

que ce processus a quelque chose d'abrupt et de discontinu et l'image que l'on s'en fait peut conduire à de sérieuses confusions.

Largeur finie des niveaux d'énergie

14 Jusqu'à présent, nous n'avons pas rencontré, dans notre discussion, de difficultés dues au « modèle de l'atome qui saute » pour la simple raison que nous n'en avons pas encore fait usage : nous avons simplement utilisé la relation (3.5 a). Considérons à présent une situation où l'on peut rencontrer des difficultés si l'on prend le « modèle de l'atome qui saute » au sens strict du terme.

Considérons un photon de fréquence ω_0 , rencontrant un atome initialement dans son état fondamental. Si la fréquence ω_0 se trouve justement correspondre à l'énergie d'une transition de l'atome de son état fondamental à l'un de ses états excités, l'atome absorbe le photon, et « saute ». A un moment donné il retombe à nouveau dans l'état fondamental, avec réémission d'un photon de fréquence ω_0 . Ce photon peut être émis dans toutes les directions et on dit que l'atome diffuse la lumière incidente ayant la bonne fréquence ω_0 . Supposons maintenant que la lumière incidente n'ait *pas* la bonne fréquence mais une fréquence ω très peu différente de ω_0 . L'atome diffusera-t-il dans ce cas la lumière ? La réponse est oui. On trouve par expérience que lorsqu'on fait varier la fréquence ω de la lumière incidente en partant d'une valeur inférieure à la fréquence ω_0 , l'efficacité de la diffusion par l'atome change : elle commence par augmenter et présente un maximum aigu pour $\omega = \omega_0$, puis diminue à nouveau. D'une manière ou d'une autre, des photons n'ayant pas la bonne fréquence peuvent également induire les « sauts » : c'est ce que nous disent les expériences. On peut de plus se demander quelle sera la fréquence de la radiation diffusée si la fréquence incidente est $\omega \neq \omega_0$. « Le modèle de l'atome qui saute » peut suggérer que cette fréquence sera la « bonne » à savoir ω_0 , ce qui ne concorde pas avec l'expérience. La fréquence réémise est en fait ω , comme le laissait prévoir la conservation de l'énergie (et le modèle du photon).

Lorsqu'on traite ce phénomène, connu sous le nom de *résonance de fluorescence*, le terme de « saut » ne peut guère paraître approprié : il pourrait même conduire à de sérieuses confusions.

15 Les observations expérimentales peuvent être très facilement comprises dans le cadre d'un autre modèle. Considérons l'atome comme un système mécanique dans lequel les électrons sont reliés au noyau par des ressorts. Un tel système aura un certain nombre de fréquences de résonance, l'une d'entre elles étant la fréquence ω_0 . Dans l'état fondamental de l'atome, ce système est au repos ; une onde électromagnétique incidente provoquera cependant des oscillations dans le système. En conséquence, les électrons

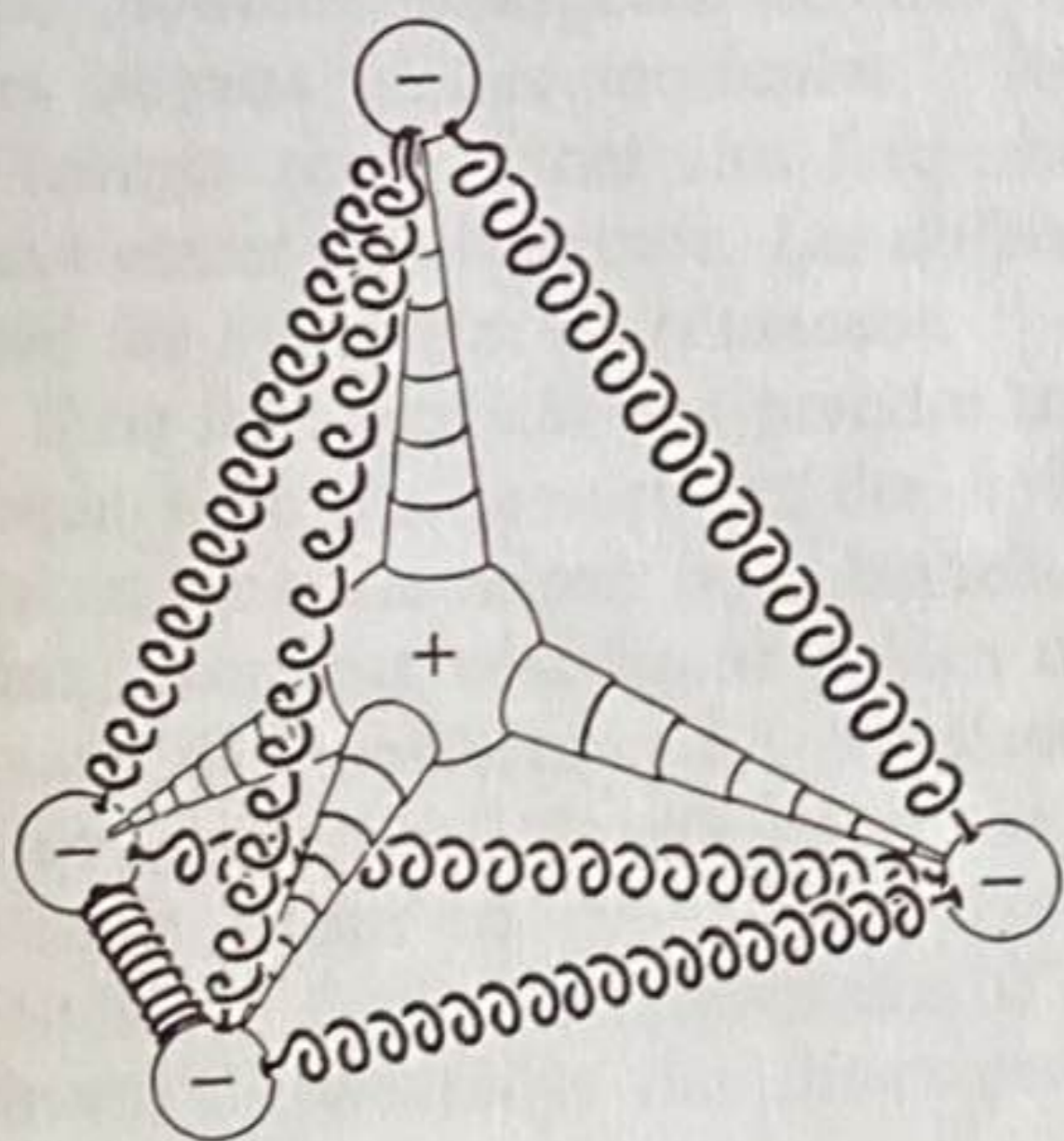


Fig. 3.15 A Modèle mécanique de l'atome, qui peut aider à comprendre la résonance de fluorescence. Lorsque ce système est excité par un coup (une collision avec un électron par exemple), il se met à osciller, et comme les électrons sont chargés, un rayonnement électromagnétique est émis aux fréquences de résonance du système. Ce mouvement est forcément amorti car le système perd de l'énergie par rayonnement.

Sous l'influence d'une onde électromagnétique incidente, l'atome est soumis à des oscillations forcées à la fréquence de l'onde incidente, et réémettra donc un rayonnement à la même fréquence. Ceci s'appelle le phénomène de résonance de fluorescence.

oscillants vont émettre une onde électromagnétique de même fréquence que l'onde incidente. Plus on sera proche de la fréquence de résonance ω_0 , plus l'amplitude des oscillations sera grande, et l'efficacité de la diffusion par l'atome sera évidemment maximum lorsque la fréquence incidente sera égale à la fréquence ω_0 . De plus, et ceci est très important, l'onde émise aura une relation de phase bien définie avec l'onde incidente et pourra donc interférer avec celle-ci, ce qui n'apparaît guère dans le « modèle de l'atome qui saute ». Le principal reproche que l'on peut faire au « modèle de l'atome qui saute » dans ce cas est qu'il divise le processus de diffusion d'une manière qui ne correspond aucunement à la réalité : il faut considérer le processus de diffusion comme formant un tout cohérent et non pas comme étant composé de deux sauts dans lesquels le photon émis lors du deuxième saut n'a aucune relation de phase avec le photon absorbé lors du premier saut.

Déterminer si l'onde réémise est cohérente avec l'onde incidente est quelque chose qui peut être fait expérimentalement, et les évidences sont résolument en faveur du modèle de l'oscillateur qui prédit la cohérence.

16 Cette discussion sur la résonance de fluorescence nous suggère une nouvelle interprétation des niveaux d'énergie des atomes, des noyaux et des molécules : les différences entre les niveaux d'énergie représentent des fréquences pour lesquelles le système peut entrer en résonance. *Les différences entre les niveaux d'énergie sont les fréquences de résonance.*

Il ne faut bien sûr pas prendre trop au sérieux un modèle mécanique avec des ressorts et des leviers. Cela n'aurait évidemment aucun sens. La raison pour laquelle des modèles que l'on sait être faux, décrivent néanmoins si bien des phénomènes comme la résonance de fluorescence est simplement que de nombreux aspects d'un phénomène de résonance ne dépendent pas des détails du modèle : tout ce qui compte c'est l'ensemble des fréquences de résonance (avec les constantes d'amortissement associées) et la nature du couplage des divers modes résonnants avec la source d'excitation extérieure.

17 Essayons à présent de déterminer l'énergie d'un niveau au-dessus de l'état fondamental d'un atome en mesurant la fréquence des photons susceptibles de produire des transitions entre l'état fondamental et cet état excité. On essaye, en d'autres termes, de mesurer la fréquence de résonance de l'atome. Cette fréquence n'est cependant pas *unique* : la réponse de l'atome se produira dans un certain petit *intervalle* de fréquences. On peut bien entendu dire que la « bonne » fréquence qui détermine l'énergie du niveau, est la fréquence ω_0 qui donne la réponse maximum. Il reste néanmoins vrai que l'atome répond également à des fréquences dans le voisi-

nage immédiat de ω_0 , et la raie du spectre d'absorption de l'atome ne peut donc être infiniment fine : elle a une *largeur finie*. Ceci est un fait expérimental : les raies d'un spectre d'absorption ont des largeurs finies.

Que peut-on dire alors des raies spectrales *émises* par les atomes ? Ont-elles également des largeurs finies ? La réponse est oui. La largeur d'une raie d'émission est la même que la largeur de la raie d'absorption correspondante. (Il faut signaler ici que les raies des spectres optiques, telles que nous les observons en pratique, ont différentes causes d'élargissement. Nous nous intéressons ici à la largeur d'une raie spectrale émise, ou absorbée, par un atome isolé, initialement au repos par rapport à l'observateur. Cette largeur est une propriété intrinsèque de l'atome. Négligeons pour l'instant toutes les autres causes d'élargissement : nous discuterons plus loin de leurs origines).

Qu'entend-t-on par : une raie d'émission a une largeur finie ? On entend exactement ce que cette phrase dit : si l'on photographie cette raie à l'aide d'un spectrographe de *très haute* résolution, on trouve que la raie a une largeur finie. La fréquence de la raie émise n'est pas exactement ω_0 , mais on trouve également des fréquences dans le voisinage immédiat de ω_0 .

18 Comme l'emplacement d'un niveau d'énergie est déterminé par des observations de raies d'émission ou d'absorption, et comme ces raies ont toujours une largeur finie, il nous faut conclure que l'énergie d'un état excité ne peut être une quantité parfaitement définie. Si l'on croit au modèle du photon et au principe de la conservation de l'énergie, cette conclusion est inévitable. Notre premier postulat de la section 5 n'est donc pas tout à fait exact. *Les niveaux d'énergie situés au-dessus de l'état fondamental ont une largeur finie.*

Imaginons que nous déterminions l'énergie d'un certain état excité d'un atome (ou d'une molécule ou d'un noyau) en étudiant la raie d'absorption reliant cet état excité à l'état fondamental. Si la réponse de l'atome est maximum à la fréquence ω_0 , on peut attribuer à l'état excité l'énergie moyenne $E = E_0 + \hbar \omega_0$, où E_0 est l'énergie de l'état fondamental. Si la largeur de la raie spectrale est $\Delta\omega$ (en prenant une définition adéquate de la largeur) on dit que la largeur du niveau excité est $\Delta E = \hbar \Delta\omega$. Une fois admis le fait que les niveaux d'énergie ont une largeur finie, il n'y a plus de raison d'utiliser le terme maladroit d'« énergie moyenne » : on parlera simplement de l'« énergie » d'un niveau, tout en sachant que cette énergie se rapporte à une certaine énergie moyenne définie d'une manière adéquate.

19 On peut très bien illustrer, par un exemple de la mécanique classique, la nature de l'hypothèse simplificatrice sur laquelle repose notre premier postulat. Considérons un pendule mis en mouvement

et qu'on laisse ensuite se balancer par lui-même. On suppose que les forces de friction (la plus importante d'entre elles est la résistance de l'air) sont petites, mais non nulles, de sorte que le pendule peut effectuer plusieurs centaines d'oscillations avant que son énergie d'oscillation n'ait diminué d'un facteur $1/e$ par rapport à sa valeur initiale. (Ceci se produit au bout d'un temps appelé la « durée de vie moyenne du régime d'oscillation »). Supposons que l'intervalle de temps entre deux passages successifs vers la droite soit de une seconde.

Si maintenant quelqu'un nous demande quelle est la fréquence du pendule, nous répondrions, sans beaucoup réfléchir, que cette fréquence est de une par seconde. Cette réponse est certainement raisonnable, mais à proprement parler elle est fautive : on entend par « fréquence » le taux de répétition d'un phénomène *périodique*. Or le mouvement du pendule n'est pas tout à fait périodique puisque l'amplitude des oscillations diminue avec le temps. La fréquence d'un mouvement harmonique *amorti* n'est pas parfaitement définie bien qu'elle puisse très bien l'être pour toutes les applications pratiques.

Un atome qui émet un rayonnement est, en un certain sens, analogue à un pendule amorti. Le processus d'émission ne continue pas indéfiniment et ceci doit vouloir dire que l'« oscillation à l'intérieur de l'atome » est une oscillation amortie. Il n'existe donc pas de fréquence *parfaitement* définie, puisque le phénomène oscillatoire n'est pas strictement périodique. Le rayonnement électromagnétique émis par « ce quelque chose qui oscille à l'intérieur de l'atome » n'est donc pas monochromatique. La lumière émise a une largeur finie.

20 En examinant la figure 3.19 A, on peut penser que plus l'amortissement est petit, mieux on peut définir la fréquence, et l'on pourrait avancer l'idée que peut-être l'incertitude $\Delta\omega$ sur la fréquence est inversement proportionnelle à la durée de vie moyenne τ .

Pour examiner cette question, nous allons considérer l'émission et la diffusion de la lumière par un atome, à la lumière du « modèle de l'oscillateur » de la section 15. On suppose que seuls interviennent deux états : l'état fondamental et un état excité d'énergie $\hbar\omega_0$, au-dessus de l'état fondamental.

On considère tout d'abord l'atome isolé, juste après qu'il ait été excité. On notera par $A(t)$ l'amplitude de ce quelque chose qui oscille à l'intérieur de l'atome, et l'on supposera qu'elle dépend du temps de la manière suivante

$$A(t) = A \exp\left(-i\omega_0 t - \frac{t}{2\tau}\right) \quad (3.20 a)$$

où A est une constante. Ceci est, en représentation complexe, l'amplitude d'un oscillateur harmonique amorti, de fréquence moyenne ω_0 .

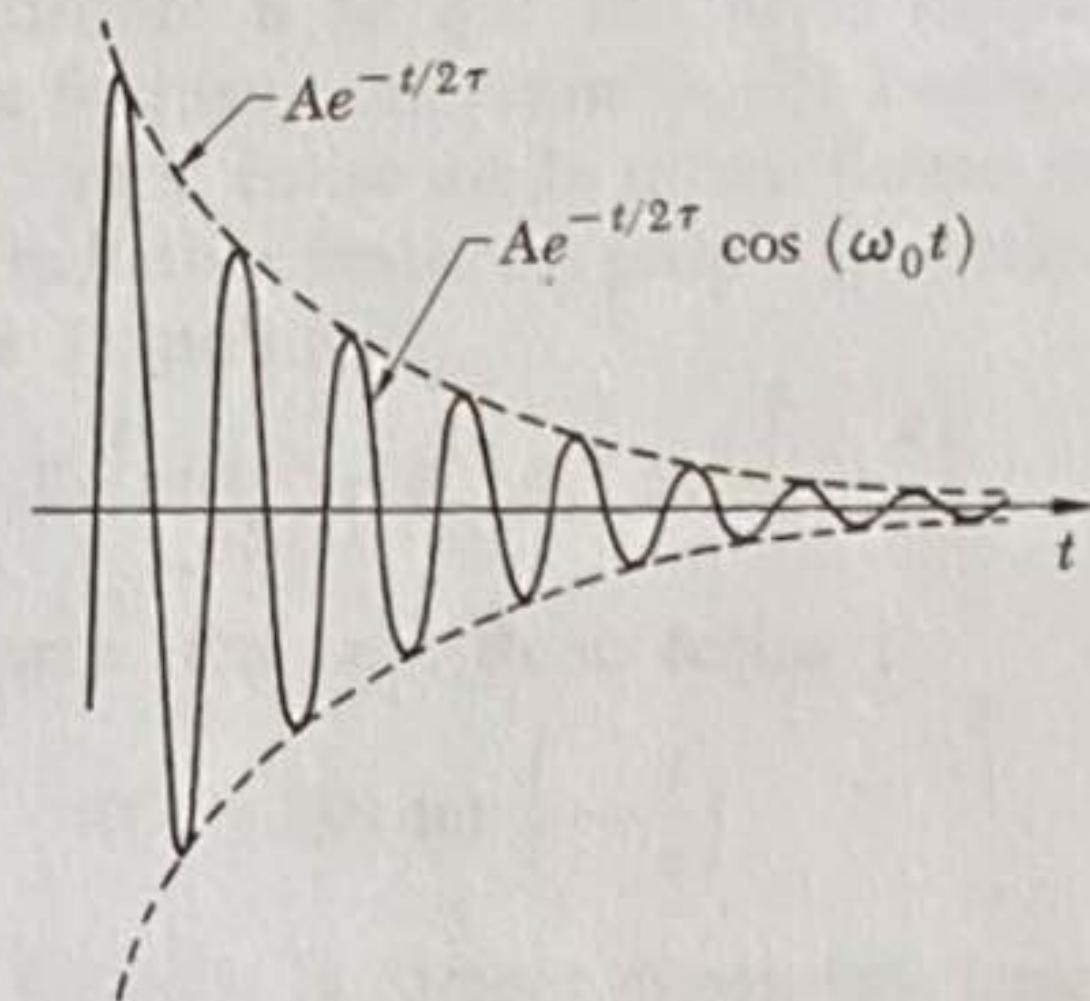


Fig. 3.19 A Amplitude, en fonction du temps, d'un processus oscillatoire ayant un amortissement exponentiel. Comme ce processus n'est pas strictement périodique en temps, il est faux de dire que la fréquence de l'oscillation est ω_0 , car le concept de fréquence ne se rapporte qu'à un phénomène *périodique*. Si l'amortissement n'est pas trop important, on peut dire que la fréquence est approximativement ω_0 . On peut voir intuitivement que l'on peut d'autant mieux définir la fréquence que l'amortissement est faible, c'est-à-dire que la diminution de l'amplitude de deux maxima successifs est petite.

Comme le phénomène d'oscillation fait intervenir des particules chargées, il faut s'attendre à ce que soit émis un rayonnement électromagnétique (de fréquence moyenne ω_0) et à ce que la dépendance temporelle de l'onde émise ait la même forme que (3.20 a). L'intensité $I(t)$ de la radiation émise est proportionnelle à la valeur absolue du carré de l'amplitude

$$I(t) = C |A(t)|^2 = C |A|^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.20 b)$$

où C est une constante. On peut donc écrire :

$$I(t) = I(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.20 c)$$

On a volontairement écrit le facteur exponentiellement décroissant de l'équation (3.20 a) sous la forme $\exp(-t/2\tau)$ afin d'avoir le facteur $\exp(-t/\tau)$ dans l'expression de l'intensité. La manière dont on écrit ce facteur, c'est-à-dire la manière dont on définit τ est évidemment une question de convention. Avec notre définition, τ représente le temps que met l'intensité de la radiation pour décroître d'un facteur $1/e$. Comme τ est une mesure de la durée du processus, on peut interpréter τ comme la *durée de vie moyenne de l'état excité*. « La majeure partie de la retombée a lieu dans un intervalle de temps de l'ordre de τ ».

21 L'amplitude $A(t)$ de l'oscillateur donnée par (3.20 a) obéit à l'équation différentielle du premier ordre :

$$\frac{dA(t)}{dt} + \left(i\omega_0 + \frac{1}{2\tau}\right)A(t) = 0 \quad (3.21 a)$$

Cette équation différentielle *homogène* décrit l'oscillateur en l'absence de toute influence externe. Si maintenant de la lumière monochromatique, de fréquence ω , tombe sur cet oscillateur, on doit modifier l'équation (3.21 a) et ajouter un terme décrivant la force appliquée qui varie harmoniquement. On obtient pour l'oscillateur une équation différentielle *inhomogène* qui a la forme suivante

$$\frac{dA(t)}{dt} + \left(i\omega_0 + \frac{1}{2\tau}\right)A(t) = F \exp(-i\omega t) \quad (3.21 b)$$

où F est une constante décrivant la grandeur de la force appliquée.

L'équation différentielle (3.21 b) a pour solution en régime permanent, (c'est-à-dire en négligeant les phénomènes transitoires)

$$A(t) = \frac{iF \exp(-i\omega t)}{(\omega - \omega_0) + i/2\tau} \quad (3.21 c)$$

ce qui correspond à une oscillation d'amplitude constante à la fréquence appliquée ω .

L'intensité du rayonnement émis par l'oscillateur est proportionnelle au carré de la valeur absolue de $A(t)$. L'émission de cet oscillateur *forcé* n'est autre, en fait, que le rayonnement diffusé observé et l'intensité de la diffusion est proportionnelle à l'intensité de cette émission. Appelons $S(\omega)$ l'intensité totale du rayonnement diffusé par unité de temps, pour une radiation incidente d'amplitude unité et de fréquence ω . D'après (3.21 c) on peut écrire :

$$S(\omega) \text{ proportionnelle à } \left| \frac{1}{(\omega - \omega_0) + i/2\tau} \right|^2$$

soit :

$$S(\omega) = S(\omega_0) \frac{(1/2\tau)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (1/2\tau)^2} \quad (3.21 d)$$

où $S(\omega_0)$ est l'intensité diffusée « à résonance » c'est-à-dire lorsque $\omega = \omega_0$.

Les variations de $S(\omega)$ en fonction de ω sont représentées schématiquement sur la figure. 3.21 A.

22 La fonction $S(\omega)$ représente « l'intensité de la réponse » du système soumis à une perturbation extérieure à la fréquence ω . *Ce genre de réponse résonnante est un phénomène tout à fait général en physique quantique, et ne concerne pas seulement l'interaction de la lumière avec les atomes.* On trouve cette même réponse résonnante lorsqu'on étudie la diffusion par des noyaux de particules matérielles, comme des protons, ayant une énergie bien déterminée, ou la diffusion de pions par un proton. On pourrait même dire qu'un niveau d'énergie quasiment stationnaire d'un système quantique « existe » *précisément* en ce sens que ce système présente une réponse résonnante, suivant l'équation (3.21 d), pour la fréquence correspondante.

En physique nucléaire, la formule de résonance (3.21 d) est connue d'après G. Breit et E. P. Wigner sous le nom de *formule de résonance de Breit-Wigner pour un niveau*.

23 Considérons à présent une caractéristique importante de la formule de résonance (3.21 d). Soit ω la fréquence pour laquelle la réponse est égale à la moitié de la réponse maximum ; on trouve

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{1}{2\tau} \quad (3.23 a)$$

La largeur de la courbe de résonance à mi-hauteur (voir fig. 3.21 A) est donc donnée par

