

Examen final – 23 mai 2022 (3h)

Données utiles

— Théorème de la projection pour les opérateurs vectoriels $\mathbf{V} = (V_{-1}, V_0, V_1)$ et les états propres de moment angulaire $|jm_j\rangle$ et $|jm'_j\rangle$:

$$\langle jm'_j | V_q | jm_j \rangle = \frac{\langle jm'_j | (\mathbf{J} \cdot \mathbf{V}) J_q | jm_j \rangle}{\hbar^2 j(j+1)}$$

1 Question courtes

Ces questions ne nécessitent que quelques lignes (voir une seule!) de calcul ou d'argument pour leur réponse.

Q1. Dans ces paires de termes LS pour un atome à N électrons, indiquer lequel des deux termes correspond à l'état fondamental (et pourquoi) :

- 1) 3P et 1D 2) 1P et 1D 3) (pour une couche externe moins qu'à moitié remplie) 3P_0 et 3P_1

Solution

1) 3P (par la 1ère règle de Hund) ; 2) 1D (par la deuxième règle de Hund) ; 3) 3P_0 (par la 3ème règle de Hund)

Q2. Rappeler quel est l'état fondamental de l'atome d'He (en notation spectroscopique $n^{2S+1}L$). Indiquer deux raisons par lesquelles l'état 2^3S de l'atome d'He est metastable (avec une durée de vie de 7800 s!).

Solution

L'état fondamental est le 1^1S . La transition de 2^3S vers l'état fondamental est doublement interdite (puisque $\Delta S = 1$ et $\Delta L = 0$).

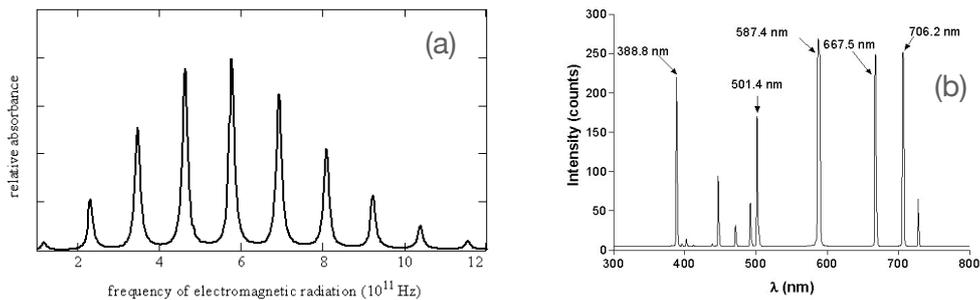


FIGURE 1 – Spectres : qui est qui ?

Q3. Fig. 1 montre le spectre des excitations électroniques d'un atome et le spectre des excitations rotationnelles d'une molécule diatomique. Identifier les spectres atomique et moléculaire parmi (a) et (b), et donner deux raisons qui justifient cette identification.

Solution

(a) est le spectre moléculaire, (b) le spectre atomique. Le spectre des excitations rotationnelles est de type $BK(K+1) - B(K-1)K = 2BK$ avec K entier, donc un spectre avec des espacements linéaires; la fréquence de 10^{11} Hz est dans les micro-ondes. Par contre le spectre atomique est non-linéaire, et avec une longueur d'onde de quelques centaines de nm, correspondante au spectre visible.

- Q4.** Soient $\psi_1(\mathbf{r})$ et $\psi_2(\mathbf{r})$ deux fonctions d'onde spatiales orthonormales, avec lesquelles on construit les états à deux électrons $\Phi^{(\pm)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_1(\mathbf{r}_1)\psi_2(\mathbf{r}_2) \pm \psi_1(\mathbf{r}_2)\psi_2(\mathbf{r}_1)]$. On mesure l'état de spin des deux électrons, et on trouve que $S^z = S_1^z + S_2^z = \hbar$. Avec lequel des deux états $\Phi^{(+)}$ et $\Phi^{(-)}$ cette mesure est-elle compatible ?

Solution

La valeur $S^z = \hbar$ est compatible uniquement avec l'état symétrique de spin $|\uparrow\uparrow\rangle$, et donc on doit avoir $\Phi^{(-)}$ pour la partie spatiale, afin d'obtenir un état globalement anti-symétrique.

- Q5.** La distance typique de l'électron au noyau dans le niveau d'énergie n de l'atome d'hydrogène est donnée par le rayon de Bohr $\sim a_0 n^2$. Quelle est alors la distance typique entre l'électron le plus externe (dans l'orbitale 2s) et le noyau pour 1) l'atome Li ($Z = 3$); 2) l'ion Be^+ ($Z = 4$) ?

Solution

Elle est $\sim (a_0/Z)n^2$, et donc $4a_0/3$ pour Li et a_0 pour Be^+ .

- Q6.** Etablir l'intégrale qui définit la valeur moyenne de l'énergie potentielle $e^2/(4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)$ pour l'état $\Phi^{(-)}$ à la question Q4. Identifier le terme direct et le terme d'échange, et donner (dans la mesure du possible) leur justification physique.

Solution

$$\left\langle \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right\rangle = \int d^3r_1 d^3r_2 \frac{(-e)|\psi_1(\mathbf{r}_1)|^2(-e)|\psi_2(\mathbf{r}_2)|^2}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} - \int d^3r_1 d^3r_2 \frac{e^2\psi_1^*(\mathbf{r}_1)\psi_2^*(\mathbf{r}_2)\psi_1(\mathbf{r}_2)\psi_2(\mathbf{r}_1)}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}$$

Le premier terme est le terme direct d'interaction entre distributions de charge associées aux fonctions d'ondes ψ_1 et ψ_2 ; le deuxième terme est le terme d'échange, dont l'interprétation physique est difficile d'un point de vue classique!

- Q7.** Dans l'approximation de Born-Oppenheimer appliquée au traitement des molécules, les électrons ne sont sensibles qu'à la position moyenne des noyaux, qui vibrent et tournent très rapidement : vrai ou faux? (justifier).

Solution

C'est faux! En fait c'est le contraire, à savoir les électrons s'adaptent instantanément à la position des noyaux, qui à leur tour bougent dans un potentiel effectif créé par les électrons dans un état qui suit adiabatiquement le mouvement des noyaux mêmes.

2 Problème : effet Zeeman dans les atomes à N électrons

Dans ce problème nous allons considérer un atome à N électrons soumis à un champ magnétique statique uniforme \mathbf{B} , auquel on associe un potentiel vecteur $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}(\mathbf{B} \times \mathbf{r})$ (dans la jauge circulaire).

Le Hamiltonien du système a la forme

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^N \frac{(\mathbf{p}_i + e\mathbf{A}(\mathbf{r}_i))^2}{2m} - \frac{g\mu_B \mathbf{B}}{\hbar} \cdot \sum_{i=1}^N \mathbf{S}_i + V_{\text{pot}} \quad (1)$$

où V_{pot} est le terme d'énergie potentielle d'interaction électron-électron et électron-noyau, $\mu_B = e\hbar/(2m)$, et $g \approx -2$.

2.1

Justifier physiquement les deux termes de couplage entre champ magnétique / potentiel vecteur et les degrés de libertés associés aux électrons.

Solution

Le champ magnétique se couple au mouvement des électrons puisque elles sont des particules chargés (force de Lorentz), ainsi que au moment magnétique associé à leur spin.

2.2

Montrer que le Hamiltonien se re-écrit comme

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{atome}} + \frac{\mu_B}{\hbar} \sum_{i=1}^N (\mathbf{L}_i + 2\mathbf{S}_i) \cdot \mathbf{B} + \frac{e^2}{8m} \sum_{i=1}^N (\mathbf{B} \times \mathbf{r}_i)^2 \quad (2)$$

où $\mathcal{H}_{\text{atome}}$ est le Hamiltonien de l'atome imperturbé.

