

[XII-1]

Aperçu sur l'effet des collisions en présence d'irradiation laser résonnante intense (suite)

D - Quelques résultats expérimentaux

J.L. CARLSTEN, A. SZÖKE P.R. Lett (1976), 36, 667 ; J. Phys. B9, L231, (1976)
J.L. CARLSTEN, A. SZÖKE, M.G. RAYMER, 1977 à paraître.

But de l'expérience

- Observer la fluorescence consécutive à l'excitation d'une vapeur de Sr par un pulse laser à ω_L en présence de collisions avec des atomes d'argon.
- Etude des intensités des 3 raies en ω_0 , ω_L , $2\omega_L - \omega_0$ en fonction de l'intensité du laser, du désaccord $\delta = \omega_0 - \omega_L$, de la pression de gaz étranger.
- En déduire la "fonction de redistribution collisionnelle" (efficacité des processus de collisions qui, avec une excitation à ω_L , font apparaître ω_0).

Quelques résultats

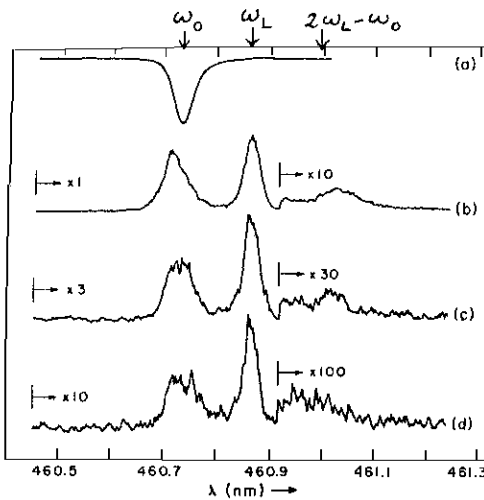


FIG. 1. (a) Absorption profile of the Sr. atomic resonance at 460.73 nm. The other traces show spectral scans of the side emission with the laser attenuated by (b) 0.0, (c) 0.45, and (d) 1.0 neutral density filters. The factors show the increase in sensitivity.

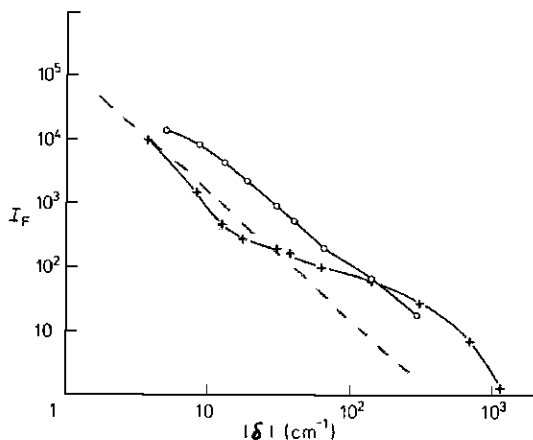


Fig. 3 Intensité de la fluorescence à ω_0 en fonction de désaccord δ . La droite en traits pointillés représente la variation en δ^{-2} prévue par la théorie d'impact (résultats corrigés de la diffusion multiple) qui est valable pour $|\delta| < 4.5 \text{ cm}^{-1}$.
+ points correspondant à $\delta < 0$ ($\omega_L > \omega_0$)
o " " " $\delta > 0$ ($\omega_0 > \omega_L$)

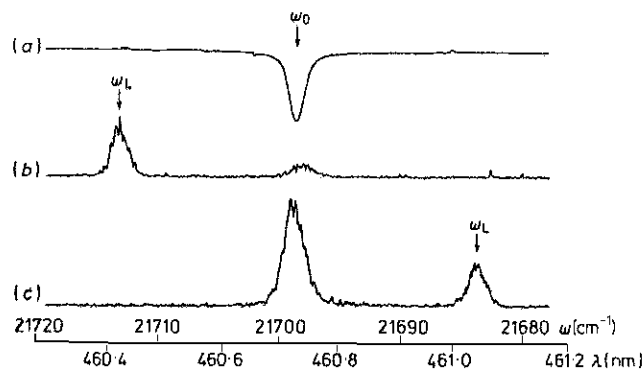


Figure 2 (a) Absorption profile showing the location of the resonance at 460.73 nm ($\omega_0 = 21698.5 \text{ cm}^{-1}$). (b) Emission with the laser tuned to 460.42 nm ($\omega_L = 21713.1$, $\delta = -14.6 \text{ cm}^{-1}$). (c) Emission with the laser tuned to 461.04 nm ($\omega_L = 21683.9$, $\delta = 14.6 \text{ cm}^{-1}$). The Rayleigh scattering, but not the collision-induced fluorescence, is symmetric with detuning δ .

- La figure 1 montre clairement, qu'en présence de collisions, le spectre de fluorescence n'est plus symétrique.

Conformément aux résultats du § C5, la raie en ω_0 est plus intense que la raie en $2\omega_L - \omega_0$.

- Le résultat de la théorie d'impact est que l'intensité de la fluorescence à ω_0 dépend pas du signe de δ (voir par exemple XI-29).

La figure 2 montre que pour $|\delta| = 14.6 \text{ cm}^{-1}$ la théorie d'impact n'est plus valable, puisque la fluorescence à ω_0 est beaucoup plus intense pour $\delta = +14.6 \text{ cm}^{-1}$ que pour $\delta = -14.6 \text{ cm}^{-1}$.

La figure 3 montre comment cet effet évolue quand $\delta \nearrow$.

- Ces 2 derniers résultats incitent à étudier ce qui se passe en dehors de la limite d'impact.

E. Aperçu sur ce qui se passe en dehors du régime d'impact

(grands désaccords : $|\omega_0 - \omega_L| T_c \gg 1$)

Pour simplifier, on considère, comme en C, des collisions purement déphasantes.

① Idée générale du calcul

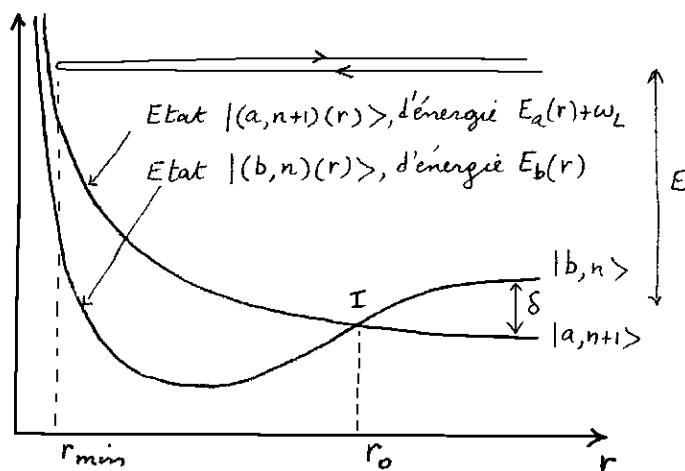
(i) Il est nécessaire maintenant de tenir compte de l'interaction atome-laser pendant le temps de collision.

Cette interaction, négligée jusqu'ici pendant le temps T_c , est caractérisée par l'infinitement petit $\omega_1 T_c$.

Or, la probabilité de transition $|2, n\rangle \rightarrow |1, n\rangle$, calculée dans le régime d'impact, est caractérisée par l'infinitement petit $\frac{\omega_1}{\delta}$ (voir XI-23).

Lorsque $\delta T_c \gg 1$, il ne serait pas logique de conserver des termes en ω_1/δ et de négliger des termes en $\omega_1 T_c$ qui sont plus grands.

(ii) Mécanisme polynômique permettant l'excitation de l'atome.



La fig. 4 représente les énergies des états propres de l'hamiltonien $H_0(r)$ du système atome-mode laser n'interagissant pas en fonction de la distance r entre l'atome et le perturbateur.

Pour une certaine valeur de r , r_0 , les énergies des états $|b, n\rangle(r)$ et $|a, n+1\rangle(r)$ se croisent, ce qui exprime que la présence du perturbateur peut rendre résonante l'irradiation laser (en déplaçant les énergies de a et b de manière à rendre ω_0 égal à ω_L) et permettre ainsi à l'atome dans a d'absorber un photon.

r_0 dépend bien sûr du désaccord δ (distance entre les 2 courbes pour r grand).

Si l'on change le signe de δ , les 2 courbes de la fig. 4 ne se croisent plus.

On a ainsi un mécanisme d'excitation dépendant du signe de δ .

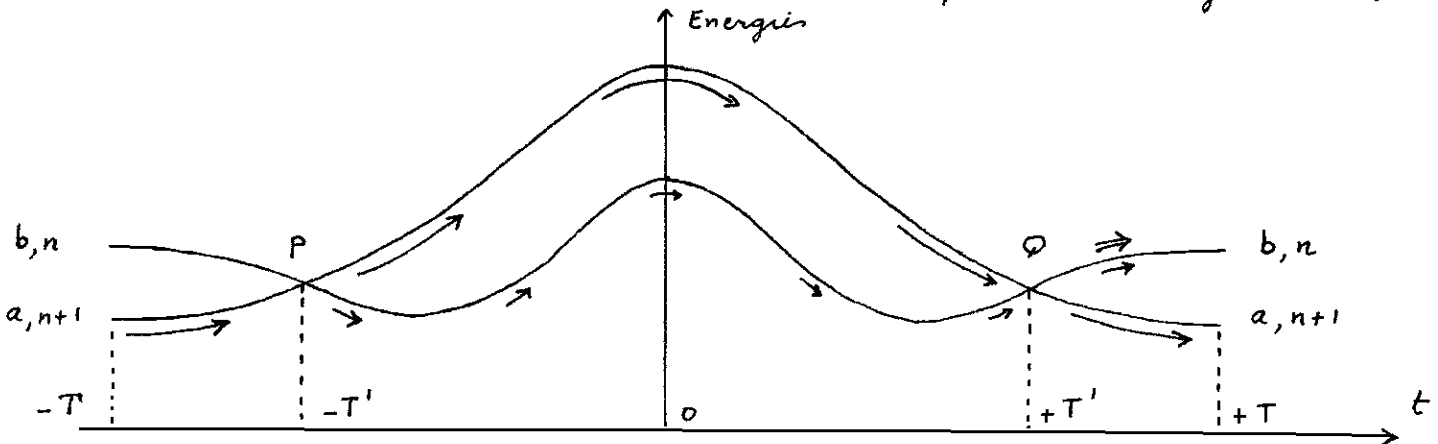


Fig. 5

Comme dans C, on considère des trajectoires rectilignes classiques. Au cours d'une collision, r varie au cours du temps, en diminuant de $+\infty$ à $r_{\min}$ (voir fig. 4) puis en croissant de $r_{\min}$ à $+\infty$ (il faudrait rajouter le potentiel centrifuge sur la figure 4).

La fig. 5 représente la variation temporelle correspondante des énergies des états du système atome-laser sans interaction. L'instant où $r = r_{\min}$ est pris pour origine des temps. $2T$ est un ordre de grandeur des temps de collision. Le croisement de la figure 4 est traversé 2 fois : à l'aller (point P de la fig. 5) quand l'atome et le perturbateur se rapprochent, au retour (point Q) quand ils s'éloignent.

L'effet de l'interaction V entre l'atome et le laser est surtout sensible aux points de croisement P et Q . Un atome entrant dans la "voie" $|a, n+1\rangle$ (grande flèche) a une certaine probabilité après traversée de P de passer sur la voie $|b, n\rangle$ (petite flèche simple), puis de nouveau lors de la traversée de Q (petite flèche double).
C'est ce phénomène que nous allons essayer maintenant d'étudier un peu plus quantitativement.

② Equation de Schrödinger.

- Couplage atome - laser V

$$\langle b, n(r) | V | a, n+1(r) \rangle = \frac{1}{2} \omega_1(r) = \frac{1}{2} d(r) E \quad (XII-1)$$

$d(r)$: dipole de A lorsque le perturbateur est à une distance r .

- Posons

$$|\psi(t)\rangle = \alpha(t) e^{-i \int_{-T}^t (E_a(\tau) + \omega_L) d\tau} |a, n+1(t)\rangle + \beta(t) e^{-i \int_{-T}^t E_b(\tau) d\tau} |b, n(t)\rangle \quad (XII-2)$$

Comme les 2 états de la figure 4 diffèrent par 1 photon, ils évoluent, quand t (c-à-d r) varie, dans 2 sous-espaces $\perp$. Comme ils sont de plus normés, on a (moyennant un choix convenable de phases) :

$$\langle a, n+1(t) | \left(\frac{d}{dt} | b, n(t) \rangle \right) = \langle a, n+1(t) | \left(\frac{d}{dt} | a, n+1(t) \rangle \right) = \dots = 0 \quad (XII-3)$$

On montre alors aisément que l'équation de Schrödinger

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = [H_0(t) + V] |\psi(t)\rangle \quad (XII-4)$$

s'écrit :

$$\begin{cases} \dot{\beta}(t) = -i \frac{\omega_1(t)}{2} \alpha(t) e^{+i \int_{-T}^t \Delta E(t') dt'} \\ \dot{\alpha}(t) = -i \frac{\omega_1^*(t)}{2} \beta(t) e^{-i \int_{-T}^t \Delta E(t') dt'} \end{cases} \quad (XII-5)$$

où

$$\Delta E(t) = E_b(t) - E_a(t) - \omega_L \quad (XII-6)$$

est la distance entre les 2 courbes de la fig. 5.

- $\omega_1 T$ étant très petit devant 1, on peut essayer de résoudre (XII-5) perturbativement.

③ Solution d'ordre 0 : α_0, β_0

- Si l'on remplace ω_1 par 0 dans (XII-5), on a

$$\alpha_0(t) = \alpha(-T) \quad \beta_0(t) = \beta(-T) \quad (XII-7)$$

- Comme l'atome et le laser ont le temps de se coupler entre 2 collisions le système entre à $-T$, non dans l'état $|a, n+1\rangle$, mais dans l'état $|2, n\rangle = \cos \varphi |a, n+1\rangle - \sin \varphi |b, n\rangle$ où $\tan 2\varphi = \omega_1 / \delta \ll 1$. Donc

$$\alpha_0(t) = \alpha(-T) = \cos \varphi \quad \beta_0(t) = \beta(-T) = -\sin \varphi \quad (XII-8)$$

La seule cause d'évolution provient alors des exponentielles de (XII-2). Le calcul de l'amplitude de se retrouver dans l'état $|1, n\rangle$ après la collision est identique à celui de la pag. (XI-7) et on retrouve le résultat de la théorie d'impact (à ceci près qu'il faut tenir compte maintenant de δT_c dans le déphasage Φ)

④ Solution d'ordre 1 : α_1, β_1

On remplace au 2^{ème} membre des équations (XII-5) $\alpha(t)$ et $\beta(t)$ par leurs expressions d'ordre 0, c-à-d par $\cos \varphi$ et $-\sin \varphi$. En fait, comme $\omega_1 \ll \delta$, on peut négliger le terme en $\sin \varphi$ et remplacer $\cos \varphi$ par 1, ce qui donne :

$$\dot{\beta}_1(t) = -i \frac{\omega_1(t)}{2} e^{-i \int_{-T}^t \Delta E(t') dt'} \quad (XII-9)$$

d'où l'on déduit pour β_1 .

$$\beta_1(t) = -i \int_{-T}^t \frac{\omega_1(t')}{2} e^{-i \int_{-T}^{t'} \Delta E(t'') dt''} dt' \quad (XII-10)$$

XII-4

Il faut calculer $\beta_1(T)$ puis $|\beta_1(T)|^2$ pour obtenir la probabilité pour que l'atome absorbe un photon au cours de la collision.

En toute rigueur, il y a des termes d'interférence entre les solutions d'ordre 0 et 1, mais on peut les négliger hors de la limite d'impact car ils sont plus petits que la contribution de β_1 par un facteur de l'ordre de $\frac{1}{\delta E_c} \ll 1$.

⑤ Calcul approché de la solution d'ordre 1. Formule de Landau

- Dans (XII-10), $\omega_1(t')$ est une fonction lentement variable de t' . Par contre, l'exponentielle peut être une fonction très rapidement oscillante de t' . La contribution essentielle à l'intégrale de (XII-10) proviendra donc des valeurs de t' pour lesquelles la phase de l'exponentielle est stationnaire, c.-à-d. du voisinage du point où $\Delta E(t') = 0$, c.-à.d. encore du voisinage des points de croisement P et Q de la figure 5.
- Considérons alors un intervalle 2θ autour de $-T'$ (fig. 6), suffisamment petit pour que l'on puisse remplacer dans cet intervalle les courbes de la figure 5 par leurs tangentes.

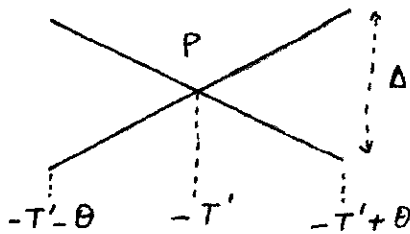


Fig. 6

$\Delta \dot{E}$ est la dérivée en $t = -T'$ de $\Delta E(t)$

$$\Delta \dot{E} = \left. \frac{d}{dt} \Delta E(t) \right|_{t=-T'} \quad (XII-11)$$

c'est à dire encore la pente relative des 2 niveaux au point de croisement P.

- Récrivons l'exponentielle de (XII-9) sous la forme :

$$e^{-i \int_{-T}^{-T'} \Delta E(t') dt'} e^{-i \int_{-T'}^t \Delta E(t') dt'} \quad (XII-12)$$

En repérant t par rapport à $-T'$ grâce au changement de variable $t = -T' + \tau$, on obtient pour la 2^{ème} exponentielle si $|\tau| < \theta$:

$$e^{-i \int_0^\tau \Delta \dot{E} \tau' d\tau'} = e^{-i \Delta \dot{E} \tau^2 / 2} \quad (XII-13)$$

dont la variation avec τ lorsque τ explore l'intervalle $-\theta, +\theta$ autour de 0 a l'allure représentée sur la fig. 7, celle d'une exponentielle oscillant de plus en plus vite quand on s'éloigne de 0.

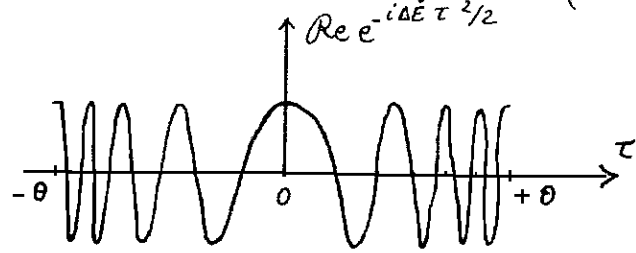


Fig. 7

- Supposons d'abord

$$\Delta \dot{E} \theta^2 \gg 1 \quad (XII-14)$$

Au bord de l'intervalle de la fig. 7, l'exponentielle oscille très rapidement. Donc la vitesse de variation de β_1 , donnée par XII-9, oscille trop rapidement pour que β_1 puisse se bâtir.

On pourra donc considérer, avec une approximation satisfaisante, que l'essentiel de la variation de β_1 se fait à l'intérieur de l'intervalle de la figure 7, puis de 0, et que à l'extérieur de cet intervalle (excepté bien sûr au voisinage des 2^{èmes} croisements P et Q de la fig. 5), β_1 ne varie pas. (XII-14) permet de considérer que l'essentiel de la variation de β_1 se fait dans une région autour de P où les énergies des niveaux varient linéairement avec t .

Il est difficile de donner, dans le cas général, un ordre de grandeur de ΔE et θ . Assimilons, très grossièrement, θ à τ_c , ΔE à δ/τ_c . La condition (XII-14) devient alors $\delta\tau_c \gg 1$, ce que nous supposons précisément dans ce § E.

- Supposons également $\Delta E \theta \gg \omega_1$ (XII-15)

Aux 2 extrémités de l'intervalle de la fig. 6, l'effet du couplage avec le laser est beaucoup plus faible que l'écart entre les 2 niveaux. On peut donc valablement considérer que, en ces points, les états propres de H_0 et ceux de $H_0 + V$ coïncident (confondre $|1, n\rangle$, $|2, n\rangle$ avec $|b, n\rangle$, $|a, n+1\rangle$). Comme plus haut, assimilons θ à τ_c , ΔE à δ/τ_c . On obtient alors pour (XII-15) $\delta \gg \omega_1$, ce qui est très bien vérifié puisque $\delta\tau_c \gg 1$ et que $\omega_1\tau_c \ll 1$.

- Finalement, on peut, lorsque (XII-14) et (XII-15) sont vérifiées obtenir une approximation satisfaisante de la solution d'ordre 1, (XII-10). Si l'on néglige la variation de $\omega_1(t')$ avec t' dans l'intervalle de la figure 6, et si l'on pose $\tilde{\omega}_1 = \omega_1(-T')$, on obtient pour l'amplitude de transition $|a, n+1\rangle \rightarrow |b, n\rangle$ après traversée du croisement P :

$$\beta_1(-T'+\theta) - \underbrace{\beta_1(-T'-\theta)}_{=0} = \beta_1(-T'+\theta) = -i \frac{\tilde{\omega}_1}{2} e^{-i \int_{-T}^{-T'} \Delta E(t') dt'} \int_{-\theta}^{+\theta} d\tau e^{-i \Delta E \tau^2 / 2} \quad (XII-16)$$

On a utilisé (XII-12), (XII-13) et considéré, conformément à la discussion précédente que l'essentiel de la variation de β_1 se fait dans l'intervalle de la figure 6.

Posons $\Delta E \tau^2 / 2 = u^2$ (XII-17)

La dernière intégrale de (XII-16) s'écrit alors

$$\sqrt{\frac{2}{\Delta E}} \int_{-\sqrt{\frac{\Delta E \theta^2}{2}}}^{+\sqrt{\frac{\Delta E \theta^2}{2}}} e^{-iu^2} du \quad (XII-18)$$

Compte tenu de (XII-14), on peut dans (XII-18) étendre les bornes d'intégration à $-\infty$ et $+\infty$. En introduisant de plus un facteur de convergence, on obtient :

$$\sqrt{\frac{2}{\Delta E}} \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i(1+\epsilon)u^2} du = \sqrt{\frac{2\pi}{\Delta E}} e^{-i\pi/4} \quad (XII-19)$$

Reportant (XII-19) dans (XII-16), on obtient finalement pour l'amplitude de transition $|a, n+1\rangle \rightarrow |b, n\rangle$ au point P (petite flèche de la fig. 5) :

$$-i e^{-i\pi/4} e^{-i \int_{-T}^{-T'} \Delta E(t') dt'} \sqrt{\frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{2 \Delta E}} \quad (XII-20)$$

- Après la traversée de P, β_1 n'évolue plus jusqu'au 2^{ème} point de croisement Q de la figure 5, où il subit une 2^{ème} variation que l'on calcule par la même méthode en considérant un intervalle de largeur 2θ autour de $+T'$, ce qui donne la contribution suivante associée à la petite flèche double de la figure 5 :

$$-i e^{i\pi/4} e^{-i \int_{-T}^{+T'} \Delta E(t') dt'} \sqrt{\frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{2 \Delta E}} \quad (XII-21)$$

- L'amplitude totale de transition est la somme de (XII-20) et (XII-21) qu'il faut élever en module au carré.

La phase relative de ces 2 contributions fait intervenir $e^{-i \int_{-T}^{+T} \Delta E(t) dt}$, c.-à-d le déphasage total accumulé entre P et $\bar{P}$.

D'une collision à l'autre, ce déphasage varie beaucoup, puisqu'on suppose précisément ici $\delta \tau_c \gg 1$. Lors de la moyenne sur les collisions, le terme d'interférence entre (XII-20) et (XII-21) s'annulera donc et il suffit pour avoir la probabilité de transition $|a, n+1\rangle \rightarrow |b, n\rangle$ d'ajouter les carrés des modules de (XII-20) et (XII-21), ce qui donne:

$$P(|a, n+1\rangle \rightarrow |b, n\rangle) = \frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{\dot{\Delta E}} \quad (XII-22)$$

On obtient ainsi la formule de Landau.

- En plus des conditions de validité (XII-14) et (XII-15), il faut ajouter maintenant

$$\frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{\dot{\Delta E}} \ll 1 \quad (XII-23)$$

qui exprime que le calcul de perturbation en ω , est valable (probabilité de transition faible)

- Si l'on assimile comme plus haut $\dot{\Delta E}$ à δ/τ_c , on voit que $\pi \tilde{\omega}_1^2 / \dot{\Delta E} \sim \tilde{\omega}_1^2 \tau_c / \delta \ll \omega_1^2 \tau_c^2$ car $\delta \tau_c \ll 1$. Comme on suppose ici $\omega_1 \tau_c \ll 1$, la condition de validité (XII-23) est bien remplie.

On peut encore écrire

$$\frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{\dot{\Delta E}} \approx \frac{\tilde{\omega}_1^2 \tau_c}{\delta} = \frac{\tilde{\omega}_1^2}{\delta^2} \delta \tau_c \gg \frac{\tilde{\omega}_1^2}{\delta^2} \quad (XII-24)$$

ce qui montre que le résultat trouvé est plus important que celui du régime d'impact ($\sim \tilde{\omega}_1^2 / \delta^2$) et permet donc, dans le calcul de la probabilité de transition, d'ignorer la solution d'ordre 0 des équations (XII-15)

Remarques.

(i) Il existe une autre situation où l'on peut donner une solution approchée intéressante des équations (XII-5). C'est celle où ω_1 est suffisamment intense pour qu'il soit nécessaire de calculer son effet à tous les ordres, l'essentiel de cet effet se produisant néanmoins dans l'intervalle de variation linéaire 2θ (autour du point de croisement des 2 niveaux non perturbés) satisfaisant aux conditions (XII-14) et (XII-15).

On obtient alors pour la probabilité de transition après traversée du 1^{er} croisement $1 - e^{-\pi \tilde{\omega}_1^2 / 2 \dot{\Delta E}}$, puis après le 2^{em} croisement (le terme d'interférence étant comme plus haut négligé):

$$P = 2 e^{-\pi \tilde{\omega}_1^2 / 2 \dot{\Delta E}} [1 - e^{-\pi \tilde{\omega}_1^2 / 2 \dot{\Delta E}}] \quad (XII-25)$$

C'est la formule de Landau - Zener qui se réduit à la formule de Landau pour ω_1 suffisamment petit

$$P \approx \frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{\dot{\Delta E}} \quad \text{si} \quad \frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{\dot{\Delta E}} \ll 1 \quad (XII-26)$$

et devient

$$P = 2 e^{-\pi \tilde{\omega}_1^2 / 2 \dot{\Delta E}} \quad \text{si} \quad \frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{\dot{\Delta E}} \gg 1 \quad (XII-27)$$

(ii) lorsqu'on tient compte du couplage V entre l'atome et le laser, les croisements des figures 4 et 5 deviennent des anticroisements

Quand ω , est très petit, on peut dire que l'on traverse très vite des anticroisements. A l'approximation soudaine, on reste sur le même niveau non perturbé $|a, n+1\rangle$ ou $|b, n\rangle$. La formule de Landau XII-22 ou XII-26 donne la 1^{re} correction à l'approximation soudaine.

Quand ω , est grand, la traversée de l'anticroisement se fait plus lentement. Si elle était infiniment lente, on resterait sur le même niveau perturbé. C'est l'approximation adiabatique. La formule de Landau-Zener, qui repose sur les conditions de validité (XII-14) et (XII-15), permet de comprendre comment on passe continuellement de l'approximation soudaine à l'approximation adiabatique. En particulier, l'expression (XII-27) représente la 1^{re} correction à l'approximation adiabatique.

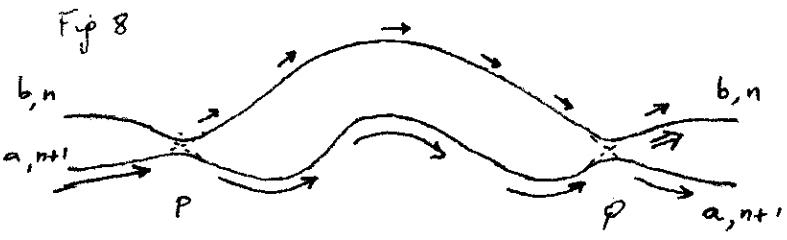
(iii) Il peut paraître surprenant que dans les 2 limites $\frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{\Delta E} \gg 1$ et $\frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{\Delta E} \ll 1$, la probabilité de transition soit très faible.

A la limite soudaine, on voit clairement sur la fig. 5 que c'est parce que la probabilité de changer de niveau non perturbé est faible.

A la limite adiabatique (fig. 8) la probabilité de changer de niveau non perturbé est au contraire très grande à chaque anticroisement.

Après la traversée de P, la situation est donc très différente par rapport à celle de la fig. 8. Par contre après traversée de Q, on retrouve bien comme sur la fig. 5

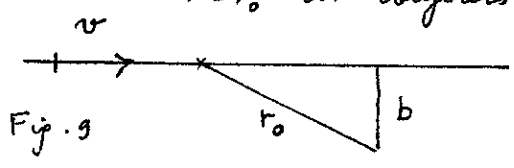
que la probabilité de passer sur b, n est une somme de 2 contributions très petites.



⑥ Moyenne sur les collisions

- Collision de vitesse v et de paramètre d'impact b .

On suppose que l'énergie cinétique incidente E , de l'ordre de kT , est très grande devant δ (voir figure 4)* et que le croisement I n'est pas trop profond, de sorte que la vitesse de la particule en $r=r_0$ est toujours pratiquement égale à la vitesse incidente v .



On peut alors aisément calculer la vitesse radiale v_r de la particule au point $r=r_0$ (cf fig. 9). On trouve aisément

$$v_r = v \frac{\sqrt{r_0^2 - b^2}}{r_0} \quad (XII-28)$$

- Relions ΔE , c-à-d la pente ^{relative} des niveaux qui se croisent sur la figure 5 à la même pente relative sur la figure 4

$$\Delta \dot{E} = \frac{d}{dt} \Delta E \Big|_{r=r_0} = \frac{d}{dr} \Delta E \Big|_{r=r_0} \times \underbrace{\frac{dr}{dt}}_{v_r} \Big|_{r=r_0} = v \frac{\sqrt{r_0^2 - b^2}}{r_0} \left(\frac{d}{dr} \Delta E \right)_{r=r_0} \quad (XII-29)$$

- Moyenne sur v et b (même calcul que celui de la page XI-5)

$$2\pi N \int b db \int f(\vec{v}) d^3v \quad \text{et} \quad \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 - b^2}} \frac{\pi \tilde{\omega}_1^2}{\left(\frac{d}{dr} \Delta E \right)_{r=r_0}} \quad (XII-30)$$

* En toute rigueur, il faudrait ^(ajouter) aux 2 courbes de potentiel de la fig 4 le potentiel centrifuge

On note que v se simplifie. L'intégrale sur v donne alors 1.

Quant à l'intégrale sur b , nous l'effectuons de 0 à r_0 , puisque pour $b > r_0$, le perturbateur ne s'approche plus suffisamment près pour que le système traverse au point de croisement. Ceci revient à négliger l'effet des collisions ayant un $b > r_0$. (Notons également que pour b très petit, l'approximation de la trajectoire rectiligne classique n'a plus beaucoup de sens). On obtient ainsi:

$$\int_0^{r_0} db \frac{r_0 b}{\sqrt{r_0^2 - b^2}} = r_0^2 \quad (\text{XII-31})$$

de sorte que finalement :

$$P(|a, n+1\rangle \rightarrow |b, n\rangle) = N r_0^2 \frac{2\pi^2 \tilde{\omega}_1^2}{\left(\frac{d}{dr} \Delta E\right)_{r=r_0}} \quad (\text{XII-32})$$

La probabilité moyenne de transition dépend donc finalement du nombre N de perturbateurs, de l'abscisse r_0 du point de croisement de la fréquence de Rabi du couplage atome-laser en ce point ω_1 , et de la pente relative des 2 niveaux qui se croisent.

⑥ Lien avec l'approximation quasistatique.

$$(\omega_1 \tau_c \ll 1, \omega_1 \ll \delta)$$

Lorsque $\delta \tau_c \ll 1$, la collision elle-même ne se traduit que par un déphasage sur le dipôle. Aucun échange d'énergie n'a le temps de se produire pendant le temps τ_c entre l'atome et le mode laser. C'est parce que cet atome et ce mode ont le temps de se recoupler entre 2 collisions que le déphasage introduit par la collision peut se manifester par des effets physiques, comme l'augmentation de la fluorescence à ω_0 . En termes classiques, on peut dire que, par suite du déphasage brusque qu'il subit lors de la collision, le dipôle atomique quitte brusquement son régime d'oscillation forcée dans l'onde laser. Il le réatteint ensuite entre 2 collisions avec un régime transitoire au cours duquel apparaît la fréquence ω_0 . Les phénomènes se comprennent bien en termes de collisions bien séparées dans le temps (régime d'impact).

Lorsque $\delta \tau_c \gg 1$, $\omega_1 \tau_c \ll 1$, la discussion des §§ précédents montre que l'atome absorbe effectivement un photon au cours de la collision, et seulement lorsque le perturbateur est à une distance r_0 bien définie de lui. Le phénomène important se passe donc en un temps très court et le mouvement des atomes ne semble plus jouer de rôle important. (La vitesse v n'apparaît pas dans l'expression XII-32). Il semble donc que l'on puisse, dans cette limite, appliquer l'approximation quasistatique qui consiste à considérer des atomes immobiles, les perturbateurs étant répartis autour de l'atome avec une densité spatiale proportionnelle au facteur de Boltzmann $e^{-V(r)/kT}$, $V(r)$ étant l'interaction. C'est ce que nous allons vérifier ci-dessous par un calcul simple, sans prétention de rigueur.

Soit N_A le nombre total d'atomes A , N le nombre de perturbateurs P par unité de volume. Le nombre de paires AP avec une position relative $\vec{r}$ à d^3r près est $N_A N f(\vec{r}) d^3r$. On a bien sur $\int d^3r f(\vec{r}) = V$ où V est le volume de l'enceinte. $f(\vec{r})$ est donc pratiquement égal à 1, sauf pour des valeurs de r suffisamment petites pour que l'interaction $V(r)$ ne soit plus négligeable devant kT .

Le gaz tout entier peut être considéré comme un seul système quantique ayant un spectre d'absorption continu par suite de la répartition continue