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau} \quad (3.23 b)$$

Ceci concorde bien avec notre supposition de la section 20 à

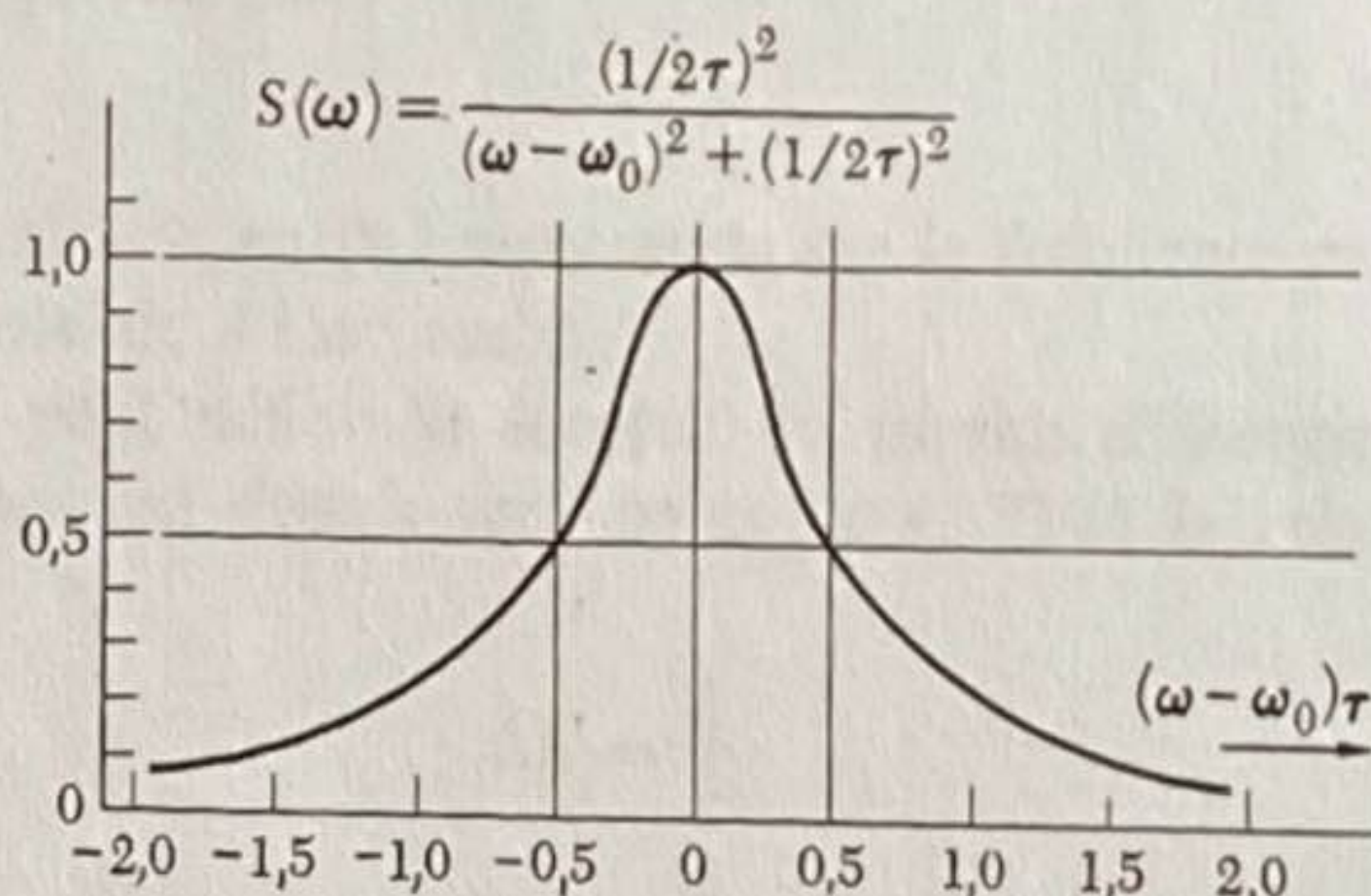


Fig. 3.21 A La Courbe de Résonance Universelle. Elle décrit la réponse de n'importe quel système linéaire (ou approximativement linéaire) à une force extérieure variant sinusoidalement, au voisinage d'une fréquence de résonance, à condition qu'il n'y ait pas d'autres fréquences de résonance à proximité. (Il y a deux courbes en forme de cloche qui jouent un rôle particulièrement important en physique : la courbe de résonance et la courbe de Gauss. Telles qu'on les dessine en général, elles peuvent paraître très semblables. Il faut se rappeler cependant que la courbe gaussienne décroît très rapidement en dehors de la région centrale, tandis que la courbe de résonance a une longue « queue ».)

propos de la relation entre l'incertitude sur la fréquence et la durée de vie moyenne de l'état excité.

Comme on peut définir la largeur du niveau d'énergie (excité) par $\Delta E = \hbar \Delta \omega$, on déduit sans peine de (3.23 b) la relation très importante

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (3.23 c)$$

qui donne l'incertitude ΔE sur l'énergie d'un niveau en fonction de la durée de vie moyenne de cet état. On peut d'autant mieux définir l'énergie d'un état que sa durée de vie est plus longue.

24 Le lecteur peut avoir de sérieux doutes sur la possibilité pour une simple équation différentielle comme (3.21 b) de décrire véritablement un phénomène aussi compliqué que l'interaction entre la lumière et un atome. En fait ce n'est pas tout à fait vrai, mais le problème est que nous ne cherchons pas à décrire *tous* les aspects de cette interaction mais simplement la réponse de l'atome à une lumière (presque) monochromatique et dont la fréquence est dans le voisinage *immédiat* de la fréquence de résonance ω_0 , qui correspond à une transition entre l'état fondamental et un état excité. La formule (3.21 d) ne décrit qu'une seule résonance, et s'il y en a plusieurs, comme c'est toujours le cas pour des atomes, des molécules ou des noyaux, la théorie doit alors être modifiée. On peut s'attendre à ce que la formule (3.21 d) soit valable, avec une bonne précision, au voisinage d'une raie de résonance, et loin de toute autre résonance.

