

## Examen final – 25 mai 2021 (3h)

### Données utiles

- $e = 1.6 \times 10^{-19}$  C (charge de l'électron)
- $m = 9.1 \times 10^{-31}$  kg (masse de l'électron)
- $h = 6.62 \times 10^{-34}$  Js (constante de Planck)
- $\hbar = 1.054 \times 10^{-34}$  Js (constante de Planck réduite)
- $c = 3 \times 10^8$  m/s (vitesse de la lumière)
- $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$  F/m (constante diélectrique du vide)
- $a_0 = 0.5 \times 10^{-10}$  m (rayon de Bohr)
- $1\text{Ry} = 13.6$  eV (Rydberg)
- Orbitales de l'atome d'hydrogène :  $\psi_{nlm}(r, \theta, \phi) = \langle r, \theta, \phi | nlm \rangle = \mathcal{R}_{nl}(r) \mathcal{Y}_{lm}(\theta, \phi)$
- Harmoniques sphériques :  $\mathcal{Y}_{lm}(\theta, \phi) = N_{lm} P_l^{(m)}(\cos \theta) e^{im\phi}$  ( $P_l^{(m)}$  = polynôme de Legendre associé)
- Parité des harmoniques sphériques :  $\mathcal{Y}_{lm}(\pi - \theta, \phi + \pi) = (-1)^l \mathcal{Y}_{lm}(\theta, \phi)$
- $z = r \cos \theta = r \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \mathcal{Y}_{10}(\theta, \phi)$
- Structure principale de l'atome d'hydrogène  $E_n = -(m/\mu) \text{Ry}/n^2 \approx -\text{Ry}/n^2$   
où  $\text{Ry} = e^2/(8\pi\epsilon_0 a_0) = \hbar^2/(2ma_0^2)$   $a_0 = \text{rayon de Bohr}$
- Théorème de Wigner-Eckart pour les opérateurs vectoriels  $\mathbf{V} = (V_{-1}, V_0, V_1)$

$$\langle j' m'_j | V_q | j m_j \rangle = \langle j' || V || j \rangle C_{qm_j; j' m'_j}^{1j}$$

## 1 Question courtes

Ces questions ne nécessitent que quelques lignes de calcul ou d'argument pour leur réponse.

- Q1.** Pourquoi dans l'atome d'hydrogène l'électron ne s'effondre pas sur le noyau pour l'hydrogène ? La réponse à cette question vient du fait que localiser un électron à une distance  $\Delta x$  du proton a un coût en énergie cinétique, puisque  $\Delta x \Delta p \gtrsim \hbar$ . Comparer ce coût en énergie cinétique avec le gain en énergie électrostatique  $-e^2/(4\pi\epsilon_0 \Delta x)$ , et retrouver la définition du rayon de Bohr.

**Solution:** Comme  $\Delta p \approx \hbar/\Delta x$ , on a que quand le coût en énergie cinétique est égalisé par le gain en énergie de Coulomb,  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \Delta x} = \frac{\hbar^2}{2m\Delta x^2}$ , la distance vaut  $\Delta x = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2/(2me^2) = a_0/2$ .

- Q2.** Ordonner par ordre d'énergie croissante les transitions suivantes dans la molécule de  $\text{H}_2$  : 1) transition électronique  $^1\Sigma_g^+ \rightarrow ^3\Sigma_u^+$  ; 2) transition rotationnelle  $K = 0 \rightarrow K = 1$  ; 3) transition vibrationnelle  $\nu = 0 \rightarrow \nu = 1$ .

**Solution:** 2), 3), 1)

- Q3.** Dans la question précédente, pourriez-vous donner un ordre de grandeur en énergie (en eV) pour chaque transition ?

**Solution:** transition électronique :  $\sim 1$  eV ; transition vibrationnelle :  $\sim (m_e/m_p)^{1/2}$  eV ; transition rotationnelle :  $\sim (m_e/m_p)$  eV.

**Q4.** Dans l'état fondamental des atomes à  $N$  électrons, les électrons des couches complètement remplies contribuent au moment angulaire total (orbitaire ainsi que de spin). Vrai ou faux ? (argumenter brièvement).

