

Michel Zanca



Figure 14.1
L'aurore boréale est la manifestation d'un concentré de rayonnements venus de l'espace.
© Jean Chiasson.

Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

Les rayonnements électromagnétiques non ionisants (RNI) regroupent l'importante fraction du spectre des rayonnements électromagnétiques (REM) située au-delà des rayons X et γ . Nous les rencontrons à chaque instant de la vie courante, depuis les ondes radio et télévision, jusqu'au four à micro-ondes 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.



16.1 Généralités sur les rayonnements non ionisants

16.1.1 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 $\vec{S} = (\vec{E} \wedge \vec{B}) / \mu_0$, orthogonal à \vec{E} et à \vec{B} , se déplaçant à la vitesse maximale dans le vide (célérité) : $c = E_m / B_m = \omega / k = 1 / \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ (ϵ_0 est la permittivité électrique du vide et μ_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 $I = E_m^2 / (2 c \mu_0) = (\epsilon_0 c E_m^2) / 2$, 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 (λ 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 $W = h \nu = h c / \lambda_{\text{vide}} = h \nu / \lambda = h c / (n \lambda)$ et donc $\lambda = \lambda_{\text{vide}} / n$. Sachant que 1 eV vaut environ $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, on peut aussi écrire $E(\text{eV}) = 1240 / \lambda (\text{nm})$.

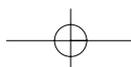
Dans le visible, la fréquence du photon détermine sa couleur. L'équation $W = h \nu$ permet donc une classification des REM selon leur chromaticité (qualité physique propre).

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 (cf. tableau 16.1).

Atome	N	O	H	C	Na	K
Énergie d'ionisation E_i (en eV)	14,51	13,57	13,54	11,24	5,13	4,10

Tableau 16.1 Classification des atomes d'intérêt biologique en fonction de leur énergie d'ionisation.

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 (cf. tableau 16.2).



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

Nature du REM	Fréquence	λ (vide, air)	Domaine d'utilisation
champ magnétique terrestre	0 Hz (continu)	∞	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 16.2 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.

16.1.2 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 d'origine quantique (luminescence ou lumière froide).

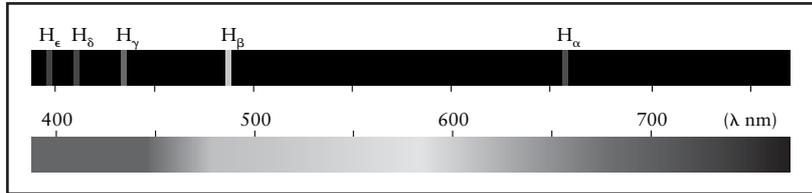


Figure 16.2 Exemples de spectre continu (en dessous), correspondant à l'émission thermique d'une source de type solaire dans le visible, et de spectre discret (au-dessus), partie visible correspondant aux raies d'émission de l'hydrogène dans la série de Balmer. (Cette figure est plus lisible dans les pages en couleur regroupées au centre de l'ouvrage.)

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 (cf. fig. 16.2). Les différentes techniques de spectroscopie exploitent cette propriété.

b) Les sources secondaires

Les sources secondaires sont des objets éclairés renvoyant par réflexion et diffusion multidirectionnelles 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 : exitance = $\pi \times$ luminance (loi de Lambert).

► Paragraphe 1.2.2

Les données radiométriques ont déjà été exposées. Le tableau 16.3 synthétise l'essentiel des définitions utiles ici et qui, soulignons-le, s'appliquent en pratique aussi bien aux faisceaux mono- que polychromatiques.

Tableau 16.3
Les grandeurs radiométriques permettant de quantifier les émissions de REM.

	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	$L = dE/(dtd\Omega dS \cos \theta)$ (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)

16.1.3 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

Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

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 $\Phi_i = dE/dt$ (cf. fig. 16.3).

Il en réfléchit ou en diffuse la fraction Φ_{rd} , en absorbe la fraction Φ_a et finalement en transmet la fraction Φ_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 réémission, $M' = d\Phi_{rd}/dS$ 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 : $\rho = \Phi_{rd}/\Phi_i \leq 1$;
- la partie absorbée donne le coefficient d'absorption : $\alpha = \Phi_a/\Phi_i \leq 1$;
- 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 ρ et α sont complémentaires : $\rho = 1 - \alpha$.

En général, ces coefficients dépendent de λ mais sont indépendants de l'intensité du rayonnement incident : ρ_λ et α_λ caractérisent l'objet et, en particulier, expliquent sa couleur dans le visible. Pour les corps sans absorption sélective, ρ et α sont indépendants de λ 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 Φ_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'extance M'_e correspondant à une énergie émise dE'_e .

Si l'équilibre thermique est réalisé à T , $dE_a = dE'_e$ et expérimentalement la loi de Kirchhoff exprime que le rapport dE'_e/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 $dE'_{e,\lambda}/dE_{a,\lambda}$ n'est fonction que de λ et de la température. Cette loi implique mathématique-

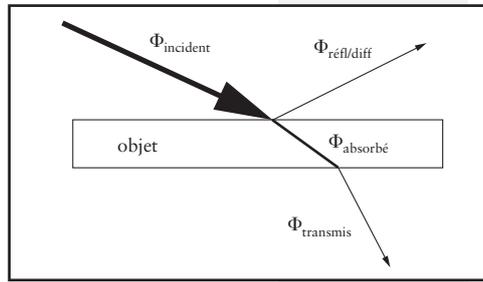


Figure 16.3 Les trois destins d'un faisceau incident.



ment que si $dE'_{e,\lambda} \neq 0$, 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 λ qu'il absorbe.

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

$$\epsilon_\lambda = \frac{\Phi'_{e,\lambda}}{\Phi_{i,\lambda}} \leq 1$$

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

► Paragraphe 16.1.2c

De la même manière, si ϵ_λ est constante quelle que soit λ , le corps est un *corps gris*, le corps noir en est la limite.

Le coefficient ϵ rend donc compte de l'exitance 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.

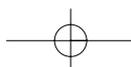
L'émissivité ϵ varie selon les corps entre 0,3 et 0,9 mais on la considère en pratique égale au coefficient d'absorption α , c'est-à-dire que l'on suppose, par commodité, que tous les corps sont gris.

Revenons sur l'expression $M = dE/(dt dS)$, 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 :

$$M = \frac{dE^*}{2 dt dS}$$

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 $c dt$ « 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 $dV(d\theta d\varphi) = (c dt)(dS \cos \theta \cos \varphi)$, soit, sur toutes les directions :

$$dV = (c dt) dS (\cos \theta \cos \varphi)$$



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

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 $\frac{1}{2}$. Ainsi :

$$dV = c \frac{dt dS}{2} \text{ et } dt dS = \frac{2dV}{c}, \text{ soit } M = \frac{c dE}{4dV}$$

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 ($M = \pi L$), on a : $u = \frac{4\pi L}{c}$.

L'espace entier recouvrant 4π stéradians, on peut remarquer qu'en se limitant à une direction unique D (c'est-à-dire autour d'un angle θ), 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'exittance M que la luminance L , quelle que soit D .

Le tableau 16.4 résume l'ensemble des définitions d'émissivité.

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

Tableau 16.4 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'_λ pour son pouvoir émissif spectral ou monochromatique. Pour tout objet réel, par rapport à un objet idéal : $u'_\lambda = \epsilon_\lambda u_\lambda$ si $\epsilon_\lambda \neq 1$.

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 : $u'(T) = (4\sigma/c) T^4 \int_0^\infty \epsilon_\lambda d\lambda$

Pour un corps gris : $u'(T) = \epsilon (4\sigma/c) T^4$

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 $P_{rad} = u(T)/3$, soit : $P_{rad} = [4\sigma/(3c)] T^4$. Rappelons que pour un gaz parfait, la pression est donnée par $P_{gaz} = nRT/V = nkT$. Ainsi : $P_{rad}/P_{gaz} = [4\sigma/(3nk c)] T^3$.

Applications de la loi de Stefan-Boltzmann

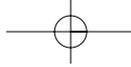
On utilise souvent cette loi pour exprimer :
 — la puissance totale rayonnée par une source étendue de surface S , de température T et d'émissivité ϵ :

$$dE/dt = \Phi = M \epsilon \sigma T^4$$

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

$$\Delta\Phi(T) = S \epsilon \sigma (T^4 - T_0^4)$$

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



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 1 700 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...

c) Définition et modélisation du corps noir

Un *corps noir* est un objet idéal. Éclairé par un REM, il absorbe intégralement le flux incident Φ_i et le réémet intégralement (réémittance $M_e = d\Phi_e/dS$) : 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_λ 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 λ 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 λ de u_λ montre que l'émittance est constante à une température donnée :

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

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_λ en fonction de λ , par exemple : $dE/d\lambda = M_\lambda dt dS$, en se rappelant que

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 :

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

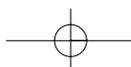
Un calcul statistique donne, comme nombre de modes oscillatoires (ondes stationnaires) possibles par unité de volume de cavité : $N = 8\pi/(3\lambda^3)$. La densité spectrale de modes dans la cavité n'est autre que ce nombre par unité de longueur d'onde :

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

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 $e^{-E_n/kT}$, 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 :

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

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).



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

$M_\lambda = M'_\lambda / \epsilon_\lambda$ et qu'en outre $\epsilon_\lambda = 1$ ($\forall \lambda$) 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 (cf. fig. 16.4). 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_λ est ainsi maximal pour λ_{\max} qui dépend de la température T . La loi empirique de Wien exprime ce fait d'observation :

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

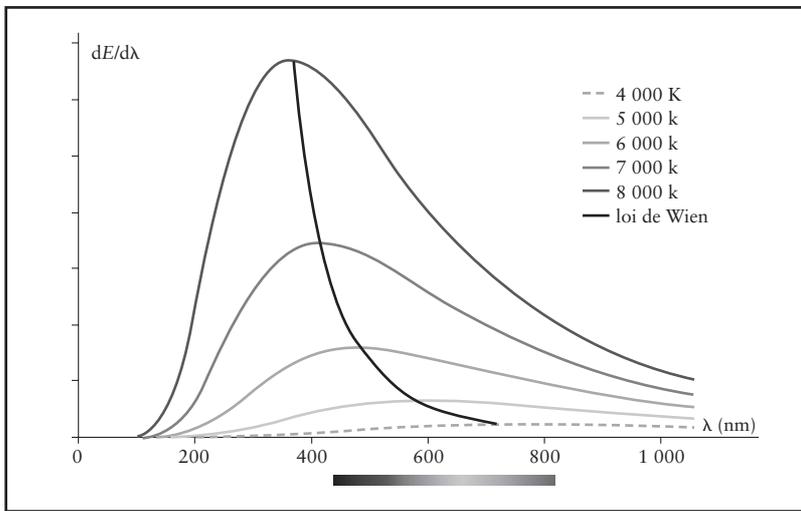


Figure 16.4 Spectres d'émission thermique d'un corps noir portés à différentes températures. L'énergie chromatique $dE/d\lambda$ est l'émissivité chromatique R_λ d'une surface dA de source, cumulée pendant une durée dt . On peut observer que λ_{\max} se déplace vers les hautes énergies quand la température augmente, c'est la loi de Wien. (Cette figure est plus lisible dans les pages en couleur regroupées au centre de l'ouvrage.)

Cette loi met en relief une importante propriété des sources thermiques : la détermination de λ_{\max} sur le spectre d'émission d'une source assimilable à un corps noir permettra d'en estimer précisément la température, quelle qu'en soit la distance pourvu que l'on puisse en faire le spectre sans perte sélective de certaines longueurs d'onde.

Le Soleil, par exemple, nous apparaît jaune, plus jaune en fait qu'il n'est réellement, car le spectre qui nous parvient au niveau du sol est amputé du bleu diffusé lors de la traversée atmosphérique (diffusion Rayleigh en $1/\lambda^4$). Il se trouve que l'œil humain possède un maximum de sensibilité dans le jaune ($\lambda_{\max} = 555 \text{ nm}$) en vision diurne : nous sommes bien nés sous l'étoile Soleil ! La longueur d'onde λ_{\max} solaire hors atmosphère est en fait de l'ordre de 500 nm (vert-bleu), ce qui correspond à une température effective de la couche émissive de surface (la



photosphère) de l'ordre de $T = 5\,800\text{ K}$, et non de $5\,500\text{ K}$ comme on pourrait la mesurer sur Terre.

En pratique, le corps noir n'étant qu'un idéal et tout corps réel se caractérisant par son émissivité $\epsilon_\lambda < 1$, la puissance spectrale rayonnée n'est plus le R_λ idéal mais la grandeur amputée $R'_\lambda = \epsilon_\lambda R_\lambda$. La loi de Wien ne peut donc plus s'appliquer telle que, mais il reste que le maximum d'émission se fait pour une longueur d'onde λ_{max} qui diminue aussi lorsque la température augmente. On a donc pensé à caractériser les corps réels par leur *température de couleur* ($T_c \neq T$). T_c est la température que devrait

avoir un corps noir pour produire le spectre (globalement) le mieux superposable à celui du corps réel chauffé à la température T . Pour reprendre l'exemple précédent, la température de couleur de la photosphère solaire, correspondant à la vision diurne ($\lambda_{\text{max}} = 555\text{ nm}$), peut donc se calculer par la relation précédente, ce qui donne : $T_c \approx 5\,220\text{ K}$, résultat bien inférieur à la température *effective* d'émission *réelle*.

Le concept de température de couleur a été généralisé à tout corps coloré, même à température ambiante, voire froide, pour caractériser la couleur de ce corps. Dans ce cas, T_c n'a plus de véritable signification thermique. C'est ainsi que, si l'on peut attribuer une température $T_c \approx 6\,500\text{ K}$

à la couleur d'un ciel bleu profond, c'est la diffusion en haute atmosphère, et non la température effective de l'atmosphère à cette altitude (environ -50°C !), qui en est responsable...

Et la température du filament fut...

Les lampes à incandescence, que nous utilisons encore couramment, nous éclairent avec un filament chauffé à une température de l'ordre de $3\,000\text{ K}$, ce qui correspond à une longueur d'onde λ_{max} de l'ordre du micron, dans l'infrarouge (IR). Ces lampes ont donc un faible rendement d'éclairage et engendrent plus de chaleur (IR) que de lumière. Une lampe halogène, dont la température de couleur est de l'ordre de $3\,400\text{ K}$, c'est-à-dire dont le λ_{max} se rapproche d'avantage du visible, possède un meilleur rendement lumineux à même énergie totale dépensée...

d) La loi de Rayleigh-Jeans et la catastrophe ultraviolette

La modélisation du corps noir allait conduire à l'échec de la mécanique classique et à l'avènement de la mécanique quantique.

Lord John William Strutt Rayleigh et James Jeans ont tenté d'expliquer l'allure des spectres continus d'un corps noir à l'aide des théories classiques de la fin du XIX^e siècle, mais toutes leurs tentatives ont échoué et ont conduit à une divergence aux courtes longueurs d'onde, connue sous le nom de *catastrophe ultraviolette* et qui rend compte du domaine de fréquences où l'énergie rayonnante calculée classiquement devient infinie (cf. fig. 16.7). Rappelons le pouvoir émissif d'une cavité résonante :

$$u(\lambda, T) = D(\lambda) \bar{E} \quad \text{avec} \quad D(\lambda) = \frac{8\pi}{\lambda^4} \quad \text{et} \quad \bar{E} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} E_n e^{-E_n/kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-E_n/kT}}$$

Lord Rayleigh et James Jeans ont utilisé la théorie classique en vigueur à leur époque où rien n'empêchait, *a priori*, à l'énergie E_n de chaque onde stationnaire dans la cavité résonante d'évoluer continûment entre zéro et l'infini. L'intégration (par parties, par exemple) du numérateur de \bar{E} donnait $k^2 T^2$ et celle du dénominateur donnant di-



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

rectement kT , ils trouvaient $\bar{E}=kT$, qui correspond au cadre classique d'une statistique de Maxwell-Boltzmann (particules identiques mais distinctes, comme dans l'exemple de la distribution des mouvements moléculaires en cinétique des gaz). La formulation conduisait donc à la loi qui porte leur nom :

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi}{\lambda^4} kT$$

Cependant, cette formule diverge aux courtes longueurs d'onde, échec connu sous le nom de catastrophe ultraviolette (cf. fig. 16.8) et qui a conduit à une impasse considérée comme une des plus graves remises en question de la théorie classique.

La formulation habituelle est donnée en fréquences. Il suffit de réécrire la densité spectrale dans la cavité : $D(\lambda) = dN/d\lambda = (dN/d\nu) (d\nu/d\lambda)$, d'où $(dN/d\nu) = D(f) = D(\lambda)/(d\nu/d\lambda)$.

Or $\nu = c/\lambda$, donc $d\nu/d\lambda = -c/\lambda^2$, ainsi $D(f) = 8\pi\nu^2/c^3$ et finalement :

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT$$

On se situe maintenant dans le cadre, quantique, d'une fonction de distribution discrète de type Einstein-Bose, qui concerne des particules identiques mais indiscernables et de spin entier, ce qui correspond parfaitement aux propriétés du rayonnement thermique (constitué de photons indiscernables, bosons de spin nul). Cinq ans plus tard en effet, en 1905, Einstein émit

Quantification de l'énergie, loi de Planck et mécanique quantique

La catastrophe ultraviolette amena Max Planck, en 1900, à un concept révolutionnaire pour lequel il reçut le prix Nobel de physique en 1918. Tout est parti d'une simple astuce de calcul : l'énergie E_n de chaque onde stationnaire dans la cavité résonante ne pouvant évoluer continûment dans une intégration de \bar{E} , il postule que les ondes électromagnétiques ne peuvent être émises ou absorbées que par paquets d'énergie indivisibles (ou quanta). Chaque quantum représente une énergie directement liée à la fréquence du REM par une nouvelle constante fondamentale, h , qui a naturellement pris le nom de constante de Planck, et dont la valeur se trouve être infime ($h = 6,622 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$). Dans cette nouvelle vision, l'énergie d'un oscillateur ne peut évoluer que par valeurs discrètes du type $E_n = nh\nu$, où n est un entier positif (voire nul) et $h\nu$, le quantum énergétique. Le changement de variable consiste à poser $E_n = ne$ et $1/(kT) = b$, ce qui conduit à remarquer que le numérateur de \bar{E} n'est autre que la dérivée, par rapport à b , du dénominateur (dén). On trouve immédiatement : $\bar{E} = d[\ln(\text{dén})]/db$, ce qui conduit finalement à :

$$\bar{E} = \frac{hc/\lambda}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

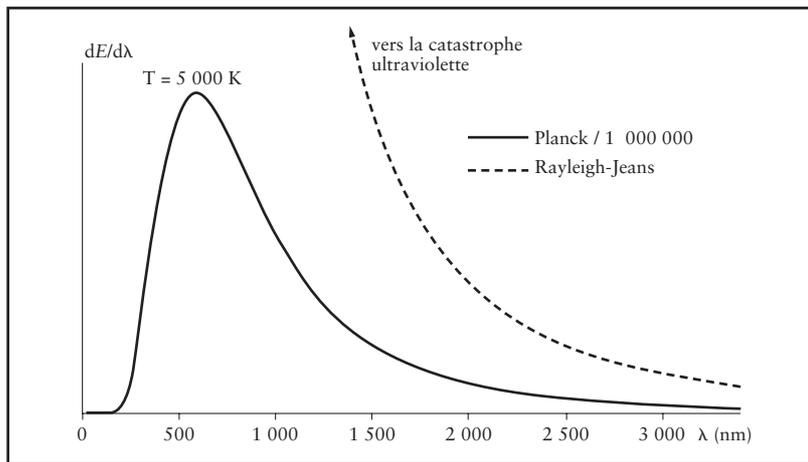


Figure 16.5 Spectres d'émission thermiques d'un corps noir et catastrophe du modèle de Rayleigh-Jeans aux courtes longueurs d'onde.



l'hypothèse fondamentale que la quantification de l'énergie n'est pas qu'une simple astuce de calcul pour résoudre le modèle des résonateurs de Planck, mais une propriété universelle du champ électromagnétique lui-même, dont l'énergie est effectivement quantifiée sous forme de photons. Finalement, la célèbre loi de Planck donnant la répartition spectrale du rayonnement du corps noir s'écrit :

$$\bar{E} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad \text{d'où} \quad u(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

ou encore :

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi}{\lambda^4} \frac{hc}{e^{hc/k\lambda T} - 1}$$

Cette formule est souvent exprimée par la luminance énergétique dans un espace isotrope (lambertien), c'est-à-dire $u = 4R/c$ et $R = \pi L$, donc $L(\nu, T) = u(\nu, T)c/4\pi$, soit :

$$L(\nu, T) = \frac{2\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

La formulation quantique permet de retrouver les observations expérimentales.

La formule de Planck permet de retrouver les trois lois précédentes, ce qui a confirmé en son temps la validité du modèle proposé et a conduit Albert Einstein à soupçonner la signification physique des hypothèses de Planck.

Pour la loi de Wien, il suffit pour calculer λ_{\max} , d'annuler $du/d\lambda$, ce qui conduit à une équation transcendante admettant deux solutions, dont une, nulle, n'a pas de sens physique et l'autre fournit : $hc/(k\lambda_{\max} T) = 4,9651$, d'où l'on déduit la loi de Wien :

$$\lambda_{\max} T = 2,8978 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

En outre, l'approximation de Wien pour les hautes fréquences, où $hc/\lambda \gg kT$, permet d'écrire :

$$\frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1} \approx \frac{2\nu^2}{c^2} \frac{1}{e^{hc/k\lambda T}} = e^{-hc/k\lambda T}, \quad \text{et donc} \quad u(\lambda, T) \approx \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{hc}{e^{hc/k\lambda T} - 1} e^{-hc/k\lambda T}$$

De même, l'approximation de Rayleigh-Jeans pour les basses fréquences, où $hc/\lambda \ll kT$, permet d'écrire :

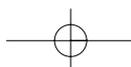
$$e^{hc/k\lambda T} \approx 1 + \frac{hc}{k\lambda T}, \quad \text{et donc} \quad u(\lambda, T) \approx \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{k\lambda T}{hc} \approx \frac{8\pi}{\lambda^4} kT$$

Pour la loi de Stefan-Boltzmann, l'intégration sur tout le spectre de la densité chromatique par rapport à λ redonne la densité d'énergie de ce corps noir, et l'on retrouve la proportionnalité à T^4 et la constante σ en accord avec l'expérience :

$$\sigma \approx \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2}$$

16.1.4 La notion de cohérence

La notion de cohérence entre deux trains d'onde fait référence à la possibilité d'y générer des interférences. La qualité de ces interférences (intensité, contraste entre maxima et minima), et donc le degré de cohé-



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

rence, seront d’autant meilleurs que le déphasage progressif (éventuel) entre les deux ondes sera minimisé, l’idéal étant qu’il demeure constant pendant la durée de vie des deux trains d’onde.

Deux trains d’onde sont cohérents lorsque leur déphasage reste constant dans le temps et dans l’espace.

Une façon d’exprimer le degré de cohérence de deux trains d’onde est de calculer leur degré de corrélation : plus il sera proche de l’unité, plus les trains d’ondes seront cohérents.

a) Amortissement, durée de vie et largeur spectrale d’un train d’onde

Considérons un train d’onde d’amplitude initiale A_0 , de fréquence $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ et amorti, supposons de façon exponentielle, avec une constante de temps τ . Son amplitude à l’instant t sera donnée par :

$$A(t) = A_0 \sin(\omega_0 t)$$

Ceci correspond, dans le domaine fréquentiel, à une raie de largeur à mi-hauteur $\Delta\omega = 1/\tau$ et de hauteur C , soit :

$$S(\omega) = C \frac{\frac{1}{\tau}}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{2\tau}\right)^2}$$

τ est relié à la durée de vie Δt du train d’onde ($\Delta t \approx 5\tau$ à moins de 1% près et $\Delta t \approx 7\tau$ à moins de 1‰ près) et $\Delta\omega$ à sa bande passante en fréquences $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$.

b) Cohérence temporelle et largeur de raie

Une source qui émet des impulsions indépendantes, à des instants aléatoires et donc de phases quelconques à l’origine, est incohérente. La *cohérence temporelle* décrit donc la corrélation, ou la relation prévisible, entre des trains d’onde émis à des moments différents. Ces ondes ne peuvent interférer que si le décalage temporel entre les deux émissions est inférieur à la durée de vie des trains d’onde, c’est-à-dire à l’inverse de leur bande passante fréquentielle ($\Delta t = 1/\Delta\nu$).

La désexcitation d’une population d’atomes est donc d’autant plus synchronisée que Δt est grand et que la période T des oscillations est petite devant Δt , ce qui revient à dire que la cohérence temporelle sera d’autant meilleure que l’émission sera « parfaitement » monochromatique (largeur de raie étroite). C’est le cas dans les lasers où l’émission stimulée par un photon incident provoque la désexcitation quasi simultanée d’un grand nombre d’états excités et l’émission de nombreux photons de même énergie et de relation de phase constante. Par exemple, dans le cas du laser He-Ne où $\lambda_{\text{vide}} = 632,8 \text{ nm}$, $T = \lambda/c = 2,1 \cdot 10^{-15} \text{ s}$; la durée d’un train d’onde étant de l’ordre de la milliseconde, l’émission est très cohérente.

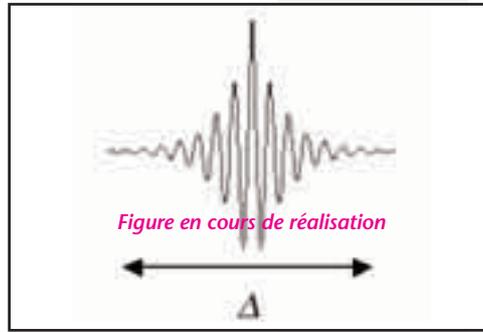


Figure 16.6 Un train (paquet) d’onde de durée de vie Δt , l’instant $t=0$ correspondant au passage du maximum.



Le degré de cohérence temporelle est inversement proportionnel à l'étendue polychromatique des émissions de la source. Il permet d'en apprécier le degré de monochromatisme.

c) Cohérence spatiale et effet laser

La *cohérence spatiale* demeure en fait une allusion temporelle, les trains d'onde susceptibles d'interférer devant toujours présenter une différence de phase constante. Elle décrit en effet la corrélation existant entre des ondes émises à différents endroits dans l'espace, c'est-à-dire leur degré de simultanéité.

On définit la *longueur de cohérence* comme l'épaisseur L_c de milieu de propagation pour laquelle le déphasage entre deux trains d'onde reste inférieur à π . Or, la phase acquise par le train de rang i (λ_i) pendant le parcours de L_c dans le milieu n_i est donnée par $\varphi_i = 2\pi n_i L_c / \lambda_{i, \text{vide}}$ et donc :

$$L_c = \frac{\lambda_{i, \text{vide}} \lambda_{j, \text{vide}}}{2 |n_i \lambda_{i, \text{vide}} - n_j \lambda_{j, \text{vide}}|}$$

Une source thermique courante (Soleil ou lampe à incandescence par exemple) est étendue et tous ses atomes sont potentiellement émetteurs. Elle est donc spatialement incohérente parce que, les photons apparaissant de façon (totalement) désordonnée dans le temps et dans l'espace, elle émet des trains d'onde de durée et d'amplitude variables, à l'inverse des lasers. Dans les lasers, une cavité résonante impose un régime d'ondes stationnaires où les seuls photons qui persistent et seront émis sont ceux qui garderont une relation de phase constante, quel que soit l'endroit de la cavité d'où ils auront été émis. Les lasers présentent donc ces deux types de cohérence en même temps.

► Chapitre 14.2.3

Les CEM et nous

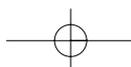
« Les générateurs et les appareils électriques sont les sources les plus courantes des champs électriques et magnétiques de basse fréquence dans lesquels baigne notre environnement. Les télécommunications, les antennes émettrices et les fours à micro-ondes sont les sources ordinaires de champs électromagnétiques (CEM) dans le domaine des radiofréquences. » (*Les champs électromagnétiques*, Bureau régional de l'Europe de l'Organisation mondiale de la Santé, 1999.)

16-2 Caractéristiques et production des RNI

16-2-1 Les rayonnements ultraviolet, visible et infrarouge

Les deux seules possibilités de fabriquer ces types de rayonnement sont :

- sous forme d'émissions quantiques, spectres discrets caractéristiques de la structure atomique et moléculaire de gaz chauds à basse pression;
- sous forme d'un spectre continu d'origine thermique qui, rappelons le, ne dépend pas de la nature du corps émissif mais seulement de sa température. On utilise un gaz à pression élevée, un liquide ou un solide, et les longueurs d'onde émises seront d'autant plus courtes que la température sera élevée. En particulier, la température ambiante, ou celle d'un organisme vivant (à sang chaud), suffit à émettre des infrarouges,



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

tandis qu'une émission continue contenant une fraction significative d'UV nécessitera une torche à plasma ou une étoile...

a) Les ultraviolets

Les *ultraviolets* (UV) sont formés des rayonnements électromagnétiques de longueur d'onde comprise entre 100 et 400 nm, c'est-à-dire d'énergie comprise entre 3,1 et 12,4 eV. Plusieurs classifications ont été proposées selon les usages, mais on retiendra la proposition de la Commission internationale de l'éclairage (CIE) qui distingue les UV selon leurs effets biologiques (*cf.* tableau 16.5) : les UVA, les UVB et les UVC.

Les UVA, ou lumière noire, de longueur d'onde comprise entre 315 et 400 nm sont ceux qui nous bronzent en cabine de bronzage ou sur les plages. Le verre et le quartz leur sont transparents. On utilise les UVA en photothérapie car ils pénètrent profondément l'épiderme et détruisent le collagène et l'élastine. Mais, pour les mêmes raisons, ils accélèrent le vieillissement et l'élastose solaire se manifeste alors sous la forme d'un épiderme ridé, aminci et semé de taches de vieillesse (pigmentations éparses et brunâtres).

Les UVB sont plus énergétiques (280 à 315 nm) et potentiellement plus dangereux (ionisants), n'étant que partiellement arrêtés par la couche d'ozone (mais totalement arrêtés par le verre). Ils sont responsables des érythèmes cutanés (coups de soleil) et sont reconnus pour augmenter l'incidence des cancers cutanés.

Enfin, les UVC (100 à 280 nm) sont très énergétiques mais fort heureusement très vite et totalement arrêtés par l'atmosphère, où leur réaction avec les atomes d'oxygène engendre l'ozone. Ils sont utilisés à partir de lampes germicides UV pour purifier l'air et l'eau.

Les UV ne sont qu'en partie filtrés par les nuages, mais abondamment réfléchis par la neige et le sable. Une augmentation de la dose d'UV sur Terre augmenterait le nombre de cancers de la peau.

Nature du REM	Énergie (en eV)	λ (vide, air)	Propriétés
UVA	de 3,1 à 3,94	de 315 à 400 nm	agents de bronzage, vieillissement
UVB	de 3,94 à 4,43	de 280 à 315 nm	érythèmes, cancers cutanés
UVC	de 4,43 à 12,4	de 100 à 280 nm	bactéricides

Tableau 16.5
Classification des ultraviolets selon leurs propriétés biologiques.

Vu leur gamme d'énergie de définition, les UV peuvent être produits de plusieurs façons : en continu, sous forme discrète et sous forme à la fois discrète et continue.

En continu, ils sont produits par le rayonnement thermique de corps suffisamment chauds (photosphères d'étoiles comme le Soleil). La relation de Wien permet de constater que $\lambda_{\max} \leq 400$ nm au-dessus de 7300 K.

Sous forme discrète, ils sont produits par le rayonnement de désexcitation à basse pression de certains atomes. Ce rayonnement est dû aux réarrangements des électrons au sein des différentes orbitales atomiques d'atomes regroupés sous forme de gaz ; ces gaz sont peu denses pour

éviter les interactions interatomiques responsables de démultiplication des niveaux électroniques. Les *lampes à vapeur de mercure* basse pression fonctionnent sur ce principe. Elles émettent des UV, en particulier la raie de résonance à 254 nm, utilisée comme germicide. L'avantage des basses pressions est en outre de ne produire aucune chaleur (pas d'IR, seulement des UV et du visible). Les ampoules contenant ces gaz peuvent être en quartz pour ne laisser passer que les UV (lumière noire, ou lumière de Wood, des lampes à décharge à parois de quartz contenant de l'hydrogène ou du deutérium sous moyenne pression). Elles peuvent aussi être recouvertes intérieurement de substances fluorescentes pour améliorer leur émission dans le domaine visible (*cf.* fig. 16.8, à droite). Dans les tubes fluorescents, l'addition de phosphore déplace l'émission vers le visible.