Cela nous mènerait trop loin de présenter l'histoire complète des transitions radiatives, et il nous faut nous satisfaire de notre théorie plus ou moins vague. Le point fondamental est certainement que *quelque chose* oscille, et que ce quelque chose est chargé et que la réponse (en amplitude) à une perturbation externe est linéaire.

25 Considérons à présent la largeur d'une raie émise lors d'une transition entre deux états *excités*. Cette situation est représentée schématiquement sur la figure 3.25 A. Les largeurs des niveaux d'énergie sont représentées (avec une grosse exagération) par l'épaisseur des traits horizontaux. On considère deux transitions en cascade : du deuxième état excité au premier état excité, puis du premier état excité à l'état fondamental. La largeur de la raie émise lors de la deuxième transition (à la fréquence ω_{10}) est $\Delta\omega_{10} = \Delta E_1/\hbar$.

On peut également s'intéresser à l'incertitude sur la *somme* des deux fréquences émises en cascade par un *seul* atome. Si l'on appelle $\omega_{20} = \omega_{21} + \omega_{10}$ la somme des deux fréquences, on aura $\Delta\omega_{20} = \Delta E_2/\hbar$. Ceci résulte du principe de conservation de l'énergie : l'incertitude sur l'énergie totale disponible doit certai-

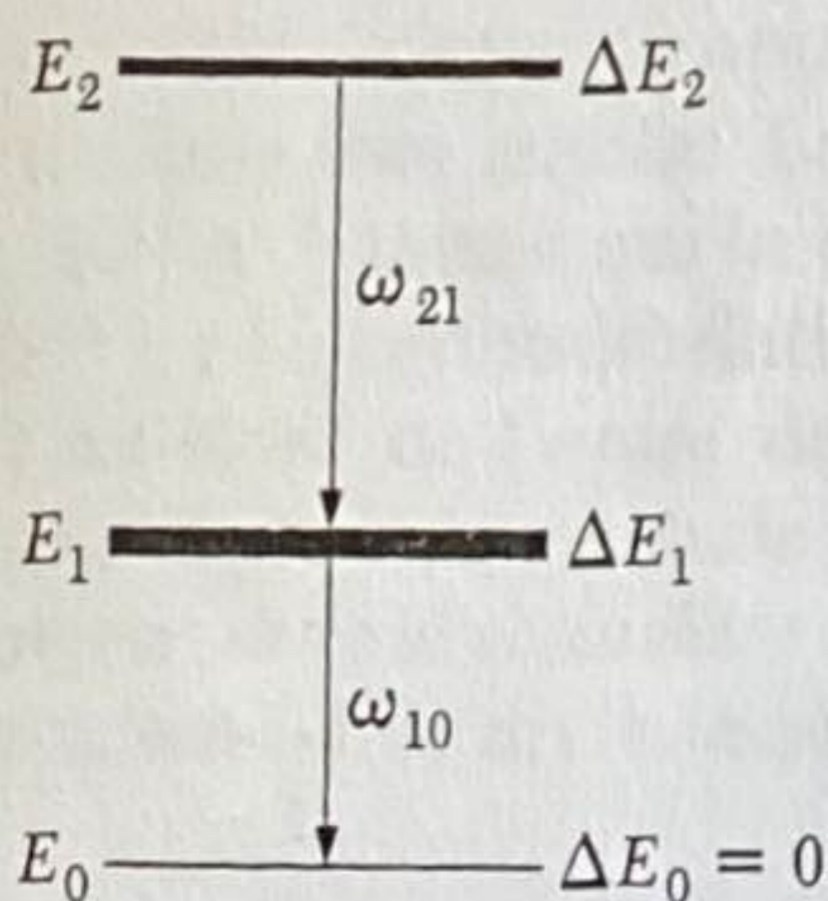


Fig. 3.25 A Diagramme de niveaux d'énergie schématisé pour illustrer la discussion de la section 25. La largeur de la (raie de fréquence moyenne ω_{21}) émise lors de la transition entre l'état excité supérieur et l'état excité inférieur dépend des largeurs des *deux* niveaux et l'on a :

$$\Delta\omega_{21} = [\Delta E_2 + \Delta E_1]/\hbar.$$

nement être la même que l'incertitude sur l'énergie du deuxième état excité.

On peut déduire de ceci que la largeur de la raie (de fréquence ω_{21}) émise lors de la première transition est donnée par $\Delta\omega_{21} = (\Delta E_1 + \Delta E_2)/\hbar$, et si le premier état excité est large, la raie émise sera large même si la largeur du deuxième état excité est très faible (ce qui correspond à une longue durée de vie). La largeur du premier état excité introduit une incertitude sur la manière dont l'énergie totale est répartie entre les deux photons émis.

Les résultats que nous venons de présenter et qui reposent sur le principe de conservation de l'énergie et sur l'idée d'une largeur finie des niveaux d'énergie, sont extrêmement plausibles. Notre discussion n'est cependant pas rigoureuse mais il nous suffit de comprendre les caractéristiques qualitatives du problème et le point important est que la largeur de la raie émise doit dépendre des largeurs des deux niveaux qui interviennent.

26 Considérons à nouveau la relation $\Delta\omega = 1/\tau$. Comme la fréquence est inversement proportionnelle à la longueur d'onde λ , l'incertitude relative sur la longueur d'onde est égale à l'incertitude relative sur la fréquence et l'on a :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{\omega\tau} \quad (3.26 a)$$

Pour des transitions du domaine optique dans des atomes, la quantité $\omega\tau$ est toujours très grande. La fréquence $\nu = \omega/2\pi$ est de l'ordre de $5 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$, tandis que la durée de vie est de l'ordre de $\tau \sim 10^{-7}$ à 10^{-8} s ; l'incertitude relative sur la longueur d'onde (ou la fréquence) est donc de l'ordre de $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-7}$ ce qui est très petit. La largeur de la raie spectrale qui en résulte est connue sous le nom de *largeur de raie naturelle* : c'est une propriété intrinsèque de l'atome (c'est-à-dire des niveaux qui interviennent dans la transition).

Discussion complémentaire sur les niveaux et les diagrammes de niveaux d'énergie

27 Examinons à présent un certain nombre de diagrammes de niveaux d'énergie typiques. Ils ont été construits à partir de mesures concrètes interprétées dans le cadre de la mécanique quantique. Il faut leur accorder le respect voulu car chacun d'entre eux ou plutôt la table de longueur d'onde associée, est le fruit d'un labeur humain considérable.

Nous avons dessiné nos diagrammes d'énergie dans la forme sous laquelle le lecteur les trouvera dans la littérature. La repré-

TABLE V. - Observed spectral lines of Ce^{III}

λ_{air} Å	Intensity	σ (cm ⁻¹)	Classification	o-c	λ_{av} Å
4623.197	20	21624.00	101354 ₁ -122978 ₂	- 0.03	4356.835
4616.233	60	21656.62	103612 ₁ -125269 ₂	+ 0.01	4346.353
4613.803	60	21668.02	21849 ₁ - 43517 ₂	+ 0.03	4344.025
4612.528	2	21674.01	101354 ₁ -123028 ₂	- 0.05	4339.205
4612.384	4	21674.69	101354 ₁ -123029 ₂	+ 0.03	4336.143
4610.723	30	21682.50	103612 ₁ -125295 ₂	- 0.03	4335.515
4599.803	1	21733.97			4331.168
4582.264	200	21817.16	103351 ₁ -125168 ₂	0.00	4327.503
4576.904	300	21842.71	103351 ₁ -125193 ₂	+ 0.01	4321.384
4575.494	3	21849.44	0 ₁ - 21849 ₂	- 0.03	4314.767
4570.430	2	21873.65			4309.634
4568.802	20	21881.44	103351 ₁ -125232 ₂	- 0.02	4304.710
4551.460	60	21964.81	103231 ₁ -125196 ₂	+ 0.01	4300.97C
4544.250	100	21999.66	103231 ₁ -125230 ₂	- 0.01	4296.17C
4536.526	1	22037.12	103231 ₁ -125268 ₂	- 0.05	4289.79C
4536.330	10	22038.07	103231 ₁ -125269 ₂	+ 0.01	4287.78C
4535.726	1000	22041.01	21476 ₁ - 43517 ₂	+ 0.01	4285.50
4527.861	6	22079.29	103079 ₁ -125158 ₂	- 0.01	4284.77
4526.655	4	22085.17	103079 ₁ -125164 ₂	- 0.02	4282.30
4525.931	2	22088.71	103079 ₁ -125168 ₂	+ 0.01	4280.45
4525.330	100	22091.64	100814 ₁ -122905 ₂	+ 0.03	4271.2
4524.689	10	22094.77	100814 ₁ -122908 ₂	- 0.04	4264.6
4521.924	1000	22108.28	100814 ₁ -122922 ₂	- 0.01	4247.7
4520.709	3	22114.22	103079 ₁ -125193 ₂	- 0.02	4239
4519.918	10	22118.09	100814 ₁ -122932 ₂	- 0.04	4237
4503.372	10	22199.36	100734 ₁ -122933 ₂	+ 0.02	
4502.825	100	22202.05	70433 ₁ - 92635 ₂	0.0	
4494.689	2	22242.24	100734 ₁ -122976 ₂		
4491.454	100	22258.26	102897 ₁ -122976 ₂		
4490.855	4	22261.23	102897 ₁ -122976 ₂		

Fig. 3.27 A Extrait d'un tableau d'un article de J. Sugar, « Description and Analysis of the Third Spectrum of Cerium (Ce III) », *Journal of the Optical Society of America*, 55, 33 (1965) ; cette portion provient de la page 44. La première colonne donne les longueurs d'onde dans l'air des raies observées sur l'atome de cerium deux fois ionisé. La deuxième donne l'intensité relative de la raie, la troisième l'énergie du photon exprimée en nombres d'onde. La quatrième colonne donne les termes spectraux qui interviennent avec leurs énergies exprimées en nombres d'onde.