Solution

C'est une simple conséquence algébrique, quand on reconnaît que $\mathbf{L}_i = \mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i$ et on utilise la propriété de cyclicité du triple produit $(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}$.

2.3

Soit $|\gamma; LSJM_J\rangle$ un état propre de l'atome à N électrons, caractérisé par la configuration électronique γ . A quoi correspondent les autres nombres quantiques L, S, J et M_J ? Et de quels nombres quantiques dépend l'énergie?

Solution

Les nombres quantiques L, S, J et M_J correspondent aux valeurs propres de $\mathbf{L}^2, \mathbf{S}^2, \mathbf{J}^2$ et J^z . L'énergie dépend de tous ces nombres quantiques sauf M_J , comme établi de façon phénoménologique par les règles de Hund.

2.4

Nous allons maintenant considérer le cas d'un champ faible tel que l'énergie d'interaction entre l'atome et le champ est à considérer comme petite devant l'énergie de couplage spin-orbite. Cela permettra alors de traiter le couplage avec le champ en théorie des perturbations dans le cas dégénéré, en construisant la matrice

$$\langle \gamma; LSJM_J | (L^z + 2S^z) | \gamma; LSJM'_J \rangle .$$

Pour les atomes avec $L = S = 0$ conclure que l'élément de matrice ci-dessus doit être zéro.

Solution

Dans ce cas, $|LSJM_J\rangle = |0,0,0,0\rangle$, qui correspond à un état propre $|0,0\rangle$ de \mathbf{L}^2, L^z et $|0,0\rangle$ de \mathbf{S}^2, S^z , avec valeur propre nulle pour chaque opérateur. Donc nécessairement l'élément de matrice s'annule.

2.5

Dans le cas général, montrer que l'élément de matrice se re-écrit comme

$$f(M_J) \delta_{M_J, M'_J} + \langle \gamma; LSJM_J | S^z | \gamma; LSJM'_J \rangle$$

où f est une fonction à déterminer.

Solution

$f(M_J) = \hbar M_J$, et on utilise le fait que $J^z = L^z + S^z$.

2.6

Montrer alors que

$$\langle \gamma; LSJM_J | S^z | \gamma; LSJM'_J \rangle = \frac{\langle \gamma; LSJM_J | (\mathbf{J}^2 - \mathbf{L}^2 + \mathbf{S}^2) J^z | \gamma; LSJM'_J \rangle}{2\hbar^2 J(J+1)}.$$

Solution

En utilisant le théorème de la projection, on a que

$$\langle \gamma; LSJM_J | S^z | \gamma; LSJM'_J \rangle = \frac{\langle \gamma; LSJM_J | (\mathbf{J} \cdot \mathbf{S}) J^z | \gamma; LSJM'_J \rangle}{\hbar^2 J(J+1)}$$

et on utilise le fait que $\mathbf{J} \cdot \mathbf{S} = \frac{1}{2} (-\mathbf{J} - \mathbf{S})^2 + \mathbf{J}^2 + \mathbf{S}^2 = \frac{1}{2} (\mathbf{J}^2 - \mathbf{L}^2 + \mathbf{S}^2)$.

2.7

Conclure que

$$\langle \gamma; LSJM_J | (L^z + 2S^z) | \gamma; LSJM'_J \rangle = g_{JLS} \hbar M_J \delta_{M_J, M'_J}$$

où g_{JLS} est le facteur de Landé (à déterminer).

Ecrire alors la correction en énergie $\Delta E_{LSJ}(B)$ au niveau d'énergie imperturbé due au champ magnétique.

Solution

$$g_{JLS} = \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \frac{S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)}; \quad \Delta E_{JLS} = g_{JLS} \mu_B M_J B.$$

2.8 (Question bonus)

Citer au moins un exemple d'un atome dont l'état fondamental a $L = S = 0$.