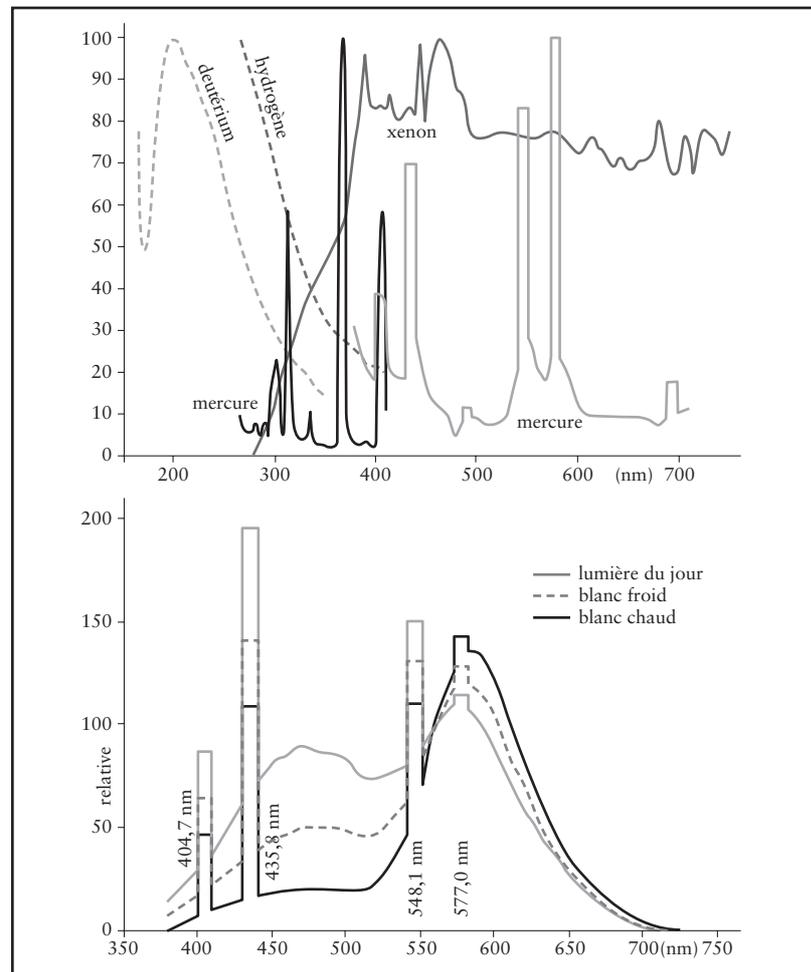


Figure 16.7 Exemples de spectre de lampes productrices d'UV et de visible. (a) Lampe à arc (xénon). (b) Tubes fluorescents. (D'après Light Measurement Handbook.)

Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

Lorsque les UV sont produits sous forme à la fois discrète et (partiellement) continue au moyen de lampes à arc, l'arc est engendré par une décharge électrique haute tension (500 V) dans des gaz (mercure ou xénon, *cf.* fig. 16.7a) à moyenne ou haute pression (jusqu'à 100 atm). La température d'émission est très élevée (refroidissement indispensable) et l'émission, d'excitance (très) élevée et de luminance comparable à celle du Soleil, correspond à un spectre de fréquences recouvrant UV et visible.

b) Le visible

La notion de visibilité est un concept éminemment anthropique (lié biologiquement à l'homme) et la gamme visible des REM est définie comme la fraction du spectre détectable par la vision humaine. Cette fraction est infime (*cf.* tableau 16.6) et l'expérience montre en outre que l'œil n'est sensible qu'à la composante électrique de ce REM.

Le visible n'est qu'une fraction du spectre continu d'origine thermique émis par le Soleil, quasi-corps noir dont la température d'émission effective est de l'ordre de 6 000 K, mais dont la température de couleur, correspondant à une longueur d'onde λ_{\max} située au milieu du spectre visible sous l'atmosphère terrestre, n'est que de l'ordre de 5 300 K.

Différentes autres sources peuvent émettre, au moins partiellement, dans le visible, soit parce qu'elles sont à des températures inférieures (lampes à incandescence) ou supérieures (arc électrique), soit parce qu'elles émettent un spectre de raies plus ou moins riche en composantes visibles (lampes à vapeur de mercure ou de sodium, lampes halogènes ou tubes fluorescents, animaux luminescents).

Le spectre visible (*cf.* fig. 16.4) est perçu sous forme de sensations colorées, impressions subjectives séparant le spectre visible en familles de longueurs d'onde (couleurs).

λ	380-436 nm	436-495 nm	495-566 nm	566-589 nm	589-627 nm	627-750 nm
Couleur	violet	bleu	vert	jaune	orangé	rouge

Tableau 16.6 Les REM appartenant à la gamme du visible (pour l'œil humain normal).

Les six nuances du spectre visible forment les couleurs spectrales, dont évidemment les frontières sont floues et arbitraires, les transitions étant graduelles et continues. Signalons que l'œil est capable de percevoir des nuances colorées non spectrales : les pourpres, constitués de mélanges des deux extrêmes (violet et rouge) en proportions variables. On remarquera aussi que les limites de la septième couleur spectrale, l'indigo, ne sont pas définies.

L'ensemble du spectre est perçu comme du blanc. Les blancs thermiques, engendrés par les spectres d'émission continue (étoile, lampe à incandescence), ne sont pas tous équivalents. D'après la loi de Wien, la température d'émission correspond à une longueur d'onde λ_{\max} ($T_c \approx 5\,500$ K, jaune bleuté pour le Soleil; $T_c \approx 2\,700$ K, jaune rougeâtre pour une ampoule tungstène) qui confère à ce blanc une dominante colorée, ignorée par notre cerveau.

Les lampes du visible

Les lampes à incandescence, filament de tungstène chauffé par un courant électrique, émettent dans le visible. Elles peuvent être sous vide partiel ou gaz neutre (argon) afin d'augmenter leur durée de vie en évitant l'oxydation et la rupture prématurée du filament. Les sources à incandescence du type tungstène halogène émettent sur un domaine spectral étendu, allant de 200 nm à 4 000 nm environ, c'est-à-dire depuis les ultraviolets jusqu'aux infrarouges.

Les lampes à sodium basse pression émettent une lumière jaune-orangée très monochromatique (doublet du sodium), intense mais désagréable. L'addition d'halogénures métalliques améliore la blancheur et donc le confort.

Les lampes contenant des gaz sous hautes pressions permettent, en raison des collisions, l'élargissement des bandes d'émission et le spectre d'émission tend vers la pseudocontinuité.

Les *diodes électroluminescentes* (LED) sont constituées d'éléments électroniques semi-conducteurs penta- et trivalents, la jonction émet des photons au passage d'un courant électrique. Quelques exemples de combinaisons utilisées :

- la jonction arséniure de gallium-zinc émet à 900 nm, dans l'infrarouge ;
- la jonction arsénio-phosphure de gallium 4 émet à 660 nm, dans le rouge ;
- la jonction arsénio-phosphure de gallium 5 émet à 610 nm, dans l'orange ;
- la jonction arsénio-phosphure de gallium 85-azote émet à 590 nm, dans le jaune ;
- la jonction phosphure de gallium-azote émet à 560 nm, dans le vert.

La couleur des objets éclairés, sources secondaires de lumière diffusée, dépend de la quantité de photons diffusés, ce qui détermine la luminosité de l'objet et de la qualité de cette diffusion (sélectivité en longueur d'onde) qui fixe, à proprement parler, la couleur. Ces deux aspects sont facilement prévisibles si l'on connaît le coefficient de réflexion diffuse ρ de l'objet qui augmente avec son pouvoir diffusant. Rappelons qu'il peut être défini comme le rapport entre l'excitance énergétique de l'objet et son éclairement énergétique : $\rho = M/E$.

Pour les corps non sélectifs, ρ est indépendant de λ et varie de 0,85 pour la magnésie (MgO) à 0,01 pour le velours noir. Le corps apparaîtra lumineux (blanc en lumière blanche ou de la couleur spectrale en lumière monochromatique) si $\rho > 0,60$, sombre (noir) pour de faibles valeurs de ρ ($\rho \approx 0,05$), et gris plus ou moins accentué pour des valeurs intermédiaires.

Pour les corps colorés (sélectifs), ρ dépend de λ selon une courbe de variation spectrale caractéristique du corps diffusant. La couleur du corps est alors déterminée par la portion diffusée du spectre, sa luminosité est déterminée par la valeur de ρ dans cette portion.

$M = \rho E = \pi L'$ si l'émission est lambertienne (isotropie du milieu de propagation), d'où $B = \rho E/\pi$. Ainsi est-il possible de déterminer la luminance énergétique d'une source secondaire.

L'albédo des planétologues est le pouvoir réfléchissant d'un corps céleste (une planète, un astéroïde, un satellite, etc.) dans le système solaire ; c'est une forme de coefficient de réflexion diffuse vis-à-vis de la lumière solaire. Il vaut 0,70 pour Vénus, 0,55 pour Neptune, 0,45 pour la Terre et 0,07 pour la Lune.

c) Les infrarouges

Les *infrarouges* (IR) sont formés de rayonnements électromagnétiques de longueur d'onde comprise entre 750 nm et 1 mm, beaucoup moins énergétiques que les UV et moins que le visible (énergie comprise entre $1,24 \cdot 10^{-3}$ et 1,65 eV). Comme pour toutes les grandes longueurs d'onde, le comportement ondulatoire prend le dessus en IR (cf. fig. 16.3) et, par rapport aux UV et au visible, les IR sont plus difficiles à focaliser car ils sont davantage réfractés et diffractés, ils sont donc beaucoup moins sensibles à la diffusion, dans la mesure où leur énergie est bien inférieure à la résonance électronique des molécules.

Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

Nature du REM	Énergie (en meV)	l (vide, air)
IR proche	de 1,24 à 41,3	de 750 à 4 000 nm
IR moyen	de 41,3 à 310	de 4 à 30 µm
IR lointain	de 310 à 1 650	de 30 µm à 1 mm

Tableau 16.7
Classification
des infrarouges.

Des infrarouges sont produits par n'importe quelle source thermique, depuis les étoiles jusqu'aux planètes *via* les êtres vivants qui s'y trouvent. Ils constituent les sources de chaleur radiante. Il n'existe pas d'autre source que thermique et l'émission est donc obligatoirement polychromatique, ce qui explique l'impossibilité de générer des faisceaux monochromatiques en infrarouge.

16.2.2 Les micro-ondes et les radiofréquences

a) Caractères et propriétés

Les communications maritimes et aériennes utilisent la bande radio AM entre 30 et 535 kHz. L'IRM du proton (¹H) aux champs magnétiques actuels utilise des ondes courtes dans la gamme radio amateur (de 40 à 50 MHz pour un champ magnétique de l'ordre du tesla), la bande TV VHF s'échelonne entre 60 et 88 MHz pour un champ magnétique de 1,5 T et la bande radio FM, entre 88 et 108 MHz et au-delà, 120 MHz pour un champ magnétique de 3 T. La TV UHF utilise la bande 470-890 MHz, les relais TV la bande 890-3 000 MHz et les télé-

Nature de la radiofréquence	Fréquence	λ (vide, air)	Domaine d'utilisation
champ magnétique terrestre	0 Hz (continu)	∞	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
champ magnétique	0 Hz (continu)	∞	boussole, IRM
EBF-ELF	de 3 Hz à 300 Hz	de 103 à 105 km	transport et distribution de l'électricité, électroménager
TBF, BF	de 0,3 à 300 kHz	de 1 à 1000 km	radiocommunications
radiofréquences MF	de 300 kHz à 300 MHz	de 1 m à 1 km	radiodiffusions OM, PO, AM, OC, TV, FM
radiofréquences UHF, SHF, EHF	de 300 MHz à 300 GHz	de 1 mm à 1 m	radars, satellites, GPS, téléphones mobiles, fours à micro-ondes
radiofréquences MF	de 300 kHz à 3 MHz	de 100 m à 1 km	diathermie médicale
radiofréquences VHF	de 3 MHz à 600 MHz	de 0,5 m à 100 m	RMN, IRM
radiofréquences UHF	de 300 MHz à 3 GHz	de 100 mm à 1 m	hyperthermie médicale

Tableau 16.8 Classification des ondes de radiofréquences et exemples d'utilisations, médicales en particulier. EBF-ELF : extrêmement basses fréquences; TBF : très basses fréquences; BF : basses fréquences; MF : moyennes fréquences; UHF : ultra-hautes fréquences; SHF super-hautes fréquences; EHF : extrêmement hautes fréquences; VHF : très hautes fréquences; AM : modulation d'amplitude; OM : ondes moyennes; PO : petites ondes; OC : ondes courtes; TV : télévision; FM : modulation de fréquence; IRM : imagerie par résonance magnétique; RMN : imagerie à résonance magnétique nucléaire.



phones cellulaires la bande 824-849 MHz. Le GPS utilise la bande 390-1 550 MHz de communications par satellite.

Quant aux micro-ondes, utilisées pour les *radars*, leur énergie pour des fréquences se situant entre 2 400 et 2 500 MHz est en résonance avec les **énergies de rotation et les vibrations moléculaires**, propriétés utilisées pour cuire les aliments en chauffant leur eau par agitation moléculaire (four à micro-ondes) et pour déterminer des structures moléculaires (longueurs et angles des liaisons) en spectroscopie hertzienne et en résonance paramagnétique électronique (RPE).

Signalons enfin le rayonnement micro-onde de fond **cosmique** de l'Univers, prévu par certaines théories cosmologiques (comme celle de George Gamow) et confirmé expérimentalement en 1965 par Arno Allan Penzias et Robert Woodrow Wilson (prix Nobel de physique en 1978). Le satellite COBE a montré en 1990 que **ce rayonnement** a le profil d'un corps noir idéal de température 2,73 K (loi de Wien). Il constituerait, en tant que résidu de refroidissement, l'une des meilleures preuves de l'expansion post-big-bang de l'Univers...

b) La production des micro-ondes et des radiofréquences

Les micro-ondes et les radiofréquences (RF) sont respectivement produites au moyen de générateurs résonants de klystrons ou magnétrons.

Le principe de fonctionnement d'un générateur résonant, ou circuit bouchon, est celui d'un circuit RLC fermé sur lui-même et formé d'un condensateur de capacité *C* et d'une **auto-induction** d'inductance *L* et de résistance *R* (cf. fig. 16.8). Lorsqu'un tel circuit est alimenté par un courant alternatif de fréquence *f* (et de pulsation $\omega = 2\pi f$), son impédance est donnée par :

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\frac{L\omega - 1}{C\omega}\right)^2}$$

On voit facilement que, lorsque la fréquence d'alimentation varie, *Z* est minimale (égale à *R*) pour une fréquence *f*₀ telle que $L\omega_0 = \frac{1}{C\omega_0}$, soit $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$. On retrouve la formule de Thomson :

$$LC\omega_0^2 = 1$$

On dit qu'il y a résonance à la fréquence propre *f*₀ du circuit bouchon. Ce dernier, alimenté à cette fréquence de résonance, est alors le siège d'oscillations électriques dont la période propre est précisément celle du circuit :

$$T_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{LC}}$$

Ces oscillations électriques engendrent des ondes RF dont la fréquence, $\nu_0 = f_0 = \omega_0/2\pi$, peut être choisie en ajustant la valeur de la capacité **ou** celle de l'inductance. C'est en fait un ensemble de fréquences qui sont émises et la bande passante (largeur de raie) est donnée par $\Delta\omega = R/L$.

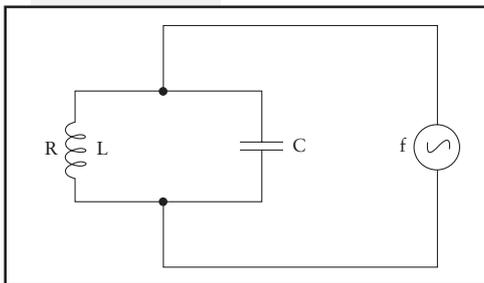
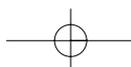


Figure 16.8 Schéma d'un circuit bouchon utilisé pour émettre des radiofréquences.



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

On définit le *facteur de qualité* Q du circuit comme le rapport $Q = \omega_0 / \Delta\omega = L\omega_0 / R$. Plus ce facteur est grand, plus la raie est fine et l'émission monochromatique.

C'est ainsi que les choix de L et C permettent de déterminer la fréquence d'émission, tandis que le choix de R relativement à L permet d'en fixer la qualité. Ces systèmes perdent cependant rapidement de leur puissance avec l'augmentation de la fréquence d'émission et ne sont plus utilisés au-delà des basses fréquences de RF.

La solution aux hautes fréquences repose sur les *klystrons*, dispositifs électroniques formés d'une cavité dans laquelle des électrons sont accélérés par une différence de potentiel suffisante. Lorsque la cavité est en résonance avec l'énergie de ces électrons (*ondes électroniques stationnaires par leur longueur d'onde équivalente*), une onde est émise. Cette onde est monochromatique et peut être canalisée le long d'un guide d'onde. Ce système et ses équivalents, comme le magnétron, sont assez puissants pour émettre avec un bon rendement dans le domaine des micro-ondes, la fréquence étant modulée en faisant varier la différence de potentiel.

c) Les mécanismes de propagation

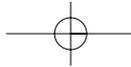
À basses fréquences (LF), la RF tend à suivre la surface terrestre. À moyennes fréquences (MF), la RF tend à se propager en ligne droite (*diathermie*). Enfin, à hautes fréquences (HF) :

- entre 3 et 30 MHz, la RF se réfléchit sur l'ionosphère ;
- au-dessus de 300 MHz, la RF suit la ligne de visée et la *propagation* transionosphérique est dite LOS ;
- au-dessus de 3 GHz, la RF est absorbée et diffusée par les gaz atmosphériques : O_2 surtout qui résonne à 62 GHz, H_2O en vapeur qui résonne à 23 GHz et pluie.

Les modèles de propagation. — Supposons un radiateur lambertien qui transmet radialement à l'espace une exittance (puissance surfacique) M_t avec un gain de transmission de G_t . À une distance d de la source, l'éclairement d'une antenne réceptrice de surface S ne sera plus que de $M_r = SP_t G_t / 4\pi d^2$. Si le gain de réception de l'antenne est donné par $G_r = 4\pi S / \lambda^2$, alors $M_r / M_t = G_r G_t [\lambda / (4\pi d)]^2$.

16.3 Aspects physiques des interactions des RNI avec la matière

La notion de dualité onde-corpuscule s'est imposée comme un excellent modèle d'explication des propriétés des REM et c'est sur cette base que doivent être évoquées les différentes modalités d'interactions des RNI avec la matière. Une perception intuitive de cette dualité laisse à penser que plus la longueur d'onde du REM est courte, plus le train



► Paragraphe 16.3.2d

d'onde est étroit, condensé, et plus le REM a tendance à se comporter comme une particule (UV et effets photoélectriques). À l'inverse, le comportement ondulatoire prend le dessus pour les grandes longueurs d'onde (IR, RF).

C'est ainsi que, si des effets corpusculaires sont théoriquement possibles avec les UV, **les plus énergétiques sur certains atomes (alcalins) dont les électrons périphériques sont peu liés (effets photoélectriques)**, ils ne se manifesteront jamais en pratique dans la gamme des RNI et leur interaction avec la matière ne procédera, pour l'essentiel, que d'effets ondulatoires. Par exemple, l'expérience montre que l'œil est sensible, dans le visible, à la seule composante électrique du REM, tandis que, dans le domaine des radio- et hyperfréquences, la RPE et la RMN, et donc l'IRM, en exploitent la composante magnétique. Les effets ondulatoires se manifestent globalement sous forme :

- d'interactions élastiques sans perte d'énergie des photons incidents, comme dans le cas des diffusion Thomson, Rayleigh et de Mie;
- d'interactions inélastiques, modulation du faisceau incident par interaction avec la structure énergétique de certaines molécules, comme dans la diffusion Raman, l'absorption et les phénomènes de luminescence.

16-3-1 Les notions de résonance

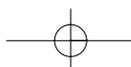
Il existe plusieurs façons d'aborder la résonance, et nous présentons celles qui nous semblent les plus adaptées à notre propos.

► Paragraphe 16.2.2b

Au niveau du circuit de résonance, dans un circuit électronique capacitif-inductif, la résonance correspond à la fréquence du courant alternatif pour laquelle l'impédance est minimale, c'est-à-dire la fréquence propre du système. C'est cette fréquence qui sera préférentiellement émise par un circuit bouchon.

Par analogie, nous pouvons nous situer au niveau d'un système d'oscillateurs harmoniques **[amortis ?]**, pour lequel la fréquence propre est celle où le système absorbe le plus d'énergie et le plus facilement. Remarquons que, d'après la loi de Kirchhoff, c'est aussi à cette fréquence **que le système est en mesure d'être le plus rentable et le plus rapide...**

Au niveau atomique et moléculaire, où l'énergie de la matière est quantifiée, l'énergie ne peut évoluer que par sauts discrets. Ces sauts d'énergie interne sont provoqués par l'absorption d'une énergie externe au moins égale au différentiel ΔE correspondant à un saut, quel qu'il soit. Dans le cas d'une excitation par un rayonnement, la relation d'Einstein indique que la fréquence ν du photon doit être telle que son énergie ($h\nu$) soit supérieure ou égale à la hauteur ΔE de ce saut. Il existe donc une tolérance et l'excès d'énergie apporté par le photon est converti, après absorption résonante de la fraction ΔE , en chaleur répartie dans le réseau structural du matériau irradié. La tolérance diminue en fait avec la fréquence du photon et disparaît grossièrement à partir des RF (ordre



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

du MHz) : la résonance, qui correspond toujours à l'égalité $h\nu = \Delta E$, n'est alors que la seule possibilité, en RMN par exemple.

Au niveau de la désorption d'un photon absorbé, lorsque le système moléculaire retourne à l'état fondamental par émission de luminescence, la désactivation s'effectue couramment en plusieurs étapes, dont des conversions internes, non radiatives, qui font que le photon de luminescence est le plus souvent moins énergétique que le photon absorbé. Il existe cependant des cas où la désactivation est quasi immédiate, en particulier lorsque $h\nu = \Delta E$ (résonance) et la réémission du photon de luminescence s'effectue avec la même énergie. On parle de fluorescence par résonance.

Enfin, il y a résonance lorsque le photon incident stimule une désactivation atomique. L'émission (stimulée) de photons se fait en effet exactement à la même fréquence que celle du photon incident, ce qui, si le niveau excité est fortement peuplé, peut engendrer une véritable réaction de désactivation en chaîne (effet laser).

Applications de la résonance

Les applications du phénomène de résonance sont multiples :

- l'absorption et l'émission sélectives, quantiques, et les différentes techniques de spectroscopie;
- l'excitation d'une aimantation nucléaire en RMN par un champ RF à la résonance, qui correspond précisément à la précession de Larmor : $h\nu_0 = \Delta E_0 = \gamma \hbar B_0$;
- l'émission stimulée, dans le cas des lasers par exemple;
- les cavités résonantes émettrices de rayonnements thermiques, type corps noir;
- les circuits de résonance émetteurs de RF (circuits bouchon par exemple).

16.3.2 Modélisation des structures diélectriques et de leur interaction avec les RNI

a) Les différentes formes d'interaction et leur expression

Considérons un faisceau de REM pénétrant une substance d'épaisseur totale d (cf. fig. 16.9).

Ce faisceau a plusieurs destins.

Il y a réfraction aux interfaces si les indices n_1 et n_2 sont différents, avec diminution de la vitesse de propagation dans le milieu si $n_1 < n_2$. Rappelons que l'indice de réfraction dépend de λ (cf. fig. 16.9b).

Il y a réflexion diffuse aux interfaces, à l'entrée (de n_1 vers n_2) et en sortie du milieu. Elle peut être spéculaire, orientée ou diffuse (cf. fig. 16.9a), avec ou sans changement de longueur d'onde et élastique (Rayleigh, Thomson) ou non (Raman). Le coefficient de réflexion diffuse peut s'écrire :

$$\rho_1 = \Phi_{rd1} / \Phi_i = (n_1 - n_2)^2 / (n_1 + n_2)^2$$

Si $n_3 = n_2$ et $\rho_1 = \rho_2$, on a :

$$\Phi_0 = \Phi_i - \Phi_{rd1} = (1 - \rho_1) \Phi_i$$

et de même :

$$\Phi_t = \Phi_d - \Phi_{rd2} = (1 - \rho_2) \Phi_d$$

Enfin, il y a atténuation dans le milieu, par diffusion et absorption, cette dernière imposant une résonance, accord énergétique des photons ($h\nu$) avec les transitions électroniques ΔE_{el} , vibrationnelles ΔE_{vib} ou rotatoires ΔE_{rot} dans le milieu. Le retour radiatif vers l'équilibre engendre une luminescence, le retour non radiatif un échauffement du milieu.

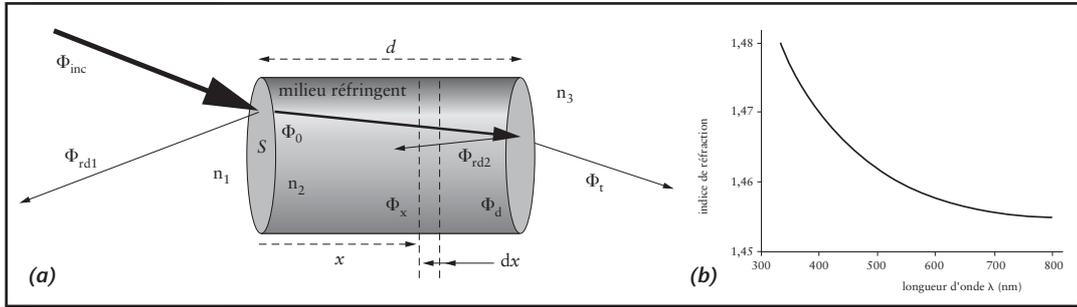


Figure 16.9 (a) Les différentes formes d'interaction d'un faisceau incident dans un milieu (partiellement) transparent. (b) Un exemple de variation de l'indice de réfraction d'un milieu (quartz optique) avec la longueur d'onde d'un rayonnement incident dans le visible.

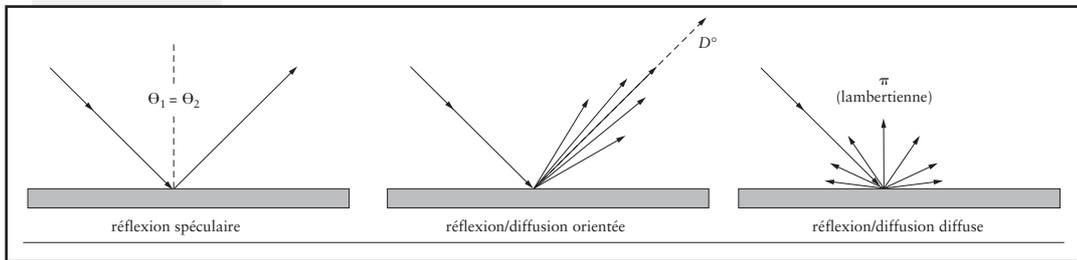


Figure 16.10 Réflexions-diffusions orientée ou diffuse des REM par une surface. Le principe est le même pour l'émission par la surface lorsqu'elle est chauffée.

L'atténuation des REM dans le milieu (n_2) engendre une extinction progressive, que l'on peut considérer en première approximation, si le milieu atténue le faisceau de façon continue, comme linéairement reliée à la profondeur d'absorption. La fraction absorbée à la profondeur x sur l'épaisseur dx est alors donnée par $d\Phi_a(x) = -K_{att} \Phi_a(x) dx$, où K_{att} est le coefficient d'atténuation linéique et se mesure en m^{-1} . On en déduit la relation d'atténuation après traversée de x :

$$\Phi_a(x) = \Phi_0 \text{ ou } \ln[\Phi_0/\Phi_a(x)] = K_{att} x$$

K_{att} exprime en fait l'atténuation globale, par diffusion et absorption. Il dépend de la longueur d'onde λ et du nombre N de molécules responsables de l'atténuation (aussi bien diffusion qu'absorption) :

$K_{att} = K_d + K_a = K_{att}(\lambda, N)$. La loi de Beer exprime que K_{att} est en principe proportionnel à la concentration molaire en molécules atténuantes ($c_m = dN/dV$, en $mol \cdot m^{-3}$) :

$$K_{att} = \sigma_{att} c_m = \sigma_{att} c/M$$

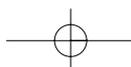
où M est la masse molaire du composé (en g), c sa concentration pondérale (en $g \cdot m^{-3}$) et σ_{att} se mesure en $m^2 \cdot mol^{-1}$; c est en fait une section efficace d'atténuation molaire.

L'ensemble se résume en ce qui sera la loi de Beer-Lambert :

$$\ln[\Phi_0/\Phi_a(x)] = \sigma_{att} c_m x$$

Les paramètres issus de la relation d'atténuation

La profondeur optique Λ est définie par $\Lambda(x, \lambda) = \sigma_a c_m x$.
 Le libre parcours moyen dans le milieu est $\ell(\lambda) = 1/K_{att}$.
 La couche de demi-atténuation est $CDA(\lambda) = \ln(2/K_{att}) = \ell(\lambda) \ln 2$.
 La transmittance du milieu est $T(x, \lambda) = \Phi_a(x)/\Phi_0 = e^{-\Lambda(x, \lambda)}$ et sa densité optique (absorbance) est définie par $D_0(x, \lambda) = A(x, \lambda) = -\log_{10}[T(x, \lambda)] = \Lambda(x, \lambda) \log_{10}(e) = 0,434 \sigma_{att} c_m x$, x étant l'épaisseur traversée.



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

L'atténuation d'un faisceau est donc directement proportionnelle au nombre de molécules atténuantes et sa quantification permet donc, au minimum, d'apprécier la concentration en particules atténuantes.

En fait les méthodes de spectroscopie optique permettent des analyses beaucoup plus fines, mais il faut distinguer dans l'atténuation différents mécanismes.

► Paragraphe 18.1.2

b) Les mécanismes d'interaction des RNI avec la matière

La composante électrique \vec{E} ($E = Bc$) étant beaucoup plus intense que la composante magnétique \vec{B} , c'est elle qui rend compte des effets de diffusion et d'absorption, tandis que \vec{B} rend compte des effets du rayonnement en RMN et en RPE. La matière sera donc vue comme un diélectrique, milieu non conducteur mais polarisable par le biais de moments dipolaires électroniques : $\vec{p} = q_e \vec{d} = \alpha \vec{E}$ (q_e est la charge d'un électron, d la distance qui sépare un couple électronique et α la polarisabilité du milieu). Le RNI modifie donc la polarisation du milieu ($\vec{P} = d\vec{p}/dV$) par laquelle est définie sa susceptibilité électrique χ_e . Pour simplifier, on considère que le milieu est homogène mais que sa susceptibilité, et donc la permittivité relative du milieu (constante diélectrique ϵ_r), ainsi que son indice de réfraction ($n \approx \epsilon_r^{1/2}$), dépendent de la fréquence du photon incident (cf. fig. 16.11b), ce qui, pour un faisceau polychromatique, est cause de dispersion.

► Paragraphe 1.5.3

À présent, nous allons étudier le rôle de l'indice de réfraction dans la dispersion, ainsi que la susceptibilité et les indices complexes.

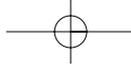
L'interaction correspond au passage d'un photon incident dans un milieu diélectrique, ce qui accentue les oscillations électroniques des atomes du milieu traversé. On utilise le *modèle de l'électron élastiquement lié* au moyen duquel les modifications de \vec{p} sont schématisées par les oscillations de l'électron influencé. L'évolution de cet électron atomique ou moléculaire est donc décrite par des équations analogues à celles d'un système de N oscillateurs harmoniques amortis (*index de friction* ou de freinage γ , homogène à une fréquence). Pour expliquer les effets d'un photon incident de fréquence $\nu = \omega_i/2\pi$, il est nécessaire d'attribuer au milieu une susceptibilité et donc un indice de réfraction complexes ($i^2 = -1$). Ainsi, pour une fréquence propre $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ du système, a-t-on :

$$\chi_e(\omega) = \chi'_e(\omega) + i\chi''_e(\omega) = \frac{e^2 N}{m_e \epsilon_0} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}$$

soit pour l'indice de réfraction

$$n'(\omega) = n(\omega) + in''(\omega) \approx \sqrt{\epsilon_r^2} = \sqrt{1 + \chi_e(\omega)}$$

Le premier terme $n(\omega)$, partie réelle de l'indice, caractérise la dispersion (réflexion et réfraction) : c'est l'indice de réfraction classique qui, dans notre étude, ne nous apporte rien. Tandis que le second terme $n''(\omega)$, partie imaginaire de l'indice, caractérise l'atténuation par absorption et diffusion. Toutes les fréquences propres correspondent alors aux transitions entre les différents états électroniques, vibrationnels et rota-



► Paragraphe 16.1.1

tionnels, et l'on pourra leur affecter un facteur de probabilité déterminant les transitions. Nous avons vu que l'atténuation à la profondeur x est donnée par $\Phi_a(x) = \Phi_0$.

Or, le flux des REM est aussi proportionnel au carré de l'amplitude de la composante électrique. Cette dernière peut s'écrire : $E = E_m e^{2\pi i v [nx/(c-t)]}$. Il apparaît dans le milieu incident d'indice réel n que Φ_0 est proportionnel à E^2 .

Pour rendre compte de l'atténuation du REM dans le milieu diélectrique, on remplace n , l'indice réel, par son équivalent complexe, $n' = n + i n$, d'où :

$$E' = E_m e^{2\pi i v [nx/(c-t)]} e^{-2\pi v n x/c}$$

et donc, dans le diélectrique d'indice n' , $\Phi_a(x)$ est proportionnel à $E'^2 = E^2 e^{-4\pi v n x/c}$.

Finalement, en identifiant, on obtient $K_{att} = 2\omega n/c$, ce qui signifie que la nature, la qualité et l'importance de l'atténuation dépendent du diélectrique et de la fréquence du photon incident.

En supposant que les électrons oscillants du modèle sont ceux d'un gaz très peu dense, c'est-à-dire où $n \approx 1$ et $n \ll 1$, on peut montrer que :

$$K_{att} = \frac{\pi e^2 N}{m_e c} \frac{\gamma}{4\pi^2 (v - v_0)^2 + (\frac{\gamma}{2})^2}$$

où γ est l'index de friction du modèle de l'électron élastiquement lié.

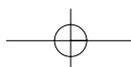
On en conclut donc que l'extinction molaire K_{att} est maximale pour $v = v_0$ (résonance), c'est-à-dire lorsque la fréquence du photon incident est égale à la fréquence propre du milieu qu'il pénètre et qu'elle est bien proportionnelle au nombre de molécules absorbantes.

À ce stade du raisonnement, deux situations se présentent.

S'il n'y a pas résonance (si v est loin de v_0), le nuage électronique de chaque atome ou molécule se met à vibrer à la même fréquence que celle du photon incident et réémet, *a priori* dans toutes les directions, des photons de même fréquence (diffusion élastique). Cette diffusion reste cependant très faible en quantité, même si c'est la diffusion Rayleigh qui explique le bleu du ciel. C'est ainsi que la couche de demi-atténuation (CDA) de la longueur d'onde verte par diffusion Rayleigh dans l'atmosphère terrestre est importante, de l'ordre de 150 km !

S'il y a résonance ($v = v_0$), le photon est absorbé (raie dans le spectre d'absorption). Les atomes simples tels que H, C, N ou O ont des résonances situées dans l'UV. Les molécules, de par leurs vibrations (très) basses fréquences au travers des liaisons interatomiques de covalence, résonnent dans l'IR. Chaque raie d'absorption est centrée sur sa fréquence propre v_0 , mais elle possède une largeur à mi-hauteur fixée par la condition $4\pi^2 (v - v_0)^2 + (\gamma/2)^2 = 2(\gamma/2)^2$, ce qui donne : $\gamma = (8\pi^2 e^2)/(3m_e c \lambda^2) = 2,22 \cdot 10^{-5}/\lambda^2$ (s⁻¹) et $\Delta\lambda = (4\pi e^2)/(3m_e c^2) = 1,22 \cdot 10^{-5}$ nm.

Cette constante est la largeur de raie naturelle, propriété inhérente théoriquement à toute raie spectrale. La durée de vie du niveau excité générant λ est alors $\Delta t = 1/\gamma = \lambda^2/(2,22 \cdot 10^{-5})$.



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

Dans la réalité, une raie est toujours bien plus large (une centaine de fois) pour de multiples raisons : effet Doppler, effet dipolaire par collisions avec des atomes neutres (effet Van der Waals), collisions avec des ions et des électrons (effet Stark), turbulences parfois, voire effet Zeeman en présence d'un champ magnétique, etc.

► Paragraphe 1.5.3

16-3-3 L'atténuation par diffusion

En envisageant la diffusion, nous considérons d'emblée que l'absorption est négligeable. On est en présence d'un milieu très peu dense, un gaz par exemple (atmosphère terrestre) ou un soluté dilué dans un solvant transparent, irradié par des RNI qui s'y propagent mais dont l'énergie est éloignée de la résonance de molécules composant le milieu.

La diffusion correspond donc à la rencontre du faisceau incident avec des particules ayant des propriétés électriques et magnétiques différentes de celles du milieu de propagation.

Seule l'atténuation par diffusion ($K_{att}=K_d$) participe alors à l'extinction du faisceau incident. Les photons diffusés apparaissent à distance par rapport à la longueur d'onde incidente et au rayon de la particule diffusante, et le plus souvent dans toutes les directions.

On distingue trois types de diffusion selon le rapport entre la longueur d'onde incidente et la taille des particules : la diffusion Rayleigh, la diffusion de Mie et la diffusion Thomson (isotrope ou non sélective). On peut exprimer l'énergie diffusée à la profondeur x par dN particules diffusantes dans l'angle solide $d\Omega$ sous l'angle de diffusion δ (cf. fig. 16.11), par :

► Paragraphe 16.3.2a

$$dE_d(x, \delta) = \sigma_d E_x dN dt [(d\Omega/4\pi) \varphi_d \cos \delta]$$

La fonction de phase normalisée selon $(\frac{1}{4}\pi) \int_{\Omega} \varphi_d(\cos \delta) d\Omega = 1$ donne la fraction d'énergie diffusée dans la direction δ . Si la diffusion est isotrope, $\varphi_d = 1, \forall \delta$.

Suite aux développements du paragraphe 16.3.2b et considérant que l'on se situe très loin de la résonance, $|v - v_0| \gg \gamma$, l'absorption est impossible, seule reste la diffusion et l'on aboutit à l'équation suivante :

$$K_d = \frac{8\pi e^4 N}{3m_e^2 c^4} \frac{1}{\left(\frac{v_0^2}{v} - 1\right)^2}$$

à partir de laquelle se présentent deux cas extrêmes de diffusions élastiques qui conservent la longueur d'onde. Ce sont des cas limites d'absorption lorsque l'ionisation est impossible et la fréquence du photon très éloignée de la résonance.

a) La diffusion Thomson (non sélective ou isotrope)

Dans ce type de diffusion élastique, le nuage électronique est très faiblement lié au noyau de l'atome diffusant. Ainsi $v_0 \ll v$, voire même v_0 tend vers zéro, et donc :

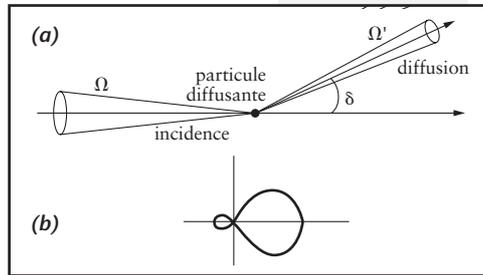


Figure 16.11 (a) Représentation schématique de la diffusion : un faisceau incident sous l'angle solide $d\Omega$ est diffusé par une particule diffusante dans la direction δ sous l'angle $d\Omega'$. (b) Un exemple d'indicatrice de la fonction de phase normalisée qui met en évidence la polarisation du faisceau diffusé.



$$K_{\text{Thomson}} = \frac{8\pi e^4 N}{3m_e^2 c^4} = 0,6655 \cdot 10^{-24} N = \sigma_{\text{Thomson}} N$$

La section efficace de la diffusion Thomson est donc très faible. Cette diffusion est indépendante de la fréquence et isotrope, d'autant plus que le rayon des particules diffusantes est petit par rapport à la longueur d'onde incidente (*cf.* fig. 16.12).

b) La diffusion Rayleigh (anciennement effet Tyndall)

Au contraire, ce type de diffusion se produit lorsque le nuage électronique est fortement lié au noyau de l'atome diffusant. Ainsi $v_0 \gg v$, ce qui conduit à :

$$K_{\text{Rayleigh}} = \frac{8\pi e^4 N \lambda_0^4}{3m_e^2 c^4 \lambda^4} = \frac{32\pi^2 (n-1)^2}{3 N \lambda^4} = \sigma_{\text{Rayleigh}} N$$

Dans le cadre d'applications, l'analyse de la diffusion Rayleigh permet donc d'estimer le nombre N de molécules diffusantes.

Nous pouvons étudier à présent quelques propriétés de la diffusion Rayleigh (*cf.* fig. 16.12).

La réémission par diffusion Rayleigh est incohérente et en retard de phase de $\frac{\pi}{2}$ en moyenne par rapport à la phase de l'onde incidente. Elle est polarisée et affecte bien davantage les courtes longueurs d'onde que les grandes. Elle est essentiellement due aux molécules de gaz comme N_2 et O_2 et c'est donc elle qui, dans l'atmosphère éclairée par le Soleil, engendre le bleu du ciel.

La section efficace de la diffusion Rayleigh est également infime (10^{-27}) : son intensité, déjà très faible dans les courtes longueurs d'onde, est donc quasi inexistante dans l'infrarouge et au-delà. Elle nécessite en outre un environnement très propre (particules microscopiques) et un **minimum de réflexions**.

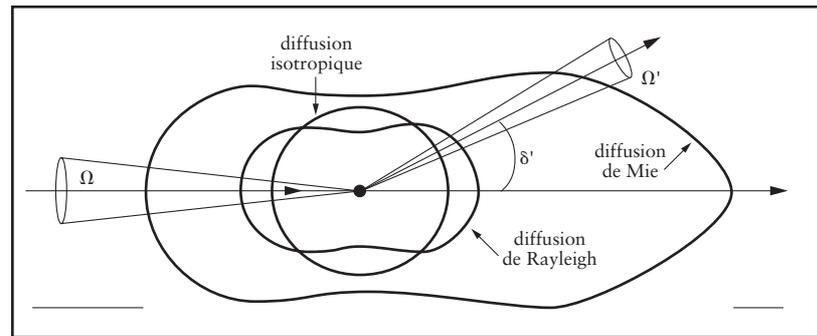
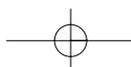


Figure 16.12 Représentation schématique de la fonction spatiale de diffusion pour les diffusions Thomson, Rayleigh et de Mie. (D'après Maul, 1985.)

Au cours de la diffusion Rayleigh, le diamètre des particules diffusantes est bien inférieur à la longueur d'onde du faisceau incident. Tant que ce diamètre reste inférieur à $\lambda/10$, le milieu diffusant est dit opalescent. Considérons N particules dispersées dans une unité de volume



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

de milieu diffusant d'indice n_0 , particules de taille inférieure à 50 nm, de volume V et d'indice n_p . Le flux diffusé est de la forme :

$$\Phi = \Phi_0 n_0^4 \left(\frac{n_p^2 - n_0^2}{n_p^2 + n_0^2} \right)^4 24\pi^3 N V^2 \frac{1}{\lambda^4}$$

c) La diffusion de Mie

Il s'agit d'un cas particulier de la diffusion Rayleigh lorsque le diamètre des particules diffusantes augmente par rapport à la longueur d'onde incidente. Lorsque ce diamètre atteint λ , des interférences détruisent le diffusé sur les plus courtes longueurs d'onde dont les tonalités finissent par blanchir. C'est ainsi que s'expliquent la plupart des couleurs blanches observées dans la nature. K_d dépend toujours de λ^{-n} , mais $1 < n < 4$: c'est la diffusion de Mie. Le cas se rencontre avec les aérosols, où prédomine une diffusion proportionnelle à λ^{-1} , beaucoup moins sélective que la diffusion Rayleigh : la diffusion de Mie affecte de façon équivalente toutes les longueurs d'onde.

Lorsque le diamètre des particules diffusantes augmente encore et dépasse (très) largement la longueur d'onde incidente, c'est l'ensemble du diffusé, sur toutes les longueurs d'onde, qui est détruit par interférences et l'ensemble de la diffusion est perçu en blanc. Ainsi, sur les gouttelettes d'eau et les cristaux de glace, dont les dimensions vont de quelques microns à quelques centaines de microns, ou sur les poussières, la diffusion est-elle très importante pour toutes les longueurs d'onde, du visible aux infrarouges. C'est pourquoi les nuages apparaissent blanc. L'approche de Lord Rayleigh ne s'applique plus mais celle de Gustav Mie fournit une solution exacte. Si λ est la longueur d'onde du rayonnement incident et d le diamètre de la sphère circonscrite à la particule diffusante, on observe que la diffusion varie en fonction de l'indice de réfraction des particules et du paramètre de Mie :

$$K_d = f(n, \eta) \text{ avec } \eta = \frac{\pi d}{\lambda}$$

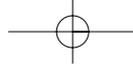
La section efficace de la diffusion de Mie est de l'ordre de 10^{-15} .

16-3-4 L'absorption des photons dans la matière

Un corps irradié de RNI peut en absorber une fraction, essentiellement par photoexcitation, dans la mesure où les photo-ionisations sont impossibles (sauf potentiellement avec les UV les plus énergétiques). L'énergie absorbée peut être, après réorganisation interne, réémise sous forme de luminescence (spectre de raies où $\lambda_{\text{réé}} \leq \lambda_a$) ou conservée pour augmenter la température interne du corps, qui devient alors source secondaire d'émission infrarouge.

a) L'absorption globale et la loi de Beer-Lambert

Jusqu'ici, nous avons envisagé l'atténuation d'un REM qui dépend des caractéristiques du milieu, considérée en première approximation comme linéairement liée à la profondeur d'absorption. Si la diffusion



► Paragraphe 18.2

► Paragraphe 16.3.2b

dans le milieu absorbant peut être négligée, l'atténuation du faisceau n'est plus due qu'à l'absorption et l'on écrira (cf. fig. 16.9a) :

$$\Phi_a(x) = \Phi_0 e^{-K_a x}$$

On retrouve les notions de coefficient d'absorption linéique $K_a(\lambda)$, de coefficient d'absorption chromatique $\alpha_\lambda = \Phi_a / \Phi_0$, de coefficient de transmission chromatique $\tau_\lambda = 1 - \alpha_\lambda = \Phi_t / \Phi_0$ (le flux non absorbé étant Φ_t), la section efficace d'absorption molaire $\sigma_a = K_a / c_m$, où c_m est la concentration molaire en $\text{mol} \cdot \text{m}^{-3}$, mais elle est plus connue sous le terme de coefficient d'extinction molaire ϵ lorsqu'elle est exprimée en $\text{L} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, et l'absorbance $A = \log_{10}(\Phi_0 / \Phi_t) = \epsilon c_m x$, où x est l'épaisseur traversée.

b) Les mécanismes d'absorption

Dans un premier temps, étudions le rôle de l'indice de réfraction complexe dans l'absorption et l'effet de résonance. Comme nous l'avons vu, le coefficient d'atténuation, ici d'absorption, dépend directement de la fréquence du photon incident ($\omega = 2\pi\nu$) : $K_a = 2\omega n/c$.

Si l'on applique le modèle des électrons oscillants à un gaz très peu dense, c'est-à-dire où $n \approx 1$ et $n \ll 1$, et en se plaçant près de la résonance, on peut montrer que :

$$K_a = \sigma_a c_m \approx \frac{\pi e^2 N}{m_e c} \frac{\gamma}{4\pi^2 (\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}$$

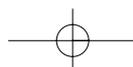
K_a est maximal lorsque le dénominateur de l'équation ci-dessus est minimal, soit pour $\nu = \nu_0$. Ainsi chaque transition est-elle non seulement caractérisée par sa longueur d'onde λ (résonance), mais aussi par $\sigma_{a,\lambda}$, son coefficient d'absorption molaire à cette longueur d'onde.

L'absorption est maximale à la résonance, c'est-à-dire lorsque la fréquence du photon incident est égale à la fréquence propre du milieu qu'il pénètre et elle est proportionnelle au nombre de molécules absorbantes.

Nous pouvons voir à présent les liens qu'il existe entre les niveaux énergétiques des interactions, les résonances d'absorption et les règles de sélection. Rappelons que seuls les UV les plus énergétiques peuvent ioniser ou dissocier les molécules. Les UV proches et le visible, entre 200 et 700 nm, ne provoquent que de simples transitions électroniques impliquant les électrons des couches superficielles, peu liés, qualifiés d'optiques, par opposition aux électrons des couches plus profondes qui ne sont excitable que par des REM (beaucoup) plus énergétiques, X ou γ . Les transitions entre niveaux électroniques sont donc à l'origine de l'absorption dans le visible et l'ultraviolet, et la résonance s'écrit :

$$\nu_0 = \frac{E_{n'} - E_n}{h}, \forall n' > n$$

Le proche infrarouge, entre 750 et 2 500 nm, provoque des transitions de vibrations moléculaires qui accroissent l'énergie de vibration des atomes les uns par rapport aux autres autour de leur position d'équilibre.



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

L'IR lointain, entre 2,5 et 25 μm, accentue les rotations moléculaires autour des centres de masse et accroît l'énergie de rotation des molécules. Notons ici que O₂ et N₂ ne possèdent pas de moment dipolaire oscillant responsable de l'absorption dans l'infrarouge, à l'inverse de CO₂ et H₂O (bandes respectivement à 2,5 et 6,5 μm).

Les micro-ondes, entre 25 μm et 1 mm (0,1 à 100 GHz) accentuent les vibrations moléculaires par leur composante électrique et interagissent avec les spins électroniques (RPE) par leur composante magnétique.

La matière est transparente aux ondes radio (RF) au-dessus de λ=1 mm (de 100 Hz à 100 MHz), mais, par sa composante magnétique, la RF interagit avec les spins nucléaires (RMN).

Enfin, les variations de l'énergie translationnelle des molécules s'effectuent de façon continue, sans résonance.

Nature de l'énergie moléculaire	Ordre de grandeur (en J·mol ⁻¹)	Domaine
électronique	de 10 ⁸ à 10 ⁹	UV et visible, de 200 à 700 nm
vibrationnelle	de 10 ³ à 4 · 10 ⁴	IR, de 800 nm à 25 μm
rotationnelle	10 ⁴	micro-ondes
de spin électronique	10 ⁻³	RF dans les GHz
de spin nucléaire	10 ⁻³	RF dans les MHz
translationnelle	continue	—

Tableau 16.9
Ordres de grandeur des énergies en jeu au cours des interactions des RNI avec la matière.

Les niveaux d'énergie en jeu dans les transitions électroniques sont environ 1 000 fois plus importants que pour les micro-ondes (rotations) et 25 fois plus que pour l'IR (vibrations et rotations).

Par ailleurs, l'effet photoélectrique correspond à une éjection de l'électron périphérique, donc à l'ionisation de l'atome ou de la molécule irradiés. Seuls les UV lointains possèdent potentiellement assez d'énergie pour surpasser leurs potentiels d'ionisation et les ioniser, voire dissocier leur structure.

L'ionisation est d'autant plus facile qu'un atome est déjà excité. Si N électrons sont ionisés entre les états E_n et E_n peuplés respectivement de N_n et N_n électrons, la formule de Saha donne la répartition des atomes et ions d'un élément donné entre les différents états d'ionisation successifs :

$$\frac{N_n N_e}{N_n} = \frac{U_n}{U_n} 2 \left(\frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\Delta E/kT}$$

La dissociation moléculaire se caractérise par un spectre continu au-dessus de l'énergie seuil nécessaire à l'ionisation. L'excédent d'énergie du photon est en effet transformé en énergie cinétique de l'un des produits et les recombinaisons électroniques ou par réactions chimiques libèrent de l'énergie visible ou calorifique.

► Chapitre 15

c) L'absorption et les niveaux d'énergie dans un atome

À l'intérieur d'un atome, les seules différences d'énergie accessibles aux photons sont celles, quantifiées, existant entre les différents

niveaux électroniques. Il ne peut y avoir absorption que pour les transitions de résonance, comme on peut le voir sur la figure 16.13a pour les raies caractéristiques des différentes séries de l'atome d'hydrogène, dont la *série de Balmer* ($n = 3$ vers 2) avec les raies, H_{α} , H_{β} , etc. Comme on peut le constater, les raies en absorption sont parfaitement superposables aux raies d'émission correspondantes. Ainsi, tout photon de fréquence f pourra être absorbé si son énergie dépasse celle de l'écart énergétique entre les niveaux de la transition :

$$h\nu \geq \Delta E = E_{n'} - E_n$$

La résonance s'écrit :

$$\nu_0 = \frac{E_{n'} - E_n}{h}, \forall n' > n$$

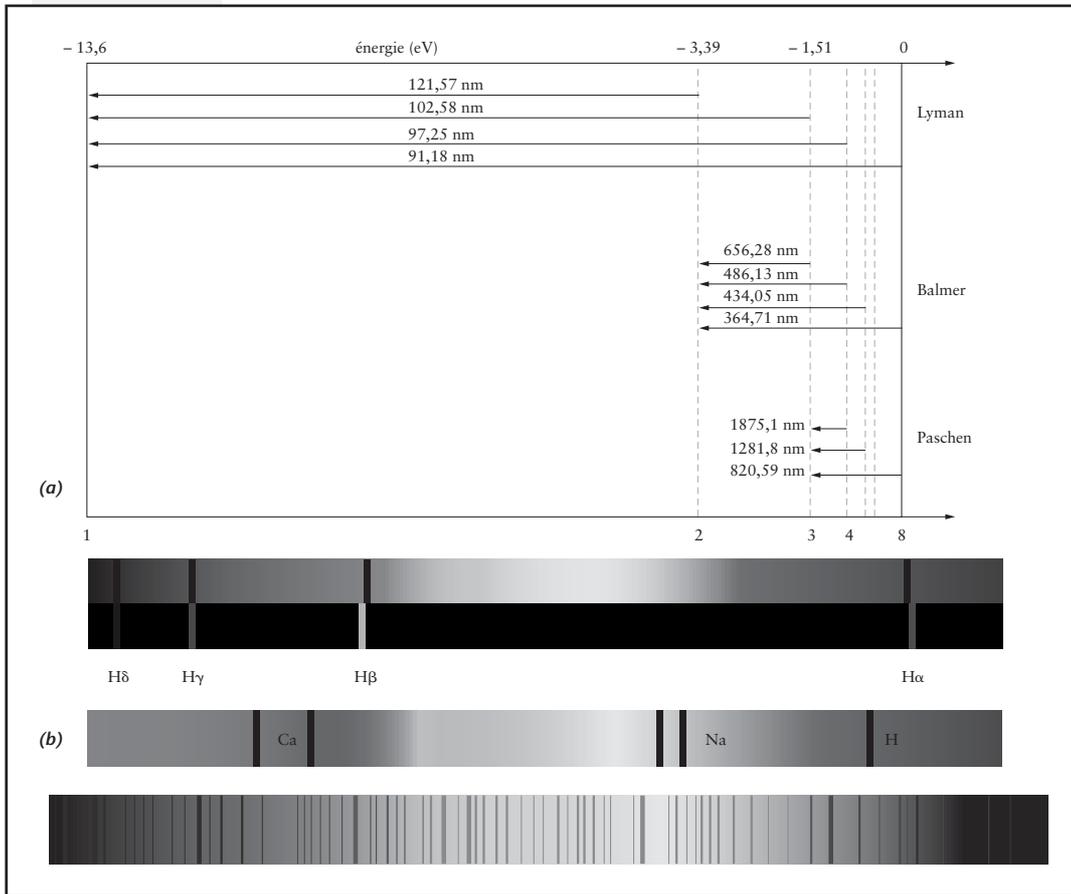


Figure 16.13 (a) Séries spectrales de l'hydrogène et les raies de Balmer, qui se correspondent en absorption (spectre du haut) et en émission (spectre du bas). (b) Raies d'absorption caractéristiques de l'hydrogène, du sodium et du calcium (en haut) et multiples raies d'absorption dans le spectre solaire (en bas). (Cette figure est plus lisible dans les pages en couleur regroupées au centre de l'ouvrage.)

Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

Ces transitions ne concernent en outre que les électrons les moins liés de l'atome, ceux de valence, dits électrons optiques, à savoir les électrons célibataires pour l'hydrogène et les alcalins et les doublets électroniques pour les alcalinoterreux. Le spectre atomique se situe dans le visible ou le proche ultraviolet.

C'est pourquoi l'absorption des RNI par des atomes isolés fournit un *spectre d'absorption atomique* discontinu mais relativement simple. On y trouve des raies sombres sur un fond continu coloré, dont certaines sont caractéristiques de l'hydrogène, du sodium ou du calcium. Le spectre peut être beaucoup plus complexe comme dans le cas du Soleil dans le visible (*cf.* fig. 16.13*b*) et révéler ainsi la composition des couches périphériques de la photosphère.

Les niveaux d'énergie moléculaires, le diagramme de Perrin-Jablonski et la résonances possibles sont traités dans le chapitre 18.

e) Les conséquences de l'absorption

Dans le cadre de l'absorption atmosphérique du rayonnement solaire, les gaz atmosphériques sont responsables de l'absorption sélective de certaines longueurs d'onde. Ainsi tout le rayonnement UV de $\lambda < 0,3 \mu\text{m}$ est-il absorbé par l'ozone, ce qui permet la vie sur Terre. Les rayonnements visibles et le proche IR sont peu absorbés par l'eau sous forme de vapeur, mais ils sont en grande partie arrêtés par les gouttelettes des nuages et de la brume. Il existe deux fenêtres principales dans lesquelles l'IR est très peu absorbé, mais certaines longueurs d'onde dans l'IR moyen et thermique sont très fortement absorbées par la

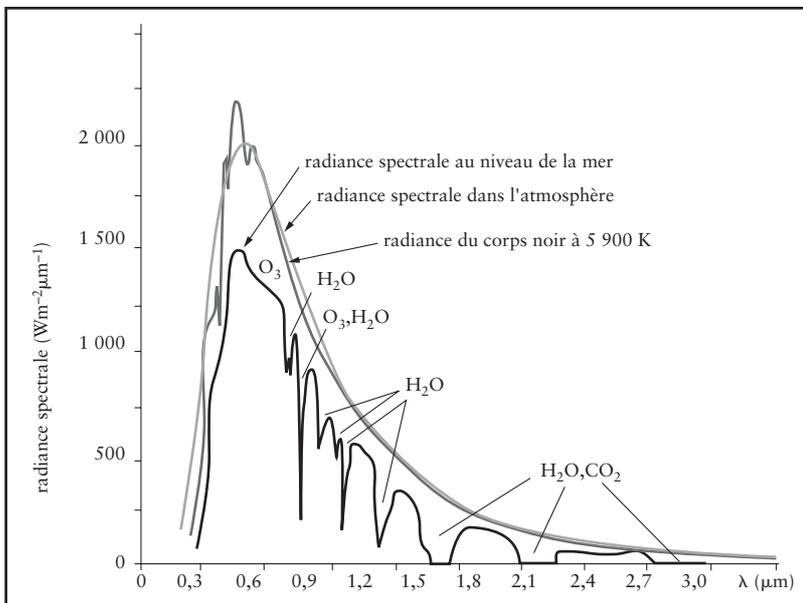


Figure 16.14
Spectre d'absorption
atmosphérique
du rayonnement solaire.
(D'après Valley, 1965.)

vapeur d'eau et le CO₂ par exemple. Les vibrations de la molécule d'eau déterminent en effet trois modes fondamentaux auxquels vont correspondre des pics d'absorption dans l'IR (2,903 μm, 3,106 μm et 6,08 μm) et, de façon générale, l'eau absorbe bien les rayonnements de longueurs d'onde supérieures à 900 nm. Enfin, la transmission est excellente dans les hyperfréquences (micro-ondes) à partir de 5 cm. C'est la raison pour laquelle les radars « voient » à travers les nuages.

Dans le cadre des spectres atomiques et moléculaires, l'absorption fournit des spectres de raies (d'absorption) caractéristiques du milieu absorbant.

Le spectre d'absorption atomique est relativement simple. Seules les résonances électroniques dites atomiques sont impliquées et l'on obtient un nombre déterminé de raies caractéristiques de toutes les séries de transitions électroniques permises par la structure atomique, par exemple les séries de Lyman ou de Balmer, dans l'hydrogène (cf. fig. 16.13).

Le spectre d'absorption moléculaire est aussi un spectre de raies, cependant beaucoup plus complexe qu'un spectre d'absorption atomique. Il peut occuper toute la gamme des fréquences entre l'UV et les micro-ondes. En effet, la variation possible d'énergie totale dans une molécule correspond à la somme des résonances possibles, depuis les variations électroniques moléculaires, généralement plus faibles que les variations atomiques, jusqu'aux variations translationnelles, via les variations vibrationnelles et rotationnelles :

$$\Delta E = \Delta E_{el} + \Delta E_{vib} + \Delta E_{rot}$$

Les spectres d'absorption dans le visible sont obtenus au moyen de lampes à filaments de tungstène et d'éléments optiques en verre. Dans l'ultraviolet, les lampes sont à décharge, sous moyenne pression d'hydrogène ou de deutérium, et les éléments optiques en quartz (SiO₂). Le domaine concerné s'étend de 800 à 80 nm, recouvrant le visible de 800 nm (rouge) à 400 nm (bleu), l'UV proche de 400 à 200 nm et l'UV lointain de 200 à 80 nm. L'absorption dans cette gamme de REM correspond aux transitions électroniques. Les transitions électroniques atomiques sont plus énergétiques que pour les molécules. Cependant, dans les molécules biologiques, très stables car formées par la réunion d'atomes légers (C, H, O et N), les niveaux excités sont relativement éloignés du fondamental. La transition d'un électron d'une onde moyenne (OM) liante vers une OM antiliante réclame donc beaucoup d'énergie. Elle est donc également intense et située dans le lointain UV, vers 130 nm. Les spectre d'absorption dans l'IR sont étendus entre 2 et 50 μm (on parle plutôt en nombres d'onde ou termes spectraux, soit de 5 000 à 200 cm⁻¹).

Les transitions électroniques atomiques sont plus énergétiques que pour les molécules. Cependant, dans les molécules biologiques, très stables car formées par la réunion d'atomes légers (C, H, O et N), les niveaux excités sont relativement éloignés du fondamental. La transition d'un électron d'une onde moyenne (OM) liante vers une OM antiliante réclame donc beaucoup d'énergie. Elle est donc également intense et située dans le lointain UV, vers 130 nm. Les spectre d'absorption dans l'IR sont étendus entre 2 et 50 μm (on parle plutôt en nombres d'onde ou termes spectraux, soit de 5 000 à 200 cm⁻¹).

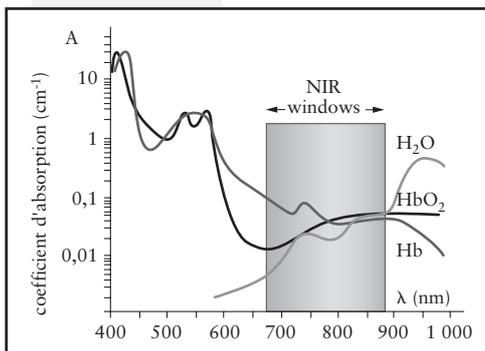


Figure 16.15 Profondeur de pénétration des rayonnements visibles et IR dans des tissus biologiques.

Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

peuvent être distinguées : de 4000 à 2000 cm⁻¹ (*stretching*), de 2000 à 1500 cm⁻¹ (*bending*) et de 1500 à 600 cm⁻¹ (zone d’empreintes).

► Chapitre 18

Au cours de la pénétration dans les tissus, les IR et les UV n’ont une action que de surface, tandis que les RF et micro-ondes ont une action volumique, la pénétration tissulaire augmentant avec la longueur d’onde du rayonnement.

Nature du rayonnement	Profondeur de pénétration	Origine de l’échauffement
UV : de 0,2 à 0,4 μm	faible (ordre de λ)	action photochimique
IR : de 0,76 à 4 μm	quelques μm à quelques centaines de μm	agitation électronique
HF : de 10 à 30 MHz	grande (10 à 50 cm)	conduction ionique
μ-O : de 915 MHz à 2450 MHz	faible ou moyenne (5 à 10 cm)	vibrations dipolaires dues à E

Tableau 16.10 Profondeurs de pénétration des RNI dans des matériaux non biologiques. HF : hautes fréquences; μ-O : micro-ondes.

Dans le domaine des radiofréquences, les effets thermiques dépendent de la fréquence.

► Chapitre 27

16.3.4 Après l’absorption des photons par la matière

Après l’absorption, suit une cascade des désexcitations (pertes d’énergie) qui peut prendre plusieurs voies :

— la plus banale est de nature thermique (désexcitations non radiatives), le plus souvent c’est au cours de collisions inélastiques que l’atome ou la molécule perdent une partie de leur énergie d’excitation sous forme de chaleur cédée au milieu;

— la plus rapide correspond à des conversions internes (non radiatives), relaxations vibrationnelles le plus souvent, au cours desquelles les spins électroniques demeurent antiparallèles et redescendent, par des états vibrationnels de moins en moins énergétiques, le niveau fondamental;

— la *luminescence* est une désexcitation photonique (visible ou visible proche) non thermique, parfois appelée lumière froide. On distingue la *fluorescence*, précoce, et la *phosphorescence* qui est une luminescence retardée. La luminescence est beaucoup plus probable dans les gaz que dans les liquides et les solides. En effet, dans ces derniers les

Forme de luminescence	Source d’excitation	Domaine d’existence, applications
cathodoluminescence	électrons	écrans cathodiques
électroluminescence	champ électrique	LED
triboluminescence	pression mécanique	certaines planctons
photoluminescence	photons (UV)	fluorescence, écrans plasma
thermoluminescence	chaleur, IR	révélation de dosimètres
chimiluminescence	réactions chimiques	dosages (NO2 par exemple)
bioluminescence	réactions biochimiques	animaux, lucioles, verts luisants

Tableau 16.11 Les différentes formes de désactivation par luminescence.

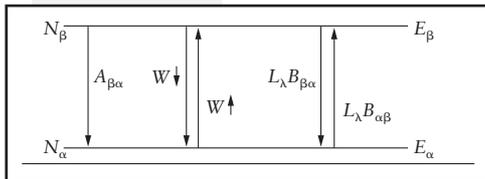


Figure 16.16 Densités de probabilité de transition entre deux niveaux électroniques. A indique une désactivation spontanée, W les conversions non radiatives et B les transitions stimulées par un photon incident de densité chromatique d'énergie u_λ .

frictions et les collisions sont plus importantes et les pertes d'énergie sont plutôt de nature thermique (désexcitations non radiatives).

Le terme « luminescence » est en fait un générique qui regroupe plusieurs formes de désexcitation atomique et moléculaire (cf. tableau 16.11).

L'étude ne serait pas complète si nous n'abandonnions pas les probabilités de désactivations par transitions électroniques. La figure 16.16 résume les différentes possibilités de transferts d'énergie entre deux niveaux électroniques dans un atome ou une molécule.

La densité de probabilité d'émission spontanée de fluorescence est notée $A_{\beta\alpha}$, la probabilité correspondante étant donnée par $N_\beta A_{\beta\alpha}$. Elle est indépendante de la température.

Les densités de probabilité de conversions non radiatives, thermodépendantes, sont notées W.

Elles sont responsables de l'équilibre des populations à la température ambiante en dehors de toute irradiation et rendent compte, par exemple, des phénomènes de relaxation en RMN, ou de conversions internes entre niveaux vibrationnels. Elles n'interviennent pas dans les transitions électroniques, nous ne les considérerons pas ici.

Les densités de probabilité de transition induite (stimulée) par un REM de luminance chromatique L_λ sont notées B. La fréquence ν est donnée par la relation d'Einstein de résonance :

$$\Delta E = E_\beta - E_\alpha = h\nu$$

Elles sont indépendantes de la température. $B_{\alpha\beta}$ code pour l'absorption du photon incident, tandis que $B_{\beta\alpha}$ code pour l'émission stimulée d'un photon de fluorescence.

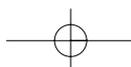
► Chapitre 27 [www](#)

Les transitions stimulées

L'émission stimulée est négligeable aux hautes fréquences (UV, visible) par rapport à l'émission spontanée (fluorescence). L'émission spontanée, correspondant à une émission désordonnée de photons, est incohérente et non polarisée.

L'émission stimulée domine aux basses fréquences (IR, radio) par rapport à l'émission spontanée. Tous les photons émis ont l'énergie du photon stimulant et une phase identique : l'émission est fortement cohérente et directionnelle (lasers, masers).

Signalons qu'à densité photonique élevée (lasers), deux photons de même énergie peuvent être absorbés en même temps et engendrer une transition résonante sur le double de leur énergie individuelle (par exemple, deux photons rouges de 640 nm équivalant à un photon UV de 320 nm peuvent engendrer une fluorescence secondaire bleue ou verte). On peut même observer des transitions résonantes triphotoniques avec seulement 10 fois plus de photons qu'en biphotonique, comme avec le laser IR à 1 050 nm capable d'exciter dans l'UV à 350 nm ou le visible à 525 nm... Ce principe est très exigeant en termes de cohérence spatiotemporelle, imposant aux photons d'arriver plus vite que la durée de vie de l'état virtuel intermédiaire qui est de l'ordre de 10^{-17} s!



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

Les aspects moléculaires et les applications spectroscopiques sont détaillés dans le chapitre 18.

16.3.5 La résonance magnétique nucléaire (RMN)

La RMN utilise la composante magnétique de certains REM en permettant de sonder la matière à travers les spins de certains de ses noyaux.

Une expérience de RMN n'est réalisable que si trois conditions sont remplies :

- il faut des noyaux atomiques sensibles, « doués de spin » ;
- il faut qu'une aimantation nucléaire macroscopique soit induite et que certains niveaux énergétiques cachés (effet Zeeman nucléaire) soient révélés par application d'un (fort) champ magnétique statique ;
- enfin, il faut que le système ainsi constitué par des radiofréquences (entre 1 et 800 MHz actuellement) soit excité, le choix du noyau observable s'effectuant par celui de la fréquence (de résonance) des ondes RF utilisées.

Il existe cependant d'infimes variations de la fréquence de résonance pour un même noyau atomique selon son environnement moléculaire. L'analyse de sa réponse (spectre de RMN) fournit alors non seulement la structure du groupement chimique dans lequel il est impliqué, mais également la conformation spatiale et la dynamique de cette structure. Si, en outre, un codage spatial est appliqué de façon appropriée, on obtiendra des images des différentes structures portant ces noyaux (IRM).

a) Cas général du magnétisme de la matière

La matière est formée de particules, les fermions (électrons, protons et neutrons), doués, chacun à leur niveau, de magnétisme sous différentes formes.

Le spin d'une particule a été originellement postulé théoriquement pour l'électron, afin d'expliquer l'existence des doublets séries dans les spectres atomiques des alcalins (sodium dans le jaune par exemple). On a plus tard généralisé la notion à toute particule élémentaire et donc aux noyaux atomiques.

Le spin est d'abord une propriété intrinsèque, quantique, de toute particule isolée. On peut approcher cette propriété en considérant que la particule tourne sur elle-même, bien que la réalité physique soit différente. Le spin est en fait défini par le nombre quantique de spin s qui vaut $\frac{1}{2}$ pour les fermions et est entier pour les bosons ($s=0$ pour le photon). Il quantifie le module du moment cinétique intrinsèque (de spin) \vec{S} de la particule suivant :

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{s(s+1)} \text{ avec } \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

La direction du vecteur \vec{S} est *a priori* quelconque, puisque seul le module est quantifié.

La charge de la particule permet, par le biais du rapport gyromagnétique γ , d'associer un vecteur moment magnétique intrinsèque (de

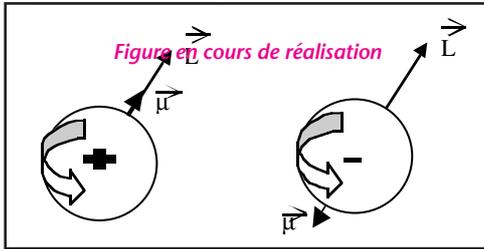


Figure 16.17 Le spin d'une particule et ses moments de spin.

spin) $\vec{\mu}$ au vecteur \vec{S} , par la relation connue : $\vec{\mu} = \gamma \vec{S}$.

Pour une particule chargée positivement, \vec{S} et $\vec{\mu}$ sont de même sens (cas du proton), mais de sens opposé si elle est chargée négativement (cas de l'électron). En mécanique quantique, s quantifie le module de $\vec{\mu}$ comme celui de \vec{S} , selon l'expression :

$$|\vec{\mu}| = \gamma \hbar \sqrt{s(s+1)}$$

Par abus de langage, on confond souvent, dans le même terme « spin », le nombre quantique s et les moments \vec{S} ou $\vec{\mu}$.

b) Le magnétisme et le spin de l'électron

L'origine du magnétisme de l'électron est double. Son moment magnétique est intrinsèque ($\vec{\mu}_s$), comme tout fermion, et orbital ($\vec{\mu}_L$). Soit m_e la masse de l'électron, e sa charge, r le rayon de l'orbite, supposée circulaire, et v sa vitesse linéaire.

Le spin orbital, dû à ce que l'électron parcourt la circonférence de son orbite, d'aire $A_0 = \pi r^2$, avec une fréquence f et une période T . Il équivaut donc à un courant de spire d'intensité $i = -e/T$. Sa vitesse angulaire, ou pulsation, est donnée par $\omega = d\theta/dt = v/r = 2\pi f = 2\pi/T$, sa quantité de mouvement est donnée par $\vec{p}_e = m_e \vec{v}$ et le moment cinétique électronique orbital, orthogonal à \vec{r} et \vec{p}_e , par :

$$\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}_e = r m_e v \sin(\vec{r}, \vec{v}) \vec{n} = m_e r^2 \omega \vec{n}$$

qui sera quantifié par le nombre quantique secondaire ℓ tel que $|\vec{L}| = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}$.

Le courant électronique orbital induit un moment magnétique (dipolaire) orbital électronique colinéaire à \vec{L} : $\vec{\mu}_L = i A_0 \vec{n} = \frac{-e}{T} \pi r^2 \vec{n}$.

Or, $\frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$ et $\omega r^2 = \frac{L}{m_e}$, d'où :

$$\vec{\mu}_L = -\frac{e}{2m_e} \vec{L} = \gamma_L \vec{L}$$

où $\gamma_L = -\frac{e}{2m_e}$ est le rapport gyromagnétique orbital de l'électron. Compte tenu du signe de la charge de l'électron, γ est négatif, de plus $\vec{\mu}_L$ et \vec{L} sont de sens opposé.

L'énergie potentielle d'interaction de $\vec{\mu}_L$ avec un champ magnétique statique \vec{B}_0 est quantifiée par la mécanique quantique selon : $E_B = \mu_{z,L} B_0$, où $\mu_{z,L} = \gamma_L \hbar m$ représente le module de la projection de $\vec{\mu}_L$ sur \vec{B}_0 . Le nombre quantique magnétique m vaut $\pm \frac{1}{2}$ pour l'électron et les autres fermions (proton et neutron). La grandeur $\mu_B = \gamma_L \hbar$ est le magnéton de Bohr et vaut $0,93 \cdot 10^{-23} \text{ A} \cdot \text{m}^2$. C'est l'unité quantique d'aimantation électronique. Ainsi :

$$\mu_L = \frac{1}{2} \mu_B$$

γ_L est responsable d'un mouvement de précession de $\vec{\mu}_L$ dans un champ magnétique \vec{B}_0 à une fréquence de 14 GHz/T, ce qui donne l'ordre de grandeur des fréquences utilisées en résonance paramagnétique électronique (RPE).

Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

En plus de ce spin orbital, l'électron possède un *spin intrinsèque* et donc des moments intrinsèques de spin : l'un cinétique (\vec{S}), l'autre magnétique ($\vec{\mu}_s$), tous deux sont confondus sous le terme unique de spin. On écrira, par analogie avec les propriétés orbitales et en ajoutant une constante de proportionnalité g_s : $\vec{\mu}_s = \gamma_s \vec{S} = (g_s \gamma_L) \vec{S}$.

La constante expérimentale g_s vaut 2,0023. Elle est appelée *facteur de Landé* de spin électronique et relie les rapports gyromagnétiques orbital et de spin : $\gamma_s = g_s \gamma_L$.

D'où la composante de $\vec{\mu}_s$ dans la direction de \vec{B} : $\mu_{z,s} = \frac{g_s}{2} \mu_B \approx \mu_B$.

Les moments cinétiques orbital et intrinsèque s'ajoutent vectoriellement et leur résultante \vec{J} , ou moment cinétique électronique global, sera quantifiée par un (ensemble de) nombre(s) quantique(s) $j = l \pm s$ tel(s) que :

$$|\vec{J}| = |\vec{L} + \vec{S}| = \hbar \sqrt{j(j+1)}$$

Il en résulte un moment magnétique électronique global $\vec{\mu}_e$ lui aussi quantifié par j :

$$\vec{\mu}_e = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_s = -\frac{e}{2m_e} (\vec{L} + g_e \vec{S}) \gamma_e \vec{J}$$

La même analogie permet d'écrire :

$$\vec{\mu}_e = \gamma_e \vec{J} = (g_e \gamma_L) \gamma_e \vec{J}$$

On peut montrer que la constante g_e vaut :

$$g_e = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) + \ell(\ell+1)}{2j(j+1)}$$

Elle est appelée *facteur de Landé électronique* et relie les rapports gyromagnétiques orbital et global : $\gamma_e = g_e \gamma_L$. [Peut-on donner sa valeur comme pour le proton ?]

c) Le spin nucléaire

Le spin nucléaire est la condition nécessaire à la RMN, il définit les noyaux utilisables en RMN.

Les protons et neutrons formant les noyaux sont aussi des fermions qui possèdent donc un spin intrinsèque de $\frac{1}{2}$ et ses moments correspondants, notés \vec{I} pour le moment cinétique et $\vec{\mu}$ pour le moment magnétique. Si l'on considère ces nucléons dans le cadre du modèle nucléaire en couche, on comprendra qu'ils possèdent en outre, comme l'électron, des moments orbitaux qui se combinent avec des moments intrinsèques pour donner des moments résultants globaux. En raison du rapport des masses, le magnétisme nucléaire est beaucoup plus faible que le magnétisme électronique. Une simple analogie avec l'électron permet de définir le magnéton nucléaire μ_N comme le pendant du magnéton de Bohr μ_B en remplaçant la masse de l'électron m_e par celle, m_p , du noyau le plus simple, le proton, d'où :

$$\vec{\mu}_B = \frac{e}{2m_e} \hbar \Rightarrow \vec{\mu}_N = \frac{e}{2m_p} \hbar = \vec{\mu}_B \frac{m_e}{m_p} \Rightarrow \vec{\mu}_B = 1836 \mu_N$$

Ceci permet de définir γ_N : $\gamma_N = \frac{e}{2m_e}$

Le proton (noyau ^1H) étant une particule chargée, il possède un moment magnétique de spin $\vec{\mu}_p$ associé à son moment cinétique intrin-

▶ Paragraphe 19.1 et chapitre 24



sèque \vec{I} par la relation $\vec{\mu}_p = \gamma_p \vec{I}$. Comme pour l'électron, le rapport gyromagnétique du proton dépend de sa charge, de sa masse et d'un facteur de Landé particulier :

$$\vec{\mu}_p = g_p \frac{e}{2m_p} \vec{I}$$

Le facteur de Landé du proton g_p vaut environ 5,58.

Le rapport gyromagnétique du proton, $\gamma_p = g_p \gamma_L m_e/m_p$, rend compte d'une précession dans un champ magnétique \vec{B}_0 à une fréquence de 42,6 MHz/T, ce qui indique l'ordre de grandeur des radiofréquences utilisées en résonance magnétique nucléaire (RMN).

En outre, comme $m_p \gg m_e$ (m_p est environ 1 840 fois plus grand), on a $|\vec{\mu}_p| \ll |\vec{\mu}_e|$. De plus, comme $m = \frac{1}{2}$, la composante de $\vec{\mu}_p$ dans la direction de \vec{B}_0 peut s'écrire : $\mu_{z,p} = \frac{g_p}{2} \mu_N \approx 2,79 \mu_N$.

Le neutron n'a pas de charge apparente et ne devrait posséder qu'un moment cinétique de spin, le même que celui du proton (\vec{I}). Mais force a été de constater qu'il possède aussi un moment magnétique intrinsèque, ce qui a laissé présager l'existence de particules constituantes plus élémentaires et chargées : les quarks. On peut donc écrire, en toute rigueur et par analogie avec le proton :

$$\vec{\mu}_n = g_n \frac{e}{2m_n} \vec{I}$$

Le facteur de Landé neutronique g_n est négatif et vaut environ -3,826.

On définit aussi le rapport gyromagnétique du neutron : $\gamma_n = g_n \gamma_L m_e/m_n$.

Enfin, comme $m_n \approx m_p$ et $m = \frac{1}{2}$, la composante de $\vec{\mu}_n$ dans la direction de \vec{B}_0 peut s'écrire : $\mu_{z,n} = \frac{g_n}{2} \mu_N \approx -1,913 \mu_N$.

Un noyau atomique quelconque est un ensemble de protons (p) et de neutrons (n). Les spins des protons et des neutrons se combinent par espèce de particule, sans mélanges (p avec p, n avec n), deux à deux, en

opposition ($\uparrow\downarrow$) comme pour les doublets électroniques, selon un principe de type exclusion de Pauli. La résultante de spin est nulle pour ces doublets et le spin nucléaire résultant peut donc être nul, demi-entier ou entier, et même supérieur à 1 (nucléons célibataires sur des couches nucléaires différentes, d'où le concept de modèle en couche).

Le nombre quantique de spin nucléaire (s), **et donc le moment magnétique nucléaire (de spin) résultant de cette combinaison**, peut être nul, demi-entier ou entier. L'expérience de RMN est alors impossible dans le cas où s est nul. Le tableau 16.12 donne des exemples de noyaux de spin non nul.

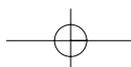
Lorsque son spin n'est pas nul, un noyau possède un moment résultant $\vec{\mu}$ qui joue le rôle d'une véritable boussole microscopique, mais dont les propriétés sont quantiques (discrètes).

On cherche un noyau pour la RMN!

^{12}C possède 6 protons et 6 neutrons, donc 3 doublets $\uparrow\downarrow$ pour chaque famille de particules. La résultante globale est donc nulle : le ^{12}C n'a pas de spin nucléaire, et il ne sera pas possible de faire de la RMN avec ce noyau.

^{13}C possède 6 protons et 7 neutrons, donc aussi 3 doublets $\uparrow\downarrow$ pour chaque famille de particules, mais il reste 1 neutron célibataire \uparrow qui confère son spin au noyau entier : le ^{13}C a un spin de $\frac{1}{2}$, et il sera possible de faire de la RMN avec ce noyau qualifié de dipolaire.

^{14}N possède 7 protons et 7 neutrons, donc aussi 3 doublets $\uparrow\downarrow$ pour chaque famille de particules, mais il reste 1 neutron et 1 proton célibataires \uparrow qui confèrent donc leur spin au noyau entier : le ^{14}N a un spin de 1, et il sera possible de faire de la RMN avec ce noyau qualifié de quadripolaire.



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

Noyau	¹ H	² H	¹² C	¹³ C	¹⁶ O	¹⁷ O	¹⁹ F	²³ Na	³¹ P	⁴³ Ca
Spin s	1/2	1	0	1	0	5/2	1/2	3/2	1/2	7/2

Tableau 16.12 Spins nucléaires de certains noyaux.

Tenant compte de la relation entre magnéton de Bohr et magnéton nucléaire, la projection du moment magnétique de spin du noyau ¹H dans la direction du champ magnétique est :

$$\mu_{z,\text{noy}}(^1\text{H}) = \mu_{z,p} = \mu_{z,H} = g_p \frac{\mu_B}{1836} \hbar s$$

tandis que celle d'un électron est donnée par $\mu_{z,e} = g_e \mu_B \hbar s$: le spin d'un noyau a effectivement un module beaucoup plus faible que celui d'un électron.

C'est le noyau ¹H qui possède le plus fort γ_{noy} et l'on observera par exemple que $\gamma_{\text{noy}}(^{13}\text{C}) = \gamma_{\text{noy}}(^1\text{H})/4$. En outre, c'est le noyau d'hydrogène le plus abondant naturellement et le plus représenté dans les tissus biologiques sous forme d'eau et de lipides. C'est donc lui que l'on utilisera en imagerie médicale (IRM), et nous nous limiterons désormais à son étude ($s = \frac{1}{2}$).

Ainsi, lorsque le spin nucléaire n'est pas nul, pourra-t-on écrire, par analogie et de façon générale : $\vec{\mu}_{\text{noy}} = \gamma_N \vec{I}_{\text{noy}}$

De fait, le magnéton nucléaire s'exprime sous la forme :

$$\mu_N = \gamma_N \hbar = \gamma_N \frac{h}{2\pi}$$

[Il manquait du texte dans le manuscrit, nous avons laissé 2 lignes pour compléter]

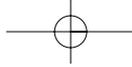
d) Le magnétisme à l'échelle moléculaire

Chaque molécule possède un moment magnétique moléculaire élémentaire ($\vec{\mu}_{\text{mol}}$), global, résultant des différents $\vec{\mu}$ électroniques et nucléaires constituant la molécule.

En l'absence de tout champ magnétique extérieur et sauf pour le cas des matériaux ferromagnétiques (aimants permanents), tous les moments magnétiques moléculaires élémentaires sont orientés de façon aléatoire par les mouvements browniens moléculaires, thermodépendants. Leur somme est donc nulle →; la matière n'est normalement pas aimantée macroscopiquement : $\sum_i \vec{\mu}_{\text{mol},i} = \vec{0}$.

Les effets de désorientation des spins provoqués par l'agitation thermique ne pourront être contrecarrés que par application d'un champ magnétique externe, d'autant plus intense que la température de l'échantillon contenant les spins est élevée. C'est en particulier pourquoi, à température ambiante, le champ magnétique terrestre (environ 47 μT) ne suffit pas à induire, dans la plupart des matériaux courants, une aimantation macroscopique significative, sauf à descendre suffisamment en température.

Un matériau plongé dans un champ magnétisant extérieur \vec{H} est le siège de trois phénomènes :



► Paragraphe 2.1.3e

— la polarisation magnétique par distorsion des doublets électroniques (orbitaux) et des mouvements des électrons orbitaux, c'est le *diamagnétisme*;

— la polarisation magnétique par orientation de singulets électroniques, électrons célibataires, c'est le *paramagnétisme*;

— la polarisation magnétique nucléaire éventuelle, négligeable par rapport aux précédentes.

Ces phénomènes provoquent l'apparition, dans le matériau, d'une aimantation macroscopique induite, \vec{M} , dont l'intensité est proportionnelle à \vec{H} .

Ces aspects magnétiques de la matière à l'échelle microscopique sont analysés à propos des états de la matière.

e) Établissement d'un champ magnétique statique

Considérons un volume élémentaire (voxel) de spins nucléaires $\vec{\mu}$ de nombre quantique de spin non nul, par exemple des noyaux ^1H ($s = \frac{1}{2}$).

En l'absence d'un champ magnétique statique suffisamment intense \vec{B}_0 , il n'existe pas de direction privilégiée et tous les spins $\vec{\mu}$ sont orientés aléatoirement, dans l'espace et dans le temps : $\sum_i \vec{\mu}_i = \vec{0}$. En outre, l'énergie magnétique $E = \vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$ de chaque $\vec{\mu}$ est nulle et tous appartiennent à un même niveau d'énergie nulle, qualifié de dégénéré.

Le champ magnétique \vec{B}_0 , conventionnellement orienté selon (Oz) , va interagir avec les spins $\vec{\mu}$ en révélant des états énergétiques cachés : c'est l'aspect magnétique de la RMN. (Oz) devient la direction privilégiée, axe de quantification qui impose aux spins de s'orienter par rapport à lui, de $2s + 1$ façons différentes correspondant à autant de valeurs différentes possibles pour l'énergie d'interaction magnétique : c'est l'*effet Zeeman* nucléaire, qui lève la dégénérescence énergétique en révélant $2s + 1$ niveaux énergétiques. C'est le nombre quantique magnétique m , qui impose l'orientation des $\vec{\mu}$ en quantifiant le module $\vec{\mu}_z$ de leur projection sur l'axe de quantification selon : $|\vec{\mu}_z| = \mu_z = \gamma \hbar m = m \mu_N$.

m prend $2s + 1$ valeurs entre $-s$ et s par pas de 1. Pour ^1H , $s = \frac{1}{2}$, d'où $m = \pm \frac{1}{2}$ et deux orientations seulement : parallèle ($\vec{\mu}_{\parallel}$, $m = +\frac{1}{2}$, état α) et antiparallèle ($\vec{\mu}_{\text{anti}\parallel}$, $m = -\frac{1}{2}$, état β). Mais pour le ^{23}Na par exemple où $s = \frac{3}{2}$, quatre états sont possibles (en directions et énergies) et $m \in \{-\frac{3}{2}; -\frac{1}{2}; +\frac{1}{2}; +\frac{3}{2}\}$.

m quantifie aussi, à travers μ_z , l'énergie d'interaction magnétique :

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0 = -\mu B_0 \cos(\vec{\mu}, \vec{B}_0) = -\mu_z B_0 \text{ et } E_m = -\gamma \hbar m B_0 = -m \mu_N B_0$$

L'écart énergétique entre deux niveaux successifs ($\Delta m = \pm 1$) vaut donc :

$$\Delta E_0 = \gamma \hbar B_0 = \mu_N B_0$$

ΔE_0 augmente avec l'intensité du champ (cf. fig. 16.18), ce qui explique l'amélioration du signal de RMN à haut champ et la course aux champs intenses en IRM et SRM.

En pratique, les spins se déterminent en pseudoparallèles ou pseudoantiparallèles selon leur niveau d'énergie (cf. fig. 16.18) et finissent par



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

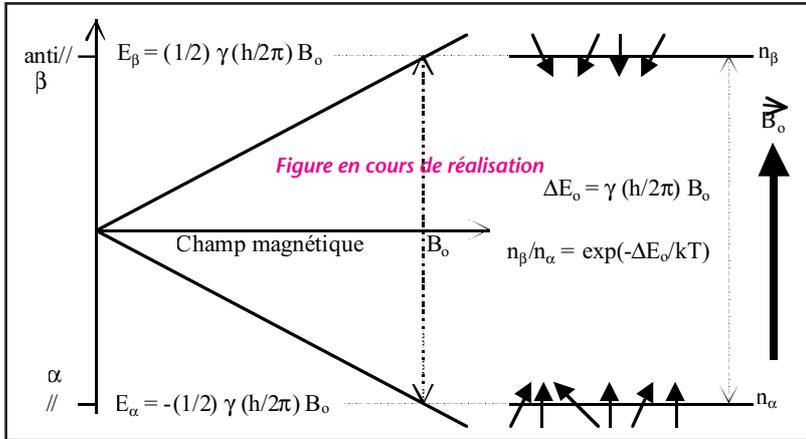


Figure 16.18 Deux niveaux énergétiques α et β d'un système de spins formé de spins $s = \frac{1}{2}$, révélés par la présence du champ magnétique statique. Attention à ne pas confondre le diagramme énergétique où le niveau β, peuplé de spins antiparallèle, est au-dessus du niveau α (peuplé de spins parallèles) avec le diagramme géométrique suivant (bicône) où l'orientation des spins parallèles est vers le haut (up sur B_0) et celle des spins l'antiparallèles vers le bas (down opposés à B_0).

former un bicône qui se ferme progressivement à partir de l'état aléatoire (absence de champ) jusqu'à l'état d'équilibre où $\theta = \theta_0$ (bicône fermé).

Un couple mécanique de torsion, dont rend compte le produit vectoriel $\vec{\Gamma} = \vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$ met chaque $\vec{\mu}$ en mouvement dans \vec{B}_0 (cf. fig. 16.19) sous la forme d'une précession, dans le sens indirect sur la surface des bicônes, à la fréquence propre du système de spins : $\dot{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$, d'où :

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma B_0$$

Ce mouvement de précession constitue la relation de Larmor. Il est obligatoire dès que le champ existe et s'effectue à ν_0 , quel que soit l'angle ($\theta \geq \theta_0$) de chaque $\vec{\mu}$ avec \vec{B}_0 . Si ce dernier disparaît, même apparemment (cas d'une excitation RF à la résonance), la précession disparaît.

Un photon (REM) excitateur de ce système de spins doit obéir à la relation d'Einstein : $h\nu \geq \Delta E_0$.

En RMN, la fréquence ν est faible et la relation ne fonctionne que pour l'égalité, ce qui constitue une condition de résonance propre à la RMN. Elle impose au photon excitateur de posséder la fréquence propre du système pour influencer les spins, fréquence déterminée par l'intensité de \vec{B}_0 :

$$h\nu_0 = \Delta E_0 \Rightarrow \hbar\omega_0 = \gamma\hbar B_0$$

Cette fréquence appartient à la gamme des mégahertz (MHz) et concerne des photons de radiofréquences (RF). Par élimination de \hbar , on retrouve la relation de Larmor, qui constitue donc la condition de résonance en RMN.

Il reste désormais à faire l'expérience de RMN proprement dite. À cette fin, on perturbe le système de spins, donc \vec{M}_L , par des photons RF agissant par leur composante magnétique notée \vec{B}_1 . La fréquence des

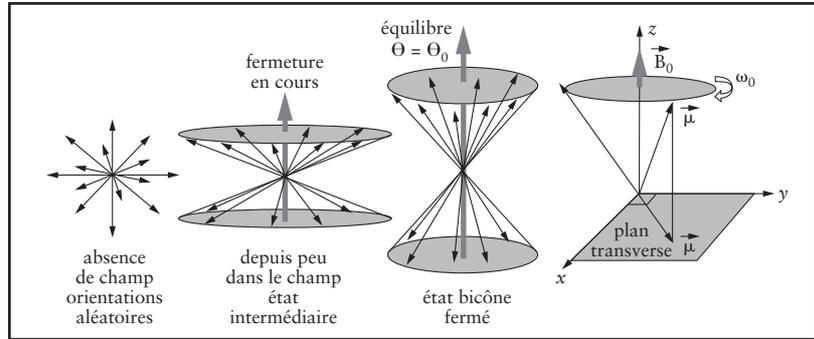


Figure 16.19 Orientation et répartition des spins de ^1H ($s = \frac{1}{2}$) sous forme d'un bicône qui se ferme jusqu'à θ_0 , état vers lequel tend l'équilibre et la précession de chaque spin autour du champ magnétique statique à la pulsation de Larmor, exprimant la fréquence propre du système de spins.

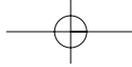
photons correspond exactement à la pulsation de Larmor de l'espèce nucléaire à exciter par résonance, par exemple 42 MHz en imagerie par RMN du ^1H à 1 T, ou 26 MHz en spectroscopie de RMN du ^{31}P à 1,5 T. La capacité de sélection du noyau à exciter revient donc par résonance à la RF \vec{B}_1 et non au champ statique \vec{B}_0 qui, lui, prépare tous les noyaux sensibles, c'est-à-dire de spin non nul.

► Paragraphe 18.1 et chapitre 24.

POUR CONCLURE

Ce chapitre est fondamental par bien des aspects et le nombre de domaines d'intérêt qui y sont connectés est considérable. On retrouve en particulier des données pertinentes à propos de la structuration de la matière (chapitre 1) et des états de la matière (chapitre 2), des spectroscopies optiques (chapitre 18), des spectroscopies RMN et RPE (chapitre 19), des effets physiques autres que de rayonnements ionisants (chapitre 27). **[Compléter quelque peu en citant notamment les notions essentielles abordées dans ce chapitre (2000 signes maximum)]**

Par ailleurs, un grand nombre de données complémentaires sont disponibles sur le site compagnon de l'ouvrage.



Propriétés physiques des rayonnements non ionisants

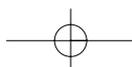
QCM et QROC

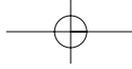
- 1 QCM à venir :
A ???

16

Toutes les réponses
à ces questions
et des tests interactifs
sont disponibles sur
<www.omniscience.fr>.

QCM ET QROC





QCM ET QROC