**Solution:** Non, en pratique ils ne contribuent pas, puisque la somme des projections des moments angulaires orbitaires et de spin de ces électrons s'annulent.

**Q5.** Lesquelles de ces termes  $LS$  pour un atome à  $N$  électrons sont possibles (notation spectroscopique :  $^{2S+1}L_J$ ) ?  
1)  $^3D_1$  ; 2)  $^1P_{3/2}$  ; 3)  $^2S_1$  ; 4)  $^2P_{1/2}$ .

**Solution:** 1) et 4) sont possibles, dans les autres cas  $J$  n'est pas compatible avec  $|L - S|, \dots, L + S$ .

**Q6.** L'ion moléculaire  $H_2^+$  est stable (=ne se dissocie pas en  $H + p$ ) quand l'électron est dans l'état  $\sigma_u^+$  : vrai ou faux ? (argumenter brièvement).

**Solution:** La molécule est instable : il s'agit d'un état anti-liant.

**Q7.** Lesquels de ces transitions pour un atome à  $N$  électrons sont admises en approximation de dipole ?  
1)  $^3D \rightarrow ^1D$  ; 2)  $^3P \rightarrow ^3D$  ; 3)  $^2S \rightarrow ^2P$  ; 4)  $^1P \rightarrow ^3D$ .

**Solution:** 2), 3) sont possibles, les autres sont impossibles puisque le spin change.

**Q8.** Les états de l'atome d'hydrogène sont étiquetés par les indices  $n, l, j$  (entre autres). Desquels de ces indices dépend l'énergie de l'état : 1) dans la théorie de Schrödinger ; 2) dans la théorie de Dirac (=Schrödinger + corrections relativistes) ; 3) après avoir pris en compte le décalage de Lamb.

**Solution:** 1)  $n$  ; 2)  $n, j$  ; 3)  $n, l, j$

## 2 Problème : polarisabilité des atomes de Rydberg

Dans les atomes alcalins, l'électron le plus énergétique se comporte essentiellement comme celui de l'atome d'hydrogène, avec un spectre de niveaux d'énergie qui – sans prendre en compte la structure fine ou hyperfine – a la forme

$$E_{nl} \approx -\frac{\text{Ry}}{(n - \delta_l)^2} \quad (1)$$

où les termes  $\delta_l$  sont appelés défauts quantiques ; ce sont des corrections d'ordre 1 (d'autant plus petites que  $l$  est grand).

On considère ici la situation (pertinente expérimentalement) de deux niveaux d'énergie  $E_{nl}, E_{nl'}$  qui sont proches (ils ne diffèrent que par le nombre quantique  $l$ , à savoir par la valeur du défaut quantique). En particulier nous allons explorer l'effet d'un champ électrique  $\mathbf{E} = \mathcal{E}e_z$  sur ces niveaux d'énergie, afin de calculer comment l'atome développe un moment de dipole électrique. Nous allons en particulier nous concentrer sur des niveaux de Rydberg, à savoir la situation où  $n \gg 1$ .

Le Hamiltonien perturbé de l'atome en présence du champ électrique vaut

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - e\mathcal{E}z. \quad (2)$$

Pour le Hamiltonien non perturbé,  $\mathcal{H}_0|nlm\rangle = E_{nl}|nlm\rangle$ , où  $|nlm\rangle$  sont les orbitales atomiques pour l'électron le plus énergétique.

## 2.1

Dans l'état fondamental de l'atome alcalin, l'électron le plus énergétique se trouve dans l'orbitale  $s$  avec  $n = n_0$ . Si on veut exciter l'électron vers une orbitale avec nombres quantiques  $(n, l)$ , quel est le nombre minimal de photons que l'atome doit absorber (en utilisant des transitions permises en approximation de dipole) ?

**Solution:** Ce nombre est  $l$  (puisque  $\Delta l = 1$  au plus à chaque transition).

## 2.2

En considérant deux orbitales  $|nlm\rangle, |n'l'm'\rangle$ , rappeler pour quelle valeurs de  $\Delta l = l' - l$  et  $\Delta m = m' - m$  on a que l'élément de matrice

$$\langle nlm|z|n'l'm'\rangle \quad (3)$$

est non nul. (*Suggestion* : se servir de la parité des harmoniques sphériques, ainsi que du théorème de Wigner-Eckart).