Solution

C'est l'Helium – en fait tout atome qui dans sa configuration électronique n'a pas d'orbitales partiellement remplies satisfait cette condition.

2.9 (Question bonus)

Pour les atomes avec $L = S = 0$ la correction aux niveaux d'énergie due au champ magnétique ne s'annule pas vraiment : d'où peut-elle bien venir ? Et comment dépend elle de B ?

Solution

Ça peut venir du terme en $(\mathbf{B} \times \mathbf{r}_i)^2$ dans le Hamiltonien de couplage avec le champ magnétique, ou encore du traitement du terme en $(\mathbf{L}_i + 2\mathbf{S}_i) \cdot \mathbf{B}$ au second ordre de la théorie des perturbation. Dans les deux cas, la correction va comme B^2 .

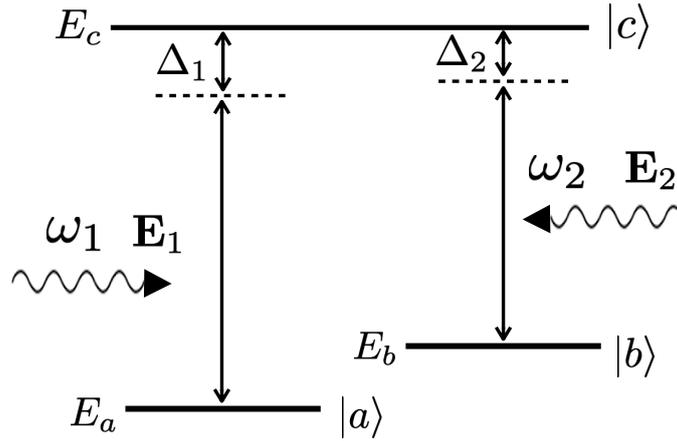


FIGURE 2 – Schéma à trois niveaux et deux champs e.m.

3 Problème : Transitions de type Raman

Dans le TD no. 4 vous avez étudié l'interaction entre un système à deux niveaux et un champ électromagnétique. Dans ce problème, nous allons généraliser cette image au cas d'un système à trois niveaux, qui interagit avec deux champs électromagnétiques mono-chromatiques, l'un de fréquence ω_1 et champ électrique \mathbf{E}_1 , l'autre de fréquence ω_2 et champ électrique \mathbf{E}_2 – comme montré en Fig. 2. Le champ électromagnétique no. 1 induit la transition de l'état $|a\rangle$ d'énergie E_a vers l'état $|c\rangle$ d'énergie E_c , avec une fréquence de Rabi

$$\Omega_{ca} = -\frac{1}{\hbar} \langle c | \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_1 | a \rangle$$

et un décalage $\Delta_1 = \omega_{ca} - \omega_1$ par rapport à la fréquence de transition $\omega_{ca} = (E_c - E_a)/\hbar$. Le champ électromagnétique no. 2 induit la transition de l'état $|b\rangle$ d'énergie E_b vers l'état $|c\rangle$ d'énergie E_c , avec une fréquence de Rabi

$$\Omega_{cb} = -\frac{1}{\hbar} \langle c | \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_2 | b \rangle$$

et un décalage $\Delta_2 = \omega_{cb} - \omega_2$ par rapport à la fréquence de transition $\omega_{cb} = (E_c - E_b)/\hbar$.

Le Hamiltonien du système à trois niveaux en interaction avec les deux champs e.m. s'écrit

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & E_a |a\rangle\langle a| + E_b |b\rangle\langle b| + E_c |c\rangle\langle c| \\ & + \frac{\hbar}{2} \left(\Omega_{ca} e^{-i\omega_1 t} + \Omega_{ca}^* e^{i\omega_1 t} \right) (|c\rangle\langle a| + |a\rangle\langle c|) \end{aligned} \quad (3)$$

$$+ \frac{\hbar}{2} \left(\Omega_{cb} e^{-i\omega_2 t} + \Omega_{cb}^* e^{i\omega_2 t} \right) (|c\rangle\langle b| + |b\rangle\langle c|) . \quad (4)$$

3.1

Comme exemple concret, considérons les trois états $|a\rangle = |5S_{1/2}; F=1, m_F=0\rangle$, $|b\rangle = |5S_{1/2}; F=2, m_F=2\rangle$ et $|c\rangle = |6P_{1/2}; F=1, m_F=1\rangle$ de l'atome de Rb. Si $\mathbf{E}_1 = E_0 \mathbf{e}_1$ et $\mathbf{E}_2 = E_0 \mathbf{e}_2$, comment doit-on choisir les polarisations \mathbf{e}_1 et \mathbf{e}_2 afin que les fréquences de Rabi Ω_{ca} et Ω_{cb} ne s'annulent pas ?

Solution

On doit avoir $\mathbf{e}_1 = \mathbf{u}_1$ et $\mathbf{e}_2 = \mathbf{u}_{-1}$, afin d'induire des transitions avec $\Delta m_F = +1$ et $\Delta m_F = -1$ respectivement.

3.2

Avant de procéder, un petit exercice de gymnastique avec les opérateurs. Définissons l'opérateur

$$U(\phi) = \exp [i \phi |a\rangle\langle a|] .$$

Justifier pourquoi

$$U(\phi) |a\rangle\langle c| = e^{i\phi} |a\rangle\langle c| \quad (5)$$

$$|c\rangle\langle a| U^\dagger(\phi) = e^{-i\phi} |c\rangle\langle a| \quad (6)$$

$$U(\phi) |b\rangle\langle c| = |b\rangle\langle c| \quad (7)$$

$$U(\phi) |c\rangle\langle a| = |c\rangle\langle a| . \quad (8)$$

Solution

C'est une simple conséquence du fait que $|a\rangle\langle a| |a\rangle\langle a| = |a\rangle\langle a|$, et que $|a\rangle\langle a| |b\rangle\langle c| = |a\rangle\langle a| |c\rangle\langle a| = 0$.

3.3

Revenons maintenant au cas de trois états $|a\rangle$, $|b\rangle$ et $|c\rangle$ génériques. Comme on l'a fait dans le TD no. 4, on va passer à un référentiel tournant, défini par la transformation unitaire $U = \exp(iAt)$, dans lequel le Hamiltonien se transforme comme suit :

$$\tilde{\mathcal{H}} = U \mathcal{H} U^\dagger - \hbar A . \quad (9)$$

L'opérateur A est choisi de la forme

$$A = -\omega_1 |a\rangle\langle a| - \omega_2 |b\rangle\langle b| . \quad (10)$$

Conclure que

$$\tilde{\mathcal{H}} = (E_a + \hbar\omega_1) |a\rangle\langle a| + (E_b + \hbar\omega_2) |b\rangle\langle b| + E_c |c\rangle\langle c| \quad (11)$$

$$+ \frac{\hbar}{2} \left(\Omega_{ca} |c\rangle\langle a| + \Omega_{ca}^* |a\rangle\langle c| + \Omega_{cb} |c\rangle\langle b| + \Omega_{cb}^* |b\rangle\langle c| \right) \quad (12)$$

$$+ \text{(termes oscillants)} \quad (13)$$

où les termes oscillants sont à déterminer.

Solution

Ça suit de l'application des règles établies au point précédent. Les termes oscillants sont

$$\frac{\hbar}{2} \left(\Omega_{ca} e^{-i2\omega_1 t} |a\rangle\langle c| + \Omega_{ca}^* e^{i2\omega_1 t} |c\rangle\langle a| + \Omega_{cb} e^{-i2\omega_2 t} |b\rangle\langle c| + \Omega_{cb}^* e^{i2\omega_2 t} |c\rangle\langle b| \right) .$$

3.4

L'approximation de l'onde tournante (rotating-wave approximation, ou RWA) consiste à négliger les termes oscillants. Dans le référentiel tournant, les trois états sont maintenant à des énergies $E_a + \hbar\omega_1$, $E_b + \hbar\omega_2$ et E_c . On translate ce schéma de niveaux de $-E_c$ d'abord (à savoir, on somme le terme $-E_c(|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b| + |c\rangle\langle c|)$ au Hamiltonien), et en suite on le translate de $\hbar\Delta = \hbar(\Delta_1 + \Delta_2)/2$ vers le haut – il s'agit d'une translation du spectre d'énergie, qui n'a aucun effet sur la physique. Montrer que, modulo des constantes additives, le Hamiltonien qui en résulte s'écrit comme

$$\tilde{\mathcal{H}}_{\text{RWA}} = -\frac{\hbar\delta}{2} |a\rangle\langle a| + \frac{\hbar\delta}{2} |b\rangle\langle b| + \hbar\Delta |c\rangle\langle c| \quad (14)$$

$$+ \frac{\hbar}{2} \left(\Omega_{ca} |c\rangle\langle a| + \Omega_{ca}^* |a\rangle\langle c| + \Omega_{cb} |c\rangle\langle b| + \Omega_{cb}^* |b\rangle\langle c| \right) \quad (15)$$

où $\delta = \Delta_1 - \Delta_2$.

Solution

C'est de la simple algèbre !

3.5

Nous allons maintenant considérer l'équation de Schrödinger dépendante du temps dans le référentiel tournant

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = \tilde{\mathcal{H}}_{\text{RWA}} |\psi(t)\rangle \quad (16)$$

où $|\psi(t)\rangle = \psi_a(t)|a\rangle + \psi_b(t)|b\rangle + \psi_c(t)|c\rangle$.

Montrer que

$$i\dot{\psi}_c = \Delta\psi_c + \frac{1}{2}(\Omega_{ca}\psi_a + \Omega_{cb}\psi_b)$$

et établir la forme de $i\dot{\psi}_a$ et $i\dot{\psi}_b$.

Solution

$$i\dot{\psi}_a = \frac{\Omega_{ca}^*}{2}\psi_c - \frac{\delta}{2}\psi_a \quad i\dot{\psi}_b = \frac{\Omega_{cb}^*}{2}\psi_c + \frac{\delta}{2}\psi_b .$$

3.6

Une deuxième approximation qu'on peut faire est justifiée dans le cas de très forts désaccords $|\Delta_1|, |\Delta_2| \gg |\Omega_{ca}|, |\Omega_{cb}|$. Dans ce cas là on procède à ce qu'on appelle une *élimination adiabatique* de l'état $|c\rangle$, à savoir on peut imaginer que le coefficient $\psi_c(t)$ associé à cet état suit instantanément l'évolution des coefficients $\psi_a(t)$ et $\psi_b(t)$. Dans ce cas là, on écrit que $\dot{\psi}_c \approx 0$, ce qui permet d'écrire ψ_c en fonction de ψ_a et ψ_b et de l'éliminer donc des équations.

En déduire que les équations résultantes pour $\psi_a(t)$ et $\psi_b(t)$ peuvent être obtenues à partir d'une équation de Schrödinger effective pour une fonction d'onde $|\psi_{\text{eff}}(t)\rangle = \psi_a(t)|a\rangle + \psi_b(t)|b\rangle$ avec

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi_{\text{eff}}(t)\rangle = \mathcal{H}_{\text{eff}} |\psi_{\text{eff}}(t)\rangle \quad (17)$$

où

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = E_{a,\text{eff}} |a\rangle\langle a| + E_{b,\text{eff}} |b\rangle\langle b| - \frac{\hbar}{4} \left(\frac{\Omega_{ca}^* \Omega_{cb}}{\Delta} |a\rangle\langle b| + \frac{\Omega_{cb}^* \Omega_{ca}}{\Delta} |b\rangle\langle a| \right)$$

et où les énergies $E_{a,\text{eff}}$, $E_{b,\text{eff}}$ sont à déterminer.

Solution

Le remplacement

$$\psi_c = -\frac{\Omega_{ca}\psi_a + \Omega_{cb}\psi_b}{2\Delta}$$

mène aux équations

$$i\dot{\psi}_a = -\Omega_{ca}^* \frac{\Omega_{ca}\psi_a + \Omega_{cb}\psi_b}{2\Delta} - \frac{\delta}{2}\psi_a$$

$$i\dot{\psi}_b = -\Omega_{cb}^* \frac{\Omega_{ca}\psi_a + \Omega_{cb}\psi_b}{2\Delta} + \frac{\delta}{2}\psi_b$$

desquelles on déduit la forme du Hamiltonien effectif à deux états, avec

$$E_{a,\text{eff}} = -\frac{\delta}{2} - \frac{|\Omega_{ca}|^2}{4\Delta} \quad E_{b,\text{eff}} = \frac{\delta}{2} - \frac{|\Omega_{cb}|^2}{4\Delta} .$$

3.7 (Question bonus)

On en déduit donc la fréquence de Rabi effective $\Omega_{ab,eff} = \frac{\Omega_{ca}^* \Omega_{cb}}{\Delta}$. Les conditions sous lesquelles cette fréquence ne s'annule pas dictent les règles de sélection pour les transitions qu'on considère ici, dites de type Raman. Si $|a\rangle, |b\rangle$ et $|c\rangle$ sont des états propres d'un atome hydrogénoïde, rappeler les règles de sélection pour $\Delta l, \Delta j$ et ΔF telles que Ω_{ca} et Ω_{cb} ne s'annulent pas. En déduire alors les règles de sélection sur $\Delta l, \Delta j, \Delta F$ pour que $\Omega_{ab,eff}$ soit fini.

Solution

Dans le cas d'une transition "simple" on a que $\Delta l = \pm 1, \Delta j = 0, \pm 1$ et $\Delta F = 0, \pm 1$, avec interdiction d'une transition $F = 0 \rightarrow F' = 0$. Pour la transition Raman on a que $\Delta l = 0, \pm 2$ et $\Delta j, \Delta F = 0, \pm 1, \pm 2$; même la transition $F = 0 \rightarrow F' = 0$ est possible.

3.8 (Question bonus)

Parmi les transitions suivantes, établir lesquelles sont des transitions Raman permises

$$1) 1S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2} \quad 2) 1S_{1/2} \rightarrow 2S_{1/2} \quad 3) 2S_{1/2} \rightarrow 3D_{3/2} \quad 4) 2S_{1/2} \rightarrow 4F_{5/2} .$$

Solution

Les transitions permises sont la 2) et la 3).

3.9 (Question bonus)

Imaginons maintenant la situation où $E_a < E_c < E_b$. Par exemple, $|a\rangle$ est un état dans le niveau $5S_{1/2}$ de l'atome de Rb, $|b\rangle$ est un état dans le niveau $50S_{1/2}$ (état de Rydberg), et $|c\rangle$ est dans un niveau intermédiaire. La transition $5S_{1/2} \rightarrow 50S_{1/2}$ est faite avec deux lasers de même fréquence $\omega_1 = \omega_2 = \omega$.

Imaginons que les lasers 1 et 2 soient contra-propageants, à savoir le laser 1 se propage avec un vecteur d'onde \mathbf{k} et le laser 2 se propage avec un vecteur d'onde $-\mathbf{k}$. Dans un des TD on a vu que si l'atome voyage à une vitesse \mathbf{v} , il ressent la fréquence d'un laser de vecteur d'onde \mathbf{k} comme décalée du terme Doppler $\mathbf{v} \cdot \mathbf{k}$. Est-ce que la transition Raman de a à b est affectée par le décalage Doppler ?

Solution

Non, puisque on a que la fréquence de deux lasers est ressentie comme $\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 2\omega$.