fig. VI. 27. Il s'agit en fait du schéma spectroscopique idéal car tous les ions excités s'accumulent sur le niveau du haut et le niveau du bas n'est jamais peuplé, ni à l'équilibre thermodynamique, ni en fonctionnement laser.

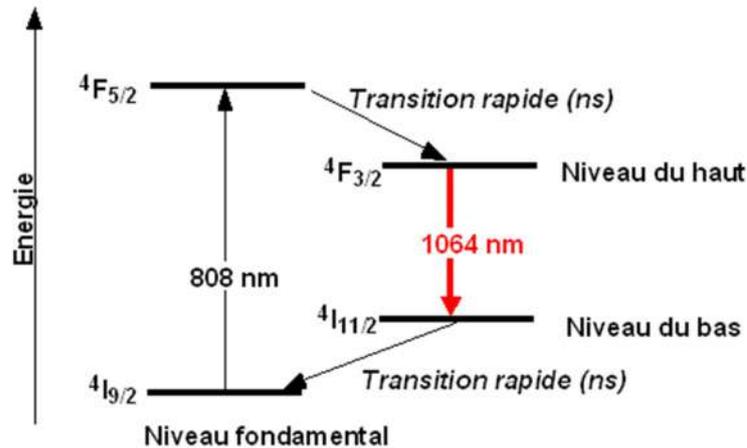


Fig. VI. 27 : Schéma simplifiée pour la transition à 1064 nm.

### VI.6.3 Le milieu amplificateur pompé par diode

#### VI.6.3.1 Description expérimentale

Le pompage à 808 nm est assuré par une diode laser. Celle-ci émet une puissance de 500 mW sur une surface émettrice rectangulaire (1  $\mu\text{m}$  par 100  $\mu\text{m}$ ). Le rayonnement de pompe est collecté par un objectif qui renvoie l'image de la surface émettrice à l'infini (collimation). Il est ensuite focalisé dans le cristal de Nd:YAG. Le grandissement de l'ensemble des optiques (collimation + focalisation) est de 1. Le rayonnement issu de la diode laser est très divergent ( $50^\circ$ ), il est donc nécessaire d'utiliser des optiques qui sont très ouvertes pour collecter l'ensemble du flux issu de la surface émettrice. C'est pourquoi nous utilisons ici un objectif de collimation avec une ouverture numérique de 0,5.

Le cristal laser a une longueur de 10 mm. L'axe optique de la cavité est dans le prolongement de l'axe optique de pompage : on parle de pompage longitudinal. Le cristal possède un traitement diélectrique sur sa face d'entrée. Il s'agit d'un traitement miroir à la longueur d'onde 1064 nm et anti reffet à 808 nm. Ainsi, le faisceau de pompe traverse le cristal pendant que le signal laser est réfléchi.

Le point de focalisation dans le cristal laser est de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$  par 100  $\mu\text{m}$  (les aberrations des optiques font que la section rectangulaire la plus fine de la diode (1  $\mu\text{m}$ ) n'est pas imagée correctement). Ce point peut sembler très petit mais il est essentiel que le faisceau de pompe soit focalisé dans le cristal pour que le pompage soit efficace et que le gain effectif atteigne une valeur importante, suffisante pour dépasser le seuil d'oscillation. En effet, on peut montrer que lorsque le faisceau laser a une intensité très

petite, le gain effectif  $G_0$  est lié à l'éclairement de la pompe  $E_p$  sur le cristal par la formule suivante (dans l'hypothèse où le faisceau de pompe et le faisceau laser ont la même section).

où  $C_{ste}$  est une constante qui dépend des paramètres spectroscopiques du cristal et de la taille des faisceaux.

Expérimentalement, on peut facilement mesurer le gain dans le montage de la fig. VI. 28. Pour une pompe de 500 mW focalisé sur une surface d'une centaine de microns de côté,  $G_0$  est de l'ordre de 1,5 à 1064 nm pour le Nd:YAG.

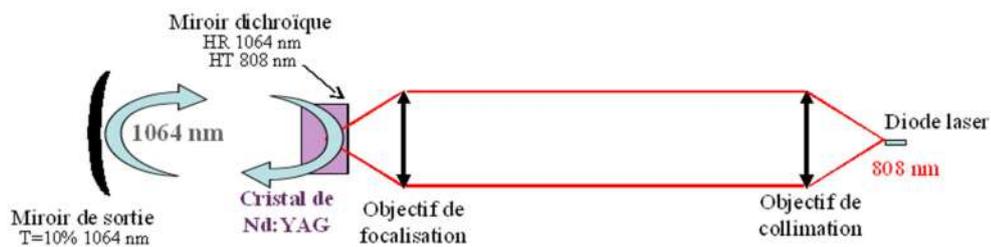


Fig. VI. 28 : Schéma de l'optique de pompage.

## VI.6.4 La mise en cavité du cristal de Nd :YAG

### VI.6.4.1 Introduction

Afin de parvenir à construire un oscillateur laser, nous mettons en place un miroir de sortie faisant face au miroir qui est déposé sur le Nd:YAG. Le choix de ce miroir est important au niveau de sa transmission à 1064 nm, de sa réflectivité aux autres longueurs d'onde et de son rayon de courbure Fig. VI. 29.

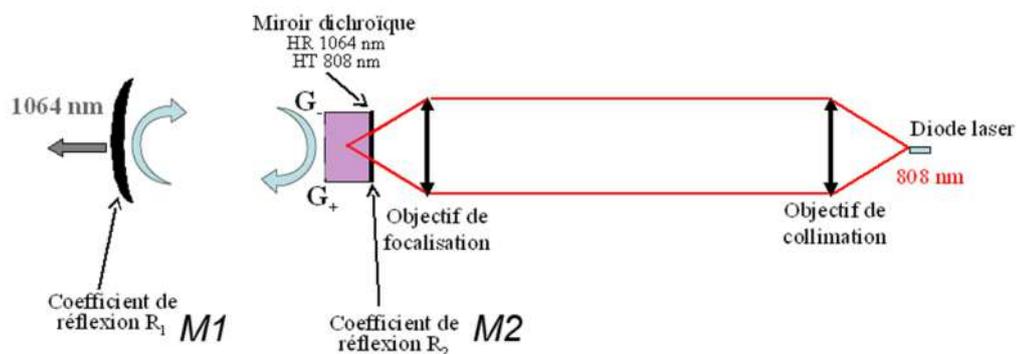


Fig. VI. 29 : Schéma du montage complet avec le miroir de sortie.

## VI.6.4.2 Puissance de pompe au seuil

### VI.6.4.2.1 Transmission du miroir de sortie

La transmission du miroir de sortie doit être choisie en fonction du gain disponible dans le milieu amplificateur. On sait, d'après le cours, que le produit des gains dans un sens et dans l'autre,  $G^+G^-$  doit être supérieur à  $1/R_1R_2$ . (voir figure V. 46 pour les grandeurs) pour avoir une oscillation laser. Ici, on suppose que le miroir déposé sur le cristal de Nd:YAG est très réfléchissant, de telle sorte que  $R_2=1$ . Cependant, la cavité peut avoir quelques pertes aux passages de l'interface cristal-air dans la cavité ou par diffusion sur des poussières collées sur les miroirs. Pour en tenir compte, nous les regroupons par convention sur le miroir M2 en donnant un coefficient de réflexion légèrement inférieur à 100 %. Ces pertes, dites passives, sont généralement de l'ordre de 1 % à 2 % dans ce type de cavité laser. Nous prenons ici 2 %, donc  $R_2 = 98\%$ . La transmission du miroir de sortie M1 restant petite ( $T_1=10\%$ ), l'intensité dans le laser ne va pas varier fortement avant et après le cristal. On peut donc supposer que dans tous les cas,  $G^+=G^-$ .

Sachant que  $R_1=1-T_1$ , la condition d'oscillation s'écrit :  $G^2 > 1/R_1R_2$ .

A pleine puissance de pompe, et pour un signal à 1064 nm petit,  $G_0^2$  vaut 2,25 d'après l'ordre de grandeur donné dans la partie «le milieu amplificateur pompé par diode». La fraction  $1/R_1R_2$  vaut 1,13. On est donc largement au-dessus du seuil d'oscillation.

### VI.6.4.2.2 Puissance de pompe au seuil d'oscillation

On peut calculer la puissance de pompe PP nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation (de telle sorte que  $G_0^2 > 1/R_1R_2$ ). Pour cela, on peut donner l'expression du gain  $G_0$  en fonction de la puissance de pompe en utilisant la formule de la partie « le milieu amplificateur pompé par diode » :

avec  $G_{0\max}=1,5$  et  $P_{p\max}=500$  mW. D'où :

Ce qui donne une valeur pour la puissance de pompe au seuil de 77 mW.

### VI.6.4.2.3 Pourquoi faire des faisceaux si petits ?

Les faisceaux à 808nm et à 1064nm ont une dimension de l'ordre de 70 $\mu$ m en rayon à l'intérieur du cristal. Cette taille peut sembler très petite mais elle est nécessaire pour que le nombre d'ions par unité de volume soit suffisante et également pour que le nombre de photons à 1064nm soit suffisant pour déclencher une émission stimulée efficace. En utilisant la formule du gain en fonction de l'éclairement, on peut également introduire la puissance de pompe et le rayon du faisceau de pompe,  $r$  : . En supposant que

les faisceaux à 808nm et à 1064nm gardent le même rayon, on peut calculer le rayon limite tel que le laser soit au seuil d'oscillation avec un miroir de sortie transmettant 10% et la puissance de pompe maximale :

Pour faire ce calcul, on reprend la formule avec les conditions suivantes données dans la partie « le milieu amplificateur pompé par diode » :  $G_{0\max}=1,5$  pour une puissance de pompe de  $P_{p\max}=500\text{mW}$  focalisé dans le cristal sur un rayon de  $r_{\max}=70\mu\text{m}$ . La constante peut donc se trouver facilement :

Pour être au seuil avec la puissance de pompe maximale, il faut que  $G_0^2 = 1/(1 - T)$  avec

On en déduit que le rayon  $r$  vaut

On trouve que  $r=178\mu\text{m}$ . Ce qui veut dire que si les faisceaux ont un diamètre supérieur à cette valeur, la puissance de pompe est insuffisante pour atteindre le seuil d'oscillation. On voit qu'il faut garder des tailles largement inférieures au millimètre pour les rayons des faisceaux.

#### **VI.6.4.3 Sélection de la transition laser à 1064 nm, choix des miroirs diélectriques**

On a vu dans la partie « Spectroscopie de l'ion néodyme » que le Nd:YAG pouvait fonctionner sur de nombreuses transitions laser, en particulier sur trois "massifs" de raies : vers 1064nm, vers 946 nm et vers 1320nm. Il se trouve que la transition correspondant à 1064nm est, de loin, celle qui donne le plus grand gain effectif. Le laser va donc naturellement avoir tendance à fonctionner à 1064nm.

Cependant, pour éviter toute oscillation parasite, il vaut quand même mieux contrôler le coefficient de réflexion des miroirs aux longueurs d'onde indésirables. Ainsi, on va s'arranger pour que le produit  $1/R_1(\lambda)R_2(\lambda)$  soit plus grand que le gain disponible  $G_0^2$  à la longueur d'onde  $\lambda$  définie comme indésirable. Le seuil ne pourra donc pas être atteint.

Les traitements diélectriques utilisés pour réaliser les miroirs utilisent en fait le principe des interférences : il s'agit d'un dépôt de couches minces (par exemple une alternance de couches  $\text{SiO}_2$  et  $\text{TiO}_2$ ) telle que certaines longueurs d'onde se trouvent en interférences constructives à la réflexion sur l'ensemble des couches. Les interférences sont constructives pour certaines longueurs d'onde mais pas pour d'autres. Les miroirs diélectriques ont une bande de réflectivité donnée qui s'étend généralement sur quelques dizaines de nanomètres en longueur d'onde. De part et d'autre de la bande de réflectivité, le miroir est généralement bien transparent. La figure VI. 30 présente une courbe de réflectivité classique pour un miroir réfléchissant à 1064nm ainsi qu'une photo d'un tel miroir posé sur une feuille blanche. On voit clairement la feuille blanche à travers le miroir, preuve que ce dernier est transparent dans le visible alors qu'il est complètement réfléchissant dans l'infrarouge proche.

Les miroirs utilisés dans les lasers ne sont jamais des miroirs métalliques. En effet, ces derniers ont un coefficient de réflexion moins bon, de l'ordre de 97%. Le reste étant absorbé par la surface métallique. Ces miroirs créent non seulement des pertes indésirables mais sont également sujet à un échauffement lorsqu'ils sont mis dans un laser. Ils peuvent même avoir tendance à se déformer localement sous l'influence du faisceau laser.

Courbe de réflectivité d'un miroir classique

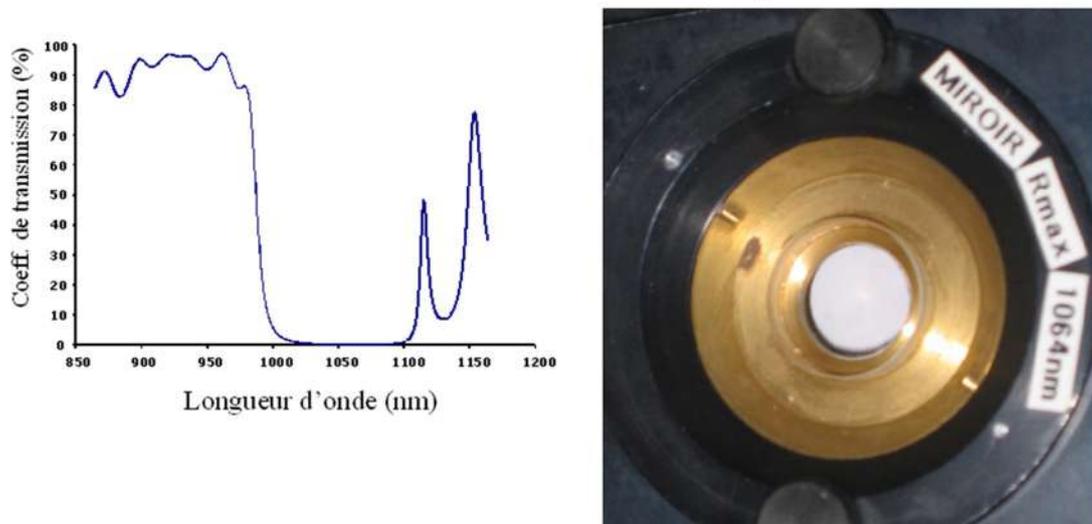
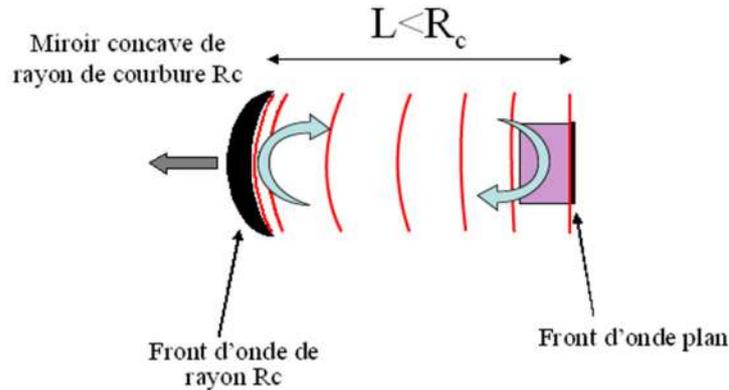


Fig. VI. 30 : Photo d'un miroir hautement réfléchissant à 1064 nm et courbe de réflectivité associée.

#### VI.6.4.4 Choix du rayon de courbure du miroir, mode laser dans la cavité

La cavité décrite sur la figure Fig. V. 42 est une cavité dite "plan-concave" : composée d'un miroir plan déposé sur le cristal de  $N_d:YAG$  et d'un miroir concave de sortie. Le rayon de courbure du miroir ainsi que la distance entre les deux miroirs ne sont pas quelconques. Ils sont choisis pour qu'il puisse exister une onde gaussienne capable de se propager indéfiniment dans la cavité en gardant la même forme en tout point de la cavité.

La figure VI. 31 illustre l'allure du front de cette onde en quelques points de la cavité. Son rayon de courbure épouse la forme des miroirs d'extrémité : concave d'un côté et plan de l'autre. Pour qu'une telle onde gaussienne existe dans une cavité plan concave, on peut montrer que la longueur de la cavité doit être inférieure au rayon de courbure du miroir concave. On dit alors que la cavité est stable.



**Fig. VI. 31 :** Allure du front de l'onde gaussienne se propageant indéfiniment dans la cavité.

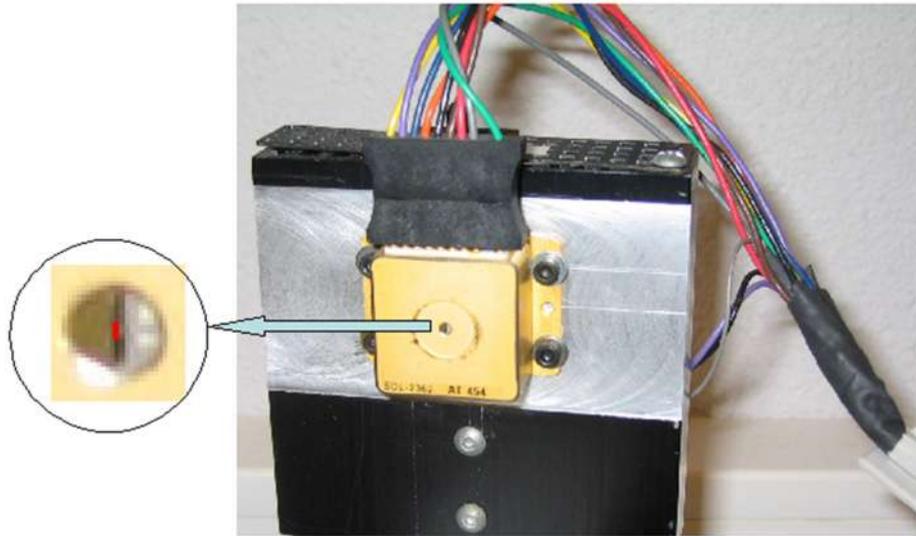
## VI.6.5 Mise en œuvre du laser

### VI.6.5.1 La diode laser pour le pompage

Cette partie décrit concrètement avec quels composants réels est construit le laser. Le boîtier de la diode laser est visible sur la figure VI. 32. Un zoom permet de voir la diode laser elle-même avec sa surface émettrice rectangulaire de  $1 \mu\text{m}$  par  $100 \mu\text{m}$ . Elle est posé sur un socle vertical à l'intérieur du boîtier. Celui-ci contient également un élément Peltier qui permet de réguler la diode en température. Le boîtier est monté sur un radiateur métallique afin d'évacuer la chaleur dégagée lors du fonctionnement de la diode. Pour que la diode laser émette  $500 \text{ mW}$  à  $808 \text{ nm}$ , il faut lui injecter un courant de  $1 \text{ A}$  sous  $2\text{V}$  environ.

Sur la figure V. 45, on voit également l'ensemble des fils électriques qui vont vers l'alimentation permettant de contrôler le courant injecté dans la diode ainsi que sa température.

Le contrôle de la température est important car la longueur d'onde d'émission de la diode laser varie environ de  $0,3 \text{ nm}$  par  $^{\circ}\text{C}$ . Selon le courant injecté, l'échauffement de la jonction de la diode n'est pas le même et le spectre varie facilement de plus de  $1 \text{ nm}$ . Ceci est à prendre en compte car le spectre d'absorption du Nd:YAG est centré à  $808 \text{ nm}$  avec une largeur de l'ordre du nm. Un glissement de la longueur d'onde de la diode laser va donc entraîner une baisse d'absorption (les photons de pompe ne seront plus accordés avec la transition de pompe) et par conséquent une baisse du gain effectif.



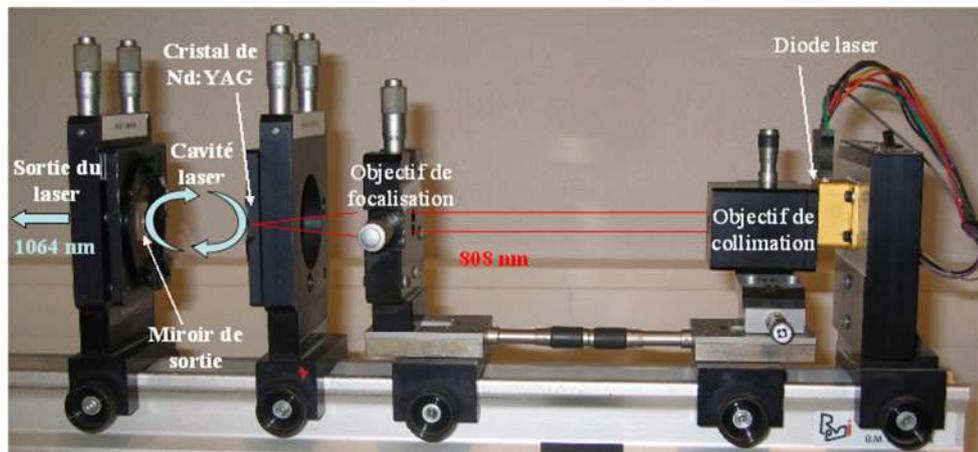
**Fig. VI. 32** : Photo du boîtier de la diode laser.

#### **VI.6.5.2 Le laser Nd :YAG**

L'ensemble du laser est visible sur la figure VI. 33. On y reconnaît les différents composants du laser, son optique de pompage et la cavité. Cette photo permet de constater que les différents composants sont positionnés dans des montures réglables : les objectifs de collimation et de focalisation sont montés dans des translations "xyz" dans les trois directions.

Il est important de comprendre que ces translations doivent être très précises. En effet, la taille des faisceaux dans le cristal de Nd:YAG n'est que de  $70\ \mu\text{m}$  en rayon. Pour que le faisceau laser et le faisceau de pompe soient au même endroit, il faut donc être capable de déplacer le faisceau de pompe avec une précision d'une dizaine de microns dans le plan perpendiculaire à l'axe optique.

Les miroirs de la cavité (Nd:YAG d'un côté et miroir de sortie de l'autre) sont montés dans des supports réglables en angle. En effet, il faut que les miroirs soient en regard l'un de l'autre avec une très grande précision pour que l'onde gaussienne puisse faire indéfiniment des allers et retours dans la cavité. Pour avoir un ordre de grandeur de la précision angulaire du réglage sur le miroir de sortie, il faut pouvoir régler son axe optique afin qu'il traverse la zone pompée dans le cristal. Cette zone ne faisant qu'une centaine de microns, il faut un réglage à  $10\ \mu\text{m}$  près alors que le miroir de sortie se trouve à  $7\ \text{cm}$  environ du Nd:YAG. Ceci donne un angle de  $0,1\ \text{mrad}$ .

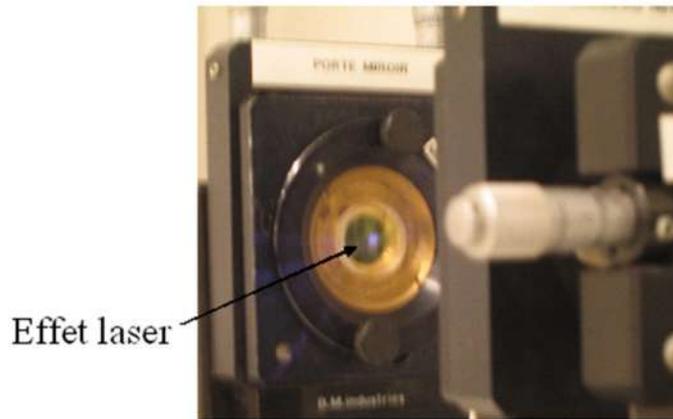


**Fig. VI. 33 :** Photo de l'ensemble des composants du laser (construit par BM Industries).

Pratiquement, on commence par collimateur le faisceau de pompe puis par l'aligner parallèle au banc. Le faisceau de pompe définit alors un axe de référence (l'axe optique) qui va nous être utile pour régler les miroirs de la cavité. En effet, nous sommes ici dans le cas d'un pompage "colinéaire" pour lequel l'axe de pompe est confondu avec l'axe optique de la cavité.

On profite donc de ce faisceau pour régler le miroir "Nd:YAG" par auto collimation. On fait de même avec le miroir de sortie. On focalise ensuite le faisceau de pompe dans le cristal de Nd:YAG. En plaçant le miroir de sortie à une distance inférieure à la distance critique (qui est ici de  $100 \text{ mm} = R_c$ ), on obtient assez facilement l'effet laser.

Celui-ci se caractérise par un point lumineux intense, bien sûr invisible à l'œil (nous sommes à  $1064 \text{ nm}$ ) mais visible avec une caméra CCD ou un simple appareil photo, comme le montre la figure VI. 34. Cette photo est prise hors de l'axe optique. Les photons laser qui arrivent sur le détecteur sont des photons diffusés par le miroir. Proportionnellement aux photons qui sont dans l'axe de la cavité, ils sont très peu nombreux. Ils sont cependant en nombre largement suffisant pour créer un signal sur le détecteur du même ordre de grandeur que celui des montures et de la pièce environnante. Il faut bien comprendre que si nous avions mis l'appareil photo directement dans le faisceau de sortie, celui-ci aurait été fortement ébloui, voir même endommagé. On peut noter également sur la photo V. 51 que le faisceau laser a une faible extension spatiale par rapport à la taille du miroir. Sur le miroir de sortie, il a un rayon de l'ordre de  $1 \text{ mm}$ .



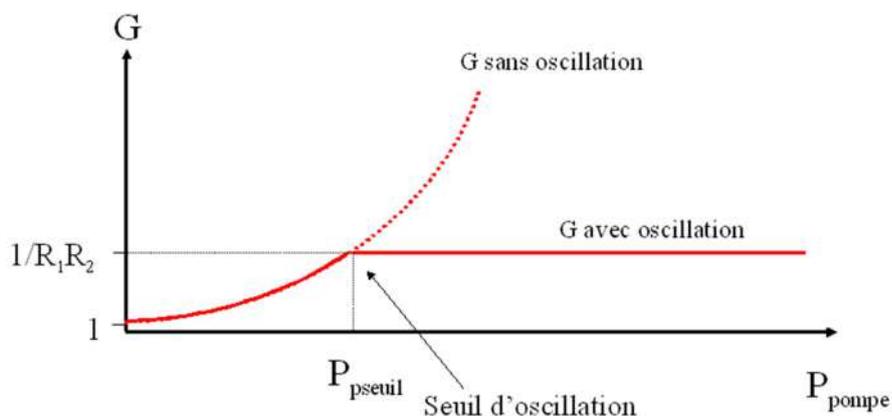
**Fig. VI. 34 :** Photo du miroir de sortie en présence d'effet laser. Le point est invisible à l'œil mais visible par le détecteur de l'appareil photo numérique.

## VI.6.6 Puissance de sortie

### VI.6.6.1 Allure du gain

Avant de calculer la puissance de sortie, il est intéressant de regarder le comportement du gain effectif dans le laser en fonction de la puissance de pompe. En dessous du seuil d'oscillation, le gain effectif varie exponentiellement en fonction de PP.

A partir du seuil d'oscillation et au-delà lorsque le laser oscille, le gain effectif vérifie :  $G_2 = 1/(R_1R_2)$ . Il est donc bloqué à une valeur fixée par les coefficients de transmission des miroirs et les pertes passives de la cavité. La figure V. 48 donne l'allure de cette évolution en fonction de la puissance de pompe. Lorsque la puissance de pompe est nulle, le gain effectif vaut 1. Ceci est dû au fait que le niveau du bas de la transition laser est vide. Il ne peut donc pas y avoir d'absorption. La figure VI. 35 montre également l'évolution du gain effectif si la cavité n'existait pas : le gain continu alors sa croissance exponentielle.



**Fig. VI. 35 :** Allure du gain effectif G dans le cristal de Nd:YAG en fonction de la puissance de pompe.

### VI.6.6.2 Expression de la puissance de sortie

A partir du seuil d'oscillation, la puissance à 1064nm devient non négligeable dans le laser. Pour simplifier, on va supposer que chaque photon de pompe au-delà du seuil d'oscillation se transforme en un photon laser qui sort de la cavité. Pour cela, les photons ont deux solutions, soit traverser le miroir de sortie, soit subir les pertes passives de la cavité. La figure V. 53 permet de comprendre où se trouvent les différentes sorties du laser. Comme vu sur la photo de la figure VI. 36, il y a des pertes par diffusion sur les miroirs et globalement sur toutes les interfaces. Ces pertes, ainsi que le résidu de transmission sur le miroir M2, ne peuvent pas être utilisables : ce sont les pertes dites passives. La seule partie du faisceau utile est celle qui sort par le miroir M1. La puissance qui sort par ce miroir est appelée la puissance de sortie  $P_{sortie}$ .

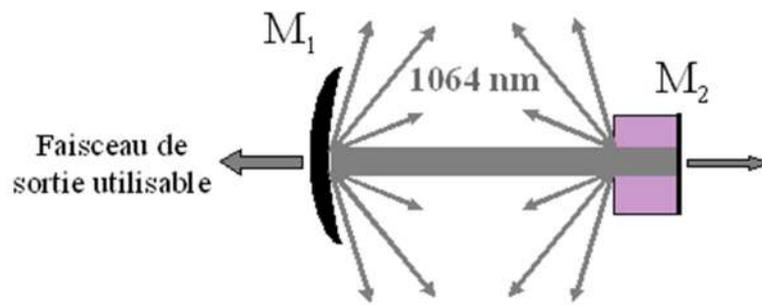


Fig. VI. 36 : Sorties de la cavité laser.

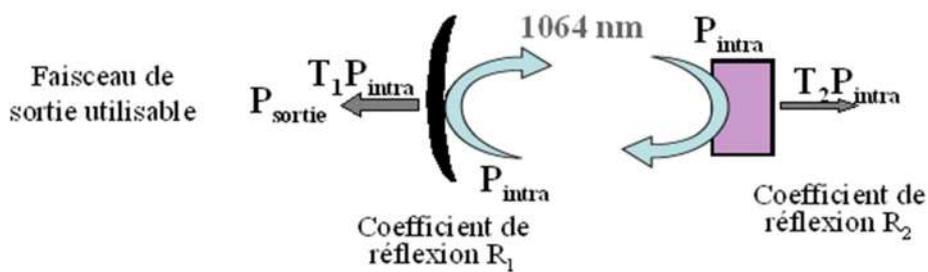
Comme expliqué dans la partie « Puissance de pompe en seuil », nous choisissons par convention de regrouper toutes les pertes passives en une seule grandeur : la transmission du miroir M2. En utilisant la transmission  $T_1$  du miroir de sortie :  $T_1 = 1 - R_1$  et  $T_2$  définie par  $T_2 = 1 - R_2$ , et en définissant la puissance  $P_{intra}$  circulant à l'intérieur de la cavité,  $P_{émise}$  la puissance totale émise à 1064 nm s'écrit :

$$P_{émise} = T_1 \times P_{intra} + T_2 \times P_{intra}.$$

La puissance de sortie vaut : (voir Fig. VI. 37)

$$P_{sortie} = T_1 \times P_{intra}.$$

Par rapport à la puissance totale émise, elle vaut donc :  $P_{sortie} = P_{émise} \times \frac{T_1}{T_1 + T_2}$ .

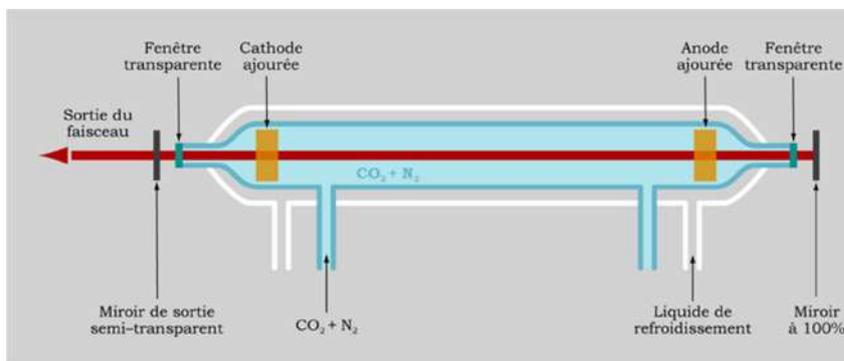


**Fig. VI. 37:** Grandeurs utilisées pour le calcul de la puissance de sortie.

Au-dessus du seuil, on suppose que tous les photons de pompe sont absorbés par le cristal de Nd :YAG et se transforment par émission stimulée en photons laser.

## VI.7 Laser au dioxyde de carbone

Le **laser au dioxyde de carbone** (laser au  $\text{CO}_2$ ) est un des plus anciens lasers à gaz développé par Kumar Patel dans les laboratoires Bell en 1964<sup>1,2</sup> et il garde encore de nos jours de très nombreuses applications (Fig. VI. 38).



**Fig. VI. 38:** Schéma de principe d'un laser au dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ).

Les lasers au dioxyde de carbone en mode continu ont une grande puissance et sont aisément disponibles. Ils sont également très efficaces ; le rapport entre la puissance de pompage (puissance d'excitation) et la puissance de sortie atteint 20 %.

Les lasers au  $\text{CO}_2$  émettent dans l'infrarouge, leur bande de longueur d'onde principale étant centrée entre 9,4 et 10,6  $\mu\text{m}$  (micromètres).

## Amplification

Le milieu amplificateur est un gaz refroidi par un circuit d'eau dans le cas des grandes puissances dans lequel on fait une décharge électrique. Le gaz utilisé dans le tube à décharge se compose de :

- dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ), environ 10 à 20 % ;
- diazote ( $\text{N}_2$ ), environ 10 à 20 %,
- dihydrogène ( $\text{H}_2$ ) et/ou xénon ( $\text{Xe}$ ), quelques pour cents, généralement uniquement dans un tube fermé ;
- hélium ( $\text{He}$ ) en quantité nécessaire pour compléter.

Les proportions varient selon le type précis de laser qu'on souhaite obtenir.

L'inversion de population dans le laser est réalisée selon la séquence suivante :

1. la collision avec un électron induit un état excité vibratoire dans le diazote. Comme le diazote est une molécule homo-nucléaire elle ne peut pas perdre son énergie par émission d'un photon et donc ses niveaux d'excitation vibratoires sont métastables et ont une grande durée de vie ;
2. le transfert de l'énergie de collision entre le diazote et le dioxyde de carbone induit une excitation vibratoire du dioxyde de carbone avec une énergie suffisante pour conduire à l'inversion de population souhaitée pour le fonctionnement du laser ;
3. les molécules restent dans un état excité inférieur. Le retour à leur état fondamental se fait par collision avec des atomes d'hélium froids. Les atomes d'hélium échauffés par les chocs doivent être refroidis pour conserver leur capacité à produire une inversion de population des molécules de dioxyde de carbone. Dans les lasers à ampoule fermée, ce refroidissement se fait par échange de chaleur lorsque les atomes d'hélium rebondissent sur la paroi froide de l'ampoule. Dans le cas de lasers à flux, un courant continu de  $\text{CO}_2$  et de  $\text{N}_2$  est excité par la décharge et le mélange de gaz chaud est ensuite évacué par une pompe.

## Applications

Une cible expérimentale est vaporisée puis enflammée par un laser au dioxyde de carbone d'une puissance de quelques dizaines de kilowatts.

Compte tenu des hautes puissances possibles associées à un coût raisonnable, les lasers au  $\text{CO}_2$  sont couramment utilisés dans l'industrie pour la découpe et la soudure, et, avec une moindre puissance, pour la gravure. On les retrouve aussi en chirurgie car ils opèrent sur une longueur d'onde très bien absorbée par l'eau, donc par les tissus vivants (chirurgie laser, lissage de la peau, rhytidectomie qui consiste

essentiellement en un brûlage de la peau pour favoriser la formation de collagène et dermabrasion). On peut aussi utiliser le laser CO<sub>2</sub> pour traiter certains défauts de la peau comme la couronne perlée du gland ou pour l'ablation de protubérances par exemple.

Comme l'atmosphère terrestre est particulièrement transparente à l'infrarouge (surtout en dehors des raies d'absorption de l'eau), les lasers au CO<sub>2</sub> sont aussi utilisés à des fins militaires (télémétrie) en utilisant les techniques du Lidar.

### **Question de cours avec réponses :**

Veillez répondre aux questions suivantes :

#### **Question 1**

Un laser hélium néon émettant à 633 nm donne une tache de 100 mm de rayon à  $1/e^2$  à 500 m du laser. Quel est le rayon du faisceau dans le plan du waist (on suppose que ce plan est situé au niveau du laser) ?

#### **Solution1**

On utilise la formule qui lie la divergence du faisceau à la taille dans le plan du waist :

On en déduit  $\theta$  est exprimé en radian et vaut ici  $100 \cdot 10^{-3}/500$ .  $w_0 = 1\text{mm}$ .

#### **Question 2**

Un laser en anneau est composé de 4 miroirs identiques de coefficient de réflexion égal à 0,99. Donner la valeur du gain qu'il est nécessaire d'avoir dans le milieu amplificateur pour obtenir une oscillation laser.

#### **Solution 2**

Dans un laser en anneau, l'onde ne passe qu'une fois dans le milieu à gain sur un tour. Si on appelle  $G$  ce gain et  $R$  le coefficient de réflexion d'un miroir, on a :  $GR^4=1$  à l'oscillation laser. D'où  $G=1/R^4=1,041$ .

#### **Question 3**

Donner l'écart en fréquence entre deux modes longitudinaux dans une cavité linéaire dont la longueur optique est  $L=300\text{mm}$ .

#### **Solution 3**

L'écart entre deux modes longitudinaux consécutifs est  $c/2L$  avec  $c=3 \cdot 10^8\text{ms}^{-1}$ . Ici, cet écart vaut : 500MHz.

#### Question 4

Quelle est la fréquence de répétition des impulsions d'un laser dont les modes sont synchronisés en phase. Ce laser possède une cavité linéaire de longueur optique égale à  $L=1\text{m}$ .

#### Solution 4

L'écart temporel entre deux impulsions issues d'un laser linéaire à modes synchronisés en phase est de  $2L/c$ . La fréquence est donc  $c/2L=150\text{MHz}$ .

#### Question 5

Un laser à modes synchronisés en phase émet une puissance moyenne de  $P=1\text{W}$ . La fréquence de répétition des impulsions issues de ce laser est de  $100\text{MHz}$ . Donner l'énergie par impulsion.

#### Solution 5

La période entre deux impulsions est  $T=1/100\text{MHz}=10\text{ns}$ . Durant cette période, une seule impulsion est émise. On peut donc dire que l'énergie  $E$  vaut :  $E=PT=10\text{nJ}$ .

#### Question 6

On considère un niveau du bas situé à une énergie égale à  $200\text{cm}^{-1}$  du niveau fondamental. Il n'y a pas d'autre niveau à proximité. Donner la fraction de population qui se trouve dans ce niveau par rapport à la population du niveau fondamental, pour une température de  $300\text{K}$ .

On rappelle que la constante de Boltzmann vaut :  $1,38 \cdot 10^{-23}\text{JK}^{-1}$

On donne également le passage de l'unité en  $\text{cm}^{-1}$  à l'unité en joules :  $E(\text{J})=100 h c E (\text{cm}^{-1})$  avec  $h$  la constante de Planck :  $h=6,62 \cdot 10^{-34}\text{Js}$  et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide :  $c=3 \cdot 10^8\text{ms}^{-1}$ .

#### Solution 6

On utilise la loi de Boltzmann :

Ici on considère que le niveau fondamental à l'énergie nulle. La formule devient donc en appelant "0" le niveau fondamental et "1" le niveau du bas :

Avec la conversion  $\text{cm}^{-1}$  au joules, on trouve  $E_1=3,97 \cdot 10^{-21}\text{J}$ .

$E_1/kT=0,96$ , d'où  $N_1/N_0=0,38$ .

38% de la population du niveau fondamental se trouve dans le niveau du bas.

### Question 7

On suppose un pompage optique à 940 nm d'un cristal d'Yb:YAG inséré dans une cavité laser. La longueur d'onde d'émission de l'ytterbium est de 1030 nm. En supposant que tous les photons de pompe sont absorbés par le cristal et utilisés pour l'effet laser, donner la puissance maximale qu'il est possible d'obtenir de ce laser. La puissance de pompe est de 1W.

### Solution 7

Au mieux, un photon de pompe va donner un photon laser en sortie. La puissance maximale en sortie est donc :  $\frac{P}{(h\nu_p) \times h\nu_l}$ , où  $\nu_p$  et  $\nu_l$  sont les fréquences de pompe et la fréquence du laser. En passant par les longueurs d'onde, cette puissance vaut  $P\lambda_p/\lambda_l=912$  mW.

### Question 8

Le milieu amplificateur hélium néon possède une bande spectrale d'amplification de  $\Delta\nu = 1\text{GHz}$  à 633nm. On suppose que le profil spectral est rectangulaire pour simplifier. La cavité linéaire du laser a une longueur de 30cm. Donner le nombre de modes longitudinaux qui peuvent osciller dans cette cavité.

### Solution 8

Le nombre de modes est égal à la bande spectrale divisée par l'intervalle entre deux modes longitudinaux :

$$N = \frac{\Delta\nu}{(c/2L)} = 2$$

Remarque : le nombre de modes pouvant osciller sera généralement de 2 mais il est possible que 3 modes oscillent si un mode est parfaitement au centre de la transition.

### Question 9

Le CO<sub>2</sub> possède une bande spectrale d'amplification de  $\Delta\nu = 50\text{Mhz}$  à 10,6 $\mu\text{m}$ . On suppose que le profil spectral est rectangulaire pour simplifier. La cavité du laser a une longueur de 1m.

- 1- Donner le nombre de modes longitudinaux qui peuvent osciller dans cette cavité.
- 2- De quelle longueur faut-il déplacer un miroir de la cavité pour être sûr qu'un mode tombe dans la bande d'amplification ?

### Solution 9

- 1- Même calcul que pour la question précédente : cette fois  $N=0,33$  ! Si on ne fait rien, le laser a peu de chance d'osciller.

2- Dans le pire des cas, la fréquence centrale du CO<sub>2</sub> est située exactement au milieu de deux modes longitudinaux. Dans ce cas, l'écart de fréquence qui sépare l'extrémité de la bande spectrale du mode le plus proche est : formule ci-dessus

La fréquence d'un mode peut s'exprimer sous la forme :  $\Delta\nu = kc/2L$  où k est un entier (en général très grand). Si on bouge la cavité de dL, la fréquence bouge de  $d\nu$  avec :  $d\nu/\nu = dL/L$  d'où  $dL = L\lambda/cd\nu$ .

Ici l'écart de fréquence est donné par la formule ci-dessus, donc le déplacement du miroir de la cavité vaut:

Ici,  $dL=1,76\mu\text{m}$ .

Il est possible de réaliser ce mouvement fin du miroir avec une câle piezo électrique.

### Question 10

Un laser déclenché produit des impulsions de  $10\mu\text{J}$  avec une durée de  $1\text{ns}$ . La fréquence de répétition des impulsions est de  $10\text{kHz}$ .

- 1- Donner la puissance crête des impulsions
- 2- Donner la puissance moyenne en sortie du laser.

### Solution 10

- 1- La puissance crête est le rapport de l'énergie sur la durée :  $P_{\text{crête}}=(10\times 10^{-6})/10^{-9}=10\text{kW}$ .
- 2- La puissance moyenne est déterminée en disant que sur une période ( $T=1/10\text{kHz}$ ), une seule impulsion est émise :  $P_{\text{moyen}}=100\text{mW}$ .

### Bibliographie

1. J. Wilson et J. F. B. Hawkes, Laser principles and Application, International Series in Optoelectronics, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 194.
2. P. A. Hilton (2002), In the Beginning..., Intl Congr on Appl on Application of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'2002), Scottdales, USA.
3. B. Vannes, Les lasers de puissance, Hermes.
4. Engineering Physics sur Google Livres.
5. Optical Resonators: Fundamentals, Advanced Concepts, Applications sur Google Livres.
6. Laser Fundamentals sur Google Livres.
7. Lasers: Fundamentals and Applications sur Google Livres.

8. Étude et réalisation de lasers à fibre auto-impulsionnels à base d'absorbants saturables, Jean-Bernard Lecourt, thèse pour obtenir le grade de docteur de l'université de Rouen (lire en ligne [archive]).
9. Exemple d'un laser à fibre de 50 kW [archive], sur le site [ipgphotonics.com](http://ipgphotonics.com)
10. Chow RT, Johnson MI, Lopes-Martins RAB, Bjordal JM, Efficacy of low-level laser therapy in the management of neck pain: a systematic review and meta-analysis of randomised placebo or active-treatment controlled trials [archive], *Lancet*, 2009;378;1897-1908
11. Dalrymple BE. Visible and infrared luminescence in documents : excitation by laser. *Journal of Forensic Sciences*, 28(3), 1983, 692-696
12. <https://fr.wikipedia.org/wiki/Laser>
13. [http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/pdf/OPI\\_fr\\_M01\\_C01.pdf](http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/pdf/OPI_fr_M01_C01.pdf)