**Solution:** Par le théorème de Wigner-Eckart :  $\langle nlm|z|n'l'm'\rangle \sim C_{0m',lm}^{1l'}$  d'où  $\Delta m = 0$ , et  $\Delta l = 0, \pm 1$ . Par la parité des harmoniques sphériques,  $\langle nlm|z|n'l'm'\rangle \sim \int d\Omega \mathcal{Y}_{lm}^* \mathcal{Y}_{10} \mathcal{Y}_{l'm'}$  ne s'annule pas seulement si  $\Delta l + 1$  est pair.

## 2.3

Conclure qu'un atome dans un état propre du Hamiltonien ne peut pas avoir un moment de dipole spontané.

**Solution:** En fait  $\langle nlm|z|nlm\rangle = 0$  quelques soient  $n, l, m$ .

## 2.4

En imaginant que les deux niveaux  $E_{nl}, E_{n'l'}$  soient très proches, et plutôt éloignés des autres niveaux, on considère l'effet du champ électrique dans le sous espace engendré par les vecteurs  $|nlm\rangle$  ( $m = -l, \dots, l$ ),  $|n'l'm'\rangle$  ( $m' = -l', \dots, l'$ ). En ce faisant, justifier pourquoi il est suffisant de se limiter à la matrice  $2 \times 2$

$$\begin{pmatrix} \langle nlm|\mathcal{H}_0|nlm\rangle & \langle nlm| -e\mathcal{E}z|n'l'm'\rangle \\ \langle n'l'm'| -e\mathcal{E}z|nlm\rangle & \langle n'l'm'|\mathcal{H}_0|n'l'm'\rangle \end{pmatrix}. \quad (4)$$

**Solution:** Puisque  $\langle nlm|z|n'l'm'\rangle = 0$  si  $m \neq m'$ , seulement les éléments avec le même  $m$  sont à considérer. La diagonale ne contient pas le terme d'interaction avec le champ électrique (pas de moment de dipole pour les états propres), alors que la partie hors-diagonale ne provient que du champ électrique.

## 2.5

Ecrire l'élément de matrice  $\langle nlm|z|n'l'm'\rangle$  dans la forme d'une intégrale sur les coordonnées  $r, \theta, \phi$ .

La fonction d'onde radiale  $\mathcal{R}_{nl}(r)$  a la forme d'un polynôme d'ordre  $n - 1$  multiplié par  $e^{-r/(na_0)}$ . Pour les propos de ce calcul, on va approximer  $\mathcal{R}_{nl}(r)$  comme  $\mathcal{R}_{nl}(r) \approx (r/a_0)^{n-1} e^{-r/(na_0)}$ . Montrer alors que, dans cette approximation, la fonction  $r^2 \mathcal{R}_{nl}(r) \mathcal{R}_{n'l'}(r)$  a un maximum en  $r_{\max} = n^2 a_0$ . On retiendra cette valeur pour le calcul de l'élément de matrice.

**Solution:**  $\langle nlm|z|n'l'm'\rangle = \int dr r^2 \mathcal{R}_{nl}(r) r \mathcal{R}_{n'l'}(r) \int \sin \theta d\theta d\phi \mathcal{Y}_{lm}^* \mathcal{Y}_{10} \mathcal{Y}_{l'm'}$ .  
 $r^2 \mathcal{R}_{nl}(r) \mathcal{R}_{n'l'}(r) \sim e^{-2r/(na_0)} (r/a_0)^{2n}$  admet un maximum en  $r_{\max} = n^2 a_0$ .

## 2.6

Le calcul précédent nous permet de conclure que  $\langle nlm|z|nl'm\rangle \approx n^2 a_0$ . Diagonaliser alors la matrice en Eq. (4) pour obtenir les valeurs propres

$$E^\pm = \frac{E_{nl} + E_{nl'}}{2} \pm \sqrt{\frac{(E_{nl} - E_{nl'})^2}{4} + C^2} \quad (5)$$

où  $C = -e\mathcal{E}na_0^2$ .

**Solution:** La diagonalisation de la matrice donne l'équation  $\lambda^2 - (E' + E)\lambda + (EE' - C^2) = 0$  pour les valeurs propres, d'où la solution.

## 2.7

En considérant que  $\delta_l, \delta_{l'} \ll n$ , montrer que

$$E_{nl} - E_{nl'} \approx \frac{2Ry}{n^3}(\delta_{l'} - \delta_l) \quad (6)$$

En plus, en considérant que  $E_{nl} - E_{nl'} \ll C$ , conclure que

$$E^\pm = \begin{cases} E_{nl} + An^7 & (+) \\ E_{nl'} - An^7 & (-) \end{cases} \quad (7)$$

où  $A$  est une constante à déterminer.

**Solution:** Le premier résultat vient d'un simple développement de Taylor de  $1/(n - \delta_l)^2 \approx 1/n^2(1 + 2\delta_l/n)$ . On en déduit que  $A = e^2\mathcal{E}^2 a_0^2 / [(\delta_{l'} - \delta_l)Ry]$ .

## 2.8

Si on soumet un atome de Rubidium à un champ  $\mathcal{E}$ , estimer le ratio entre moments de dipole électriques induits ( $d = -dE/d\mathcal{E}$ ) dans l'état fondamental ( $n_0 = 5$ ) et celui dans l'état de Rydberg  $n = 50$  pour des états de même  $l$ .

**Solution:** Puisque  $d = \pm e^2 a_0 n^7 \mathcal{E} / [(\delta_l - \delta_{l'})Ry]$ , on peut considérer que  $|d(n = 50)|/|d(n = 5)| \approx (50/5)^7 = 10^7$ .

## 3 Problème : le MASER à hydrogène

Un dispositif fondamental pour fournir des références de fréquence très stables dans le domaine des micro-ondes est le MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation), qui est historiquement le "père" du laser. Le MASER le plus important est celui à base d'hydrogène, et il se base sur la transition hyperfine  $F = 1 \rightarrow F = 0$  dans le multiplet hyperfin de l'état fondamental de H.

Dans cet exercice nous allons explorer des éléments de base de son fonctionnement, à la lumière de ce qu'on a appris dans les cours et TDs.

Le MASER à hydrogène est illustré en Fig. 1. Il contient un réservoir d'hydrogène moléculaire  $H_2$ , qui doit être converti en hydrogène atomique avant de rentrer dans le coeur de la machine.

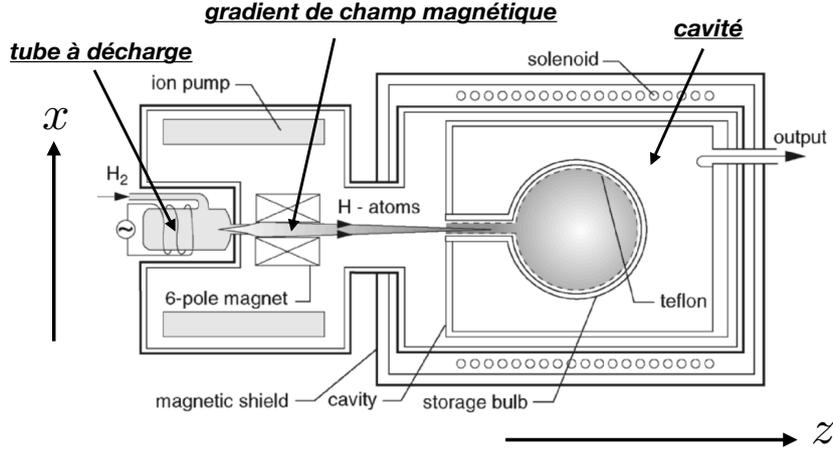


FIGURE 1 – Le MASER à hydrogène.

### 3.1

En TD vous avez vu que l'énergie de lien de la molécule  $H_2$  vaut  $D_e = 0.175$  a.u., où l'unité atomique (a.u.) est 2 Ry. Calculer la longueur d'onde  $\lambda = 2\pi c/\omega$  de la radiation qui serait nécessaire pour dissocier la molécule. Sachant que le spectre du visible est compris entre 380 nm et 750 nm, de quel type de radiation s'agirait-il ?

**Solution:**  $\lambda = 250$  nm, qui se situe dans l'ultraviolet.

### 3.2

En pratique des sources de radiation à cette fréquence ne sont pas très accessibles. Par contre un mécanisme de dissociation qui est assez pratique est celui de la lampe à décharge, à savoir le gaz de  $H_2$  est soumis aux collisions avec des électrons fortement accélérés, tels à produire la réaction  $H_2 + e \rightarrow H + H + e$ . Estimer la vitesse d'un électron qui peut induire une telle réaction.

**Solution:**  $(1/2)mv^2 = D_e \rightarrow v = \sqrt{2D_e/m} = 1.2 \times 10^6$  m s<sup>-1</sup>.

Une fois que l'hydrogène est réduit à l'état atomique, il sort du réservoir dans un des états hyperfins du multiplets de l'état fondamental  $1S_{1/2}$ , à savoir  $(F, m_F) = (0, 0), (1, 0), (1, \pm 1)$ .

Le clivage en énergie entre ces états est du à la correction en énergie au niveau  $1S_{1/2}$  due à l'interaction hyperfine entre spin de électron et spin du proton, à savoir

$$\Delta E_{nljF}^{(HF)} = g_p \frac{\alpha^2}{n^3} \frac{m}{m_p} \frac{F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)}{j(j+1)(2I+1)} \quad (8)$$

où  $m_p = 1.67 \times 10^{-27}$  kg est la masse du proton,  $g_p = 5.58$  est le facteur  $g$  du proton,  $I = 1/2$  est le spin du proton, et  $\alpha \approx 1/137$  la constante de structure fine.

### 3.3

Calculer  $\Delta E_{nljF}^{(HF)} = \Delta E_F$  pour le niveau  $1S_{1/2}$  en fonction de  $F$ . Calculer en suite la fréquence associée au clivage hyperfin  $f = (\Delta E_{F=1} - \Delta E_{F=0})/h$ . Celle-ci est la fréquence du MASER à hydrogène.

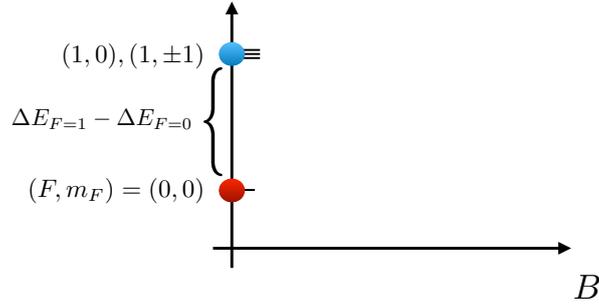


FIGURE 2 – Diagramme des niveaux hyperfins.

**Solution:** Puisque  $l = 0$  et  $j = 1/2$ , on a que  $\Delta E_{nljF}^{(\text{HF})}/Ry = 16.2 \times 10^{-8}[(4/3)F(F+1) - 2]$ , d'où  $f = (\Delta E_{F=1} - \Delta E_{F=0})/h = 1.42 \text{ GHz}$ .

### 3.4

Comme vu en TD, en présence d'un champ magnétique  $B$  faible devant l'interaction hyperfine, les niveaux en énergie sont décalés par effet Zeeman d'une quantité  $\Delta E_{lSjFm_F}^{(\text{Z})} = g_{lSIF} \mu_B m_F B$ , où  $g_{lSIF}$  est le facteur de Landé hyperfin qui vaut

$$g_{lSIF} \approx g_{lS} \frac{F(F+1) + j(j+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad g_{lS} = 1 + \frac{j(j+1) + S(S+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (9)$$

Calculer le facteur de Landé pour les états dans le multiplet  $1S_{1/2}$ .

En considérant les états  $(F, m_F) = (0, 0), (1, 0), (1, \pm 1)$ , tracer le décalage Zeeman en fonction de  $B$  sur un graphe du type montré en Fig. 2.

**Solution:** Puisque  $l = 0, j = 1/2, I = 1/2, S = 1/2$ , on a que  $g_{lS} = 2$  et  $g_{lSIF} = 1$ , d'où  $\Delta E_{lSjFm_F}^{(\text{Z})} = \mu_B m_F B$ . Donc les états avec  $m_F = 0$  n'ont pas de correction en énergie au premier ordre, et les états avec  $m_F = \pm 1$  ont une correction linéaire avec le même signe que  $m_F$ .

### 3.5

Le décalage par effet Zeeman des niveaux hyperfins (au delà de la correction au premier ordre perturbatif) est montré en Fig. 3. Assigner les étiquettes  $(F, m_F)$  à chacun des niveaux indiqués en figure.

**Solution:** Du bas en haut :  $(F, m_F) = (0, 0), (1, -1), (1, 0), (1, 1)$ .

### 3.6

En Fig. 3 on voit que les états hyperfins se divisent en deux groupes : ceux pour qui l'énergie baisse en présence d'un champ, et ceux pour qui l'énergie augmente. Donc, si l'atome est immergé dans un champ magnétique variable dans l'espace, par exemple  $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = b x \mathbf{e}_z$  (un champ magnétique dirigé selon  $z$  mais variable linéairement selon  $x$ ), il ressent l'effet Zeeman comme un potentiel – c'est un exemple plus complexe de l'expérience de Stern-Gerlach que vous avez vu dans votre cours de mécanique quantique de 1er semestre.

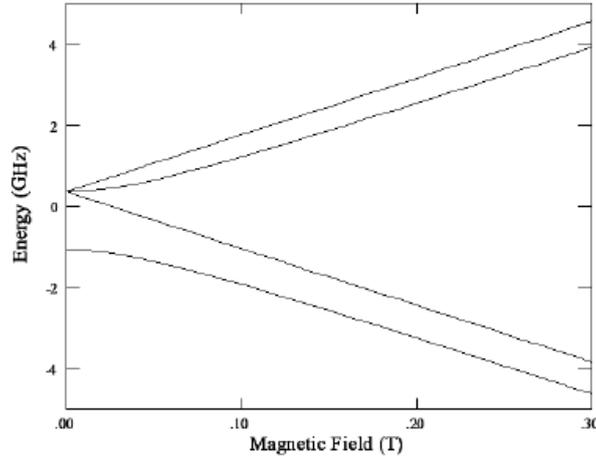


FIGURE 3 – Diagramme du décalage Zeeman des niveaux hyperfins.

Si les atomes voyagent le long de l'axe  $z$  (voir Fig. 1), et ils sont exposés au gradient de champ magnétique selon  $x$ , justifier pourquoi les atomes dans les états  $(F, m_F) = (0, 0), (1, -1)$  sont séparés spatialement des atomes dans les états  $(F, m_F) = (1, 0), (1, 1)$ .

**Solution:** Les atomes en  $(F, m_F) = (0, 0), (1, -1)$  migrent vers les régions de fort champ positif (donc vers les  $x$  positives si  $b > 0$ ) alors que ceux en  $(F, m_F) = (1, 0), (1, 1)$  migrent vers les régions de fort champ négatif.

-----

Les atomes dans les états hyperfins excités  $(F, m_F) = (1, 0), (1, 1)$  sont ainsi sélectionnés pour entrer dans une cavité qui s'adapte bien à la radiation micro-onde, à savoir telle que sa taille est bien ajustée par rapport à la longueur d'onde  $\lambda = c/f$  associée à la transition hyperfine discutée ci-dessus.

### 3.7 (Question bonus)

Dans cette cavité les atomes restent confinés pendant un temps  $\sim 10$  s. Puisqu'ils sont dans un état excité, ils pourraient retomber dans l'état fondamental par émission spontanée. Le taux (probabilité par unité de temps) d'émission spontanée pour la transition de l'état excité  $e = (F = 1, m_F)$  à l'état fondamental  $g = (F = 0, m_F = 0)$  vaut

$$\Gamma_{eg}^{(sp)} = \frac{\omega_{eg}^3 |\mathbf{D}_{eg}|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \quad (10)$$

où  $\mathbf{D}_{eg} = \langle e | (-er) | g \rangle$  est l'élément de matrice de l'opérateur de dipole électrique, et  $\omega_{eg} = 2\pi f$ . En prenant  $|\mathbf{D}_{eg}| \sim ea_0$ , estimer  $\Gamma_{eg}^{(sp)}$ , et conclure que l'émission spontanée est complètement négligeable pendant le temps de permanence des atomes dans la cavité.

**Solution:** En appliquant la formule on trouve  $\tau = 1/\Gamma = 5 \times 10^9$  s, à savoir une éternité !

### 3.8 (Question bonus)

Par contre l'émission *stimulée* joue un rôle fondamental dans le comportement des atomes à l'intérieur de la cavité. Le taux d'émission stimulée vaut  $\Gamma_{eg}^{(st)} = aN_{ph}$ , où  $N_{ph}$  est le nombre de photons de fréquence  $f$  déjà présents dans

la cavité. Des photons sont déjà présents avant que les atomes rentrent dans la cavité, du fait de la radiation de corps noir des parois de la cavité. Si les atomes retombent dans l'état fondamental par émission stimulée, ils peuvent ensuite reabsorber un photon avec un taux  $\Gamma_{eg}^{(abs)} = \Gamma_{eg}^{(st)}$ .

Si  $N_e$  ( $N_g$ ) est le nombre d'atomes dans l'état excité (fondamental), établir une équation différentielle pour l'évolution du nombre de photons  $N_{ph}$ .

**Solution:**  $dN_{ph}/dt = N_e\Gamma_{eg}^{(st)} - N_g\Gamma_{eg}^{(abs)} = aN_{ph}(N_e - N_g)$ .

### 3.9 (Question bonus)

Conclure que, si une différence de population  $N_e - N_g > 0$  est maintenue au cours du temps (ce qu'on appelle *inversion de population*), le nombre de photons augmente exponentiellement dans la cavité. C'est l'effet MASER (microwave amplification by stimulated emission of radiation) !

*Note :* en réalité la croissance exponentielle du nombre de photons est limitée par les pertes de la cavité.

**Solution:** Avec  $\Delta N = N_e - N_g = \text{const.}$ , on a que  $N_{ph}(t) = N_{ph}(0)e^{a\Delta N t}$ .

### 3.10 (Question bonus)

Pendant toute l'expérience, un champ magnétique selon  $z$  (l'axe d'entrée des atomes dans la cavité) définit l'axe de quantisation. Les deux transitions  $(F = 1, m_F = 1) \rightarrow (F = 0, m_F = 0)$  et  $(F = 1, m_F = 0) \rightarrow (F = 0, m_F = 0)$ , émettent deux photons avec polarisations  $\epsilon$  différentes – lesquelles ?

Et si on capte les photons qui sont émis le long de l'axe  $z$ , lequel des deux types de polarisation peut-on observer ?

**Solution:** La transition avec  $\Delta m_F = 0$  émet un photon polarisé linéairement selon  $z$  ( $\pi$ ), alors que celle avec  $\Delta m_F = 1$  produit un photon polarisé circulaire droit + ( $\sigma^+$ ). Le premier photon ne peut pas être émis dans la direction longitudinale (la polarisation ne peut pas être parallèle au vecteur d'onde), donc seulement le photon  $\sigma^+$  est capté dans la direction  $z$ .

-----

Le MASER à hydrogène est un standard fondamental de fréquence, qui permet de mesurer la transition hyperfine de l'atome d'hydrogène avec une très haute précision,  $f = 1\,420\,405\,751.7667(9)$  Hz. Un exemple remarquable d'application moderne des MASERs : un MASER à hydrogène est présent dans chacun des satellites du système "Galileo" (le GPS européen) afin de fournir une référence en fréquence très stable pour la mesure du temps (ce qu'on appelle un *horloge atomique*). Cela permet de positionner les objets sur terre avec haute précision, et de nous naviguer avec une résolution de l'ordre d'un mètre.