

Spectroscopie optique de Mg^+ et Be^+

- Expériences sur Mg^+ utilisant 2 lasers (T1 à T2)
 Etude d'un ion Mg^+ unique dans un piège de Penning (T3 à T4)
 Ion unique Mg^+ dans un piège de Paul (T5 à T6)
 Structures fine et hyperfine du niveau $^2P_{1/2}$ de $^9Be^+$ (T7 à T8)

Généralités sur la spectroscopie microonde ou RF de ions piégés

- Les problèmes à résoudre. Nécessité d'une détection sensible (T9)
 Les méthodes utilisées
 Collisions avec des faisceaux de particules neutres polarisées (T10)
 Quenching de métastabilité (T11)
 Pompage optique et double résonance (T12 à T13)
 Relaxation des ions piégés (T14 à T17)
 Pompage optique des ions piégés. Caractéristiques originales (T18 à T23)

Exemples de résultats obtenus en spectroscopie microonde

- Ions $^3He^+$ (T24)
 Ions $^{199}Hg^+$ (T25 à T26)
 Ions $^{171}Yb^+$ (T27 à T28)
 Ions $^{137}Ba^+$ et $^{135}Ba^+$ (T29 à T30)
 Ions $^{25}Mg^+$ (T31)
 Ions $^9Be^+$ (T32)

Références

- (1) - D.J. Wineland, R.E. Drullinger, F.L. Walls Phys. Rev. Lett. 40, 1639 (1978)
- (2) - R.E. Drullinger, D.J. Wineland, J.C. Bergquist, Appl. Phys. 22, 365 (1980)
- (3) - D.J. Wineland, W.M. Itano, Physics Letters 82A, 75 (1981)
- (4) - W. Nagourney, G. Janik, H. Dehmelt, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 80, 643 (1983)
- (5) - F. Plumelle, M. Desaintfuscien, M. Jardino, P. Petit, soumis à Appl. Phys. (1985)
- (6) - J.J. Bollinger, J.S. Wells, D.J. Wineland, W.M. Itano, Phys. Rev. A31, 2711 (1985)
- (7) - H.G. Dehmelt, F.G. Major, Phys. Rev. Lett. 8, 213 (1962) et Phys. Rev. 170, 91 (1968)
- (8) - H.A. Schuessler, E.N. Fortson, H.G. Dehmelt, Phys. Rev. 187, 5 (1969)
- (9) - M.H. Prior, E.C. Wang, Phys. Rev. Lett. 35, 23 (1975) et Phys. Rev. A16, 6 (1977)
- (10) - D.J. Wineland, W.M. Itano, J.C. Bergquist, J.J. Bollinger, J.D. Prestage
Symposium A. Kastler 1985 Annales de Physique à paraître
- (11) - W. Rueter, J. Bonn, P. Penser, N. Trautmann Appl. Phys. B30, 83 (1983)
- (12) - D.J. Wineland, J.C. Bergquist, W.M. Itano, R.E. Drullinger, Optics Lett. 5, 245 (1980)
- (13) - F.G. Major, G. Werth Phys. Rev. Lett. 30, 1155 (1973) et Appl. Phys. 15, 201 (1978)
- (14) - M. Jardino, M. Desaintfuscien, F. Plumelle J. de Physique 42, C8-327 (1981)
- (15) - M. Jardino, M. Desaintfuscien, R. Barillet, J. Viennet, P. Petit, C. Audouin
Appl. Phys. 24, 107 (1981)
- (16) - L.S. Cutler, R.P. Gifford, M.D. McGuire, Proc 13th Annual PTTI, p. 563 (1981)
- (17) - D.J. Wineland, M. Itano, J.C. Bergquist, F.L. Walls, Proc. 35th. Ann. Freq. Control. Symp. p. 602 (1981)
- (18) - G. Werth, Atomic Physics 9 (Van Dyck and Fortson eds), World Scientific 1985, p. 28
- (19) - R. Blatt, H. Schmaltz, G. Werth Phys. Rev. Lett. 48, 1601 (1982)
- (20) - W. Becker, R. Blatt, G. Werth, Precision Measurement and Fundamental Constants II
(Taylor and Phillips eds) NBS Special Publication 617, p. 99 (1984)
- (21) - D.J. Wineland, W.M. Itano, R.S. Van Dyck, Adv. At. Mol. Phys. 19, 135 (1983)

Spectroscopie optique de Mg^+

Raie de résonance analogue à celle d'un alcalin (doublet D_1, D_2)

D_1 $3s^2S_{1/2} \leftrightarrow 3p^2P_{1/2}$ 280 nm

D_2 $3s^2S_{1/2} \leftrightarrow 3p^2P_{3/2}$ 279,5 nm

Largeur naturelle $\Gamma/2\pi = 43$ MHz

Sources laser

Obtenues par doublage de fréquence d'un laser à colorant par un cristal d'ADP

Premières expériences (Piège de Penning)

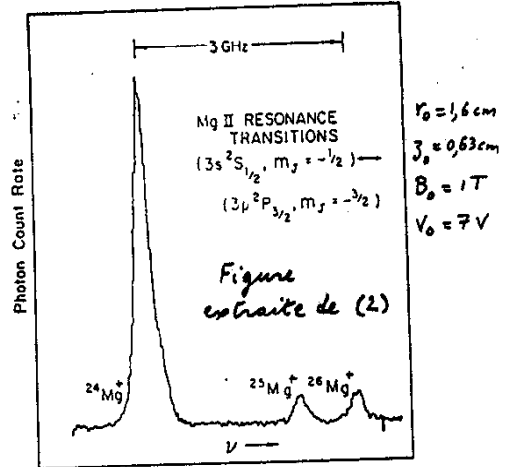
Mise en évidence du refroidissement laser par détection bolométrique de T (Voir référence (1) et transparent 16 du cours III)

Amélioration de l'expérience

Utilisation de 2 lasers

Le premier refroidit

Le second, beaucoup moins intense, permet d'analyser la forme de raie ou de faire de la spectroscopie

(1) Exemple de résultats expérimentaux (2) Laser de refroidissement réglé sur $^{24}Mg^+$ Fréquence ν du laser d'analyse balayée

Les ions $^{26}Mg^+$ et $^{25}Mg^+$ ne sont pas refroidis directement, mais par collisions avec les ions $^{24}Mg^+$ qui sont refroidis en permanence par le laser 1

Mesure des déplacements isotopiques (A cause du pompage optique, on ne voit qu'une raie de $^{25}Mg^+$)

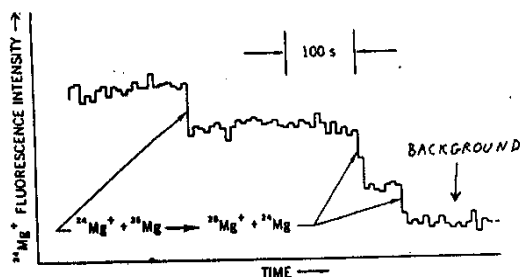
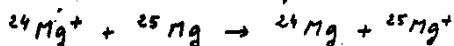
Observation d'un ion Mg^+ unique (3)

Figure extraite de (3)

Mode opératoire

On fait sortir les ions $^{24}Mg^+$ un par un en introduisant des atomes neutres ^{25}Mg

Les collisions d'échange de charge



font disparaître les ions $^{24}Mg^+$

(Les ions $^{25}Mg^+$ sont éjectés par excitation de leurs résonances cyclotron et magnétron)

Décroissance par paliers de la fluorescence

Mesure de T sur un ion $^{24}Mg^+$ unique (4)

Laser de refroidissement 5 μ W, angle de 82° avec O_z , décalé de 15 μ m du centre pour favoriser les régions où le mouvement magnétron éloigne l'ion du laser

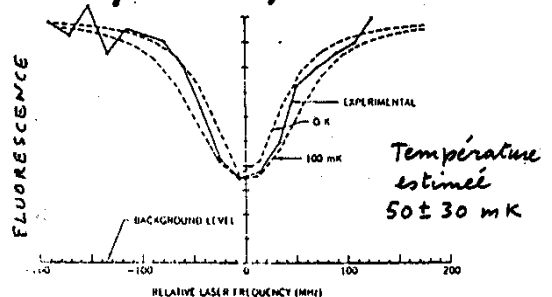


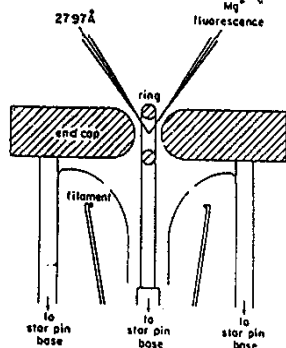
Figure extraite de (3)

Le 1^{er} laser est réglé sur la transition $2S_{1/2}, m = -1/2 \leftrightarrow 2P_{1/2}, m = -3/2$, et pompe les atomes dans le niveau $2S_{1/2}, m = -1/2$

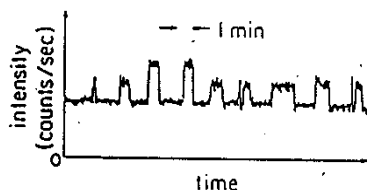
Le 2^{ème} laser excite faiblement la transition $2S_{1/2}, m = -1/2 \leftrightarrow 2P_{1/2}, m = -1/2$, et est balayé lentement. On enregistre les modifications qu'il provoque sur la fluorescence du 1^{er} laser

Ions $^{24}\text{Mg}^+$ dans un piège de Paul (5)

Figures extraites de (4)



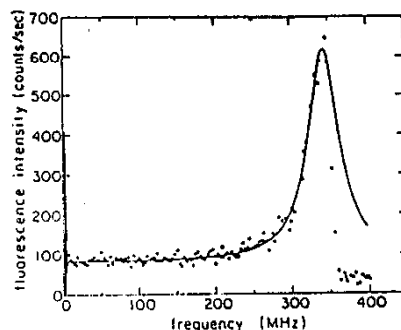
Montage expérimental



Détection de 1 ou 2 ions piégés

Mesure de la température d'un seul ion (6)

(Figure extraite de 4)



Un seul laser est utilisé, et balayé par fréquences croissantes. Quand $\nu > \nu_0$, l'ion est chauffé et sort du piège. Seule, la partie $\nu < \nu_0$ du balayage peut être utilisée pour estimer T ($\sim 10 \text{ mK}$)

Expérience analogue faite à Orsay pour comparer l'efficacité du refroidissement laser dans des pièges de Paul et de Penning (référence 5)

Spectroscopie optique de $^9\text{Be}^+$

Intérêt : système à 3 électrons

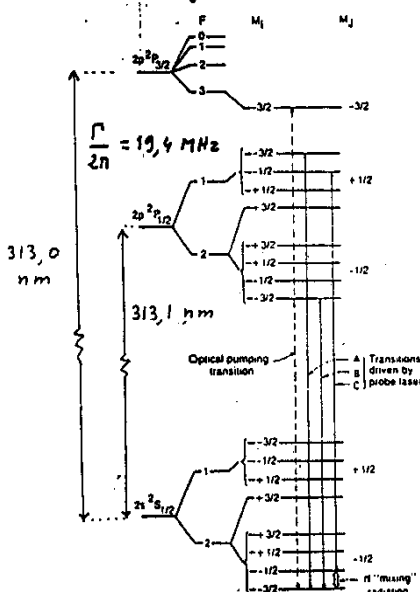


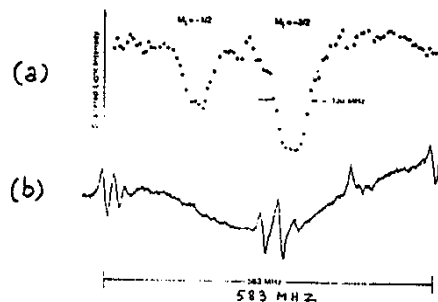
Figure extraite de (6)

Comme pour $^{24}\text{Mg}^+$, 2 lasers (doublés en fréquence), l'un pour refroidir, l'autre pour analyser. Le refroidissement permet d'affiner les raies et de résoudre les structures

Exemple de résultats obtenus sur $^9\text{Be}^+$ (8)

$B_0 \approx 1.136 \text{ T}$ (Calibré précisément par une résonance de l'état fondamental)

Figure extraite de (6)



- (a) Variations de la fluorescence quand le laser d'analyse est balayé autour des fréquences des raies A et C
(b) Signal de calibration de l'ion I_2
Résultats obtenus (à partir de ces résonances)

- Mesure absolue de $\nu(D_1)$ et $\nu(D_2)$
- Ecart de structure fine
- Constante hyperfine $A_{1/2}$ du niveau excité $^2P_{1/2}$

Spectroscopie microonde ou RF des ions piégés (9)

Les problèmes à résoudre

Comme dans toute expérience de spectroscopie de ce type, il faut

① - Préparer le système

c.-à-d. réaliser des différences de population importantes entre les 2 états de la transition

② Détecter la transition

microonde ou RF entre les 2 états

Nécessité d'une détection sensible

Le nombre d'ions est si petit (au maximum 10^5 à $10^7 / \text{cm}^3$) qu'il est exclu de pouvoir détecter la transition sur la puissance microonde ou RF absorbée ou émise au cours de la transition

Les méthodes utilisées (10)

① Collisions avec des faisceaux de particules neutres polarisés

- Permettent de polariser les ions piégés (préparation du système)

Par exemple, les collisions d'échange de spin entre des ions $^3\text{He}^+$ piégés et un jet d'atomes de Césium orientés par pompage optique permettent de transférer l'orientation de Cs à $^3\text{He}^+$

- Permettent de détecter les transitions microonde ou RF (détection)

Par exemple, la vitesse de destruction de $^3\text{He}^+$ par collisions d'échange de charge avec Cs dépend de l'état de spin de $^3\text{He}^+$. La transition microonde change cet état de spin, change donc le nombre d'ions piégés, et par suite le courant induit par le mouvement de ces ions sur les électrodes

Voir références (7), (8)

② Quenching de métastabilité (11)

Méthode utilisée pour étudier des transitions microonde dans des niveaux métastables

Exemple de la transition hyperfine $F=0 \leftrightarrow F=1$ de l'état métastable $2s\ ^2S_{1/2}$ de $^3\text{He}^+$ (voir référence 9)

①. L'excitation de la résonance de Lamb $2s(F=1) \leftrightarrow 2p_{1/2}(F=0,1)$, suivie rapidement de l'émission spontanée d'un photon Ly α , permet de "vider" sélectivement $2s(F=1)$ (Phase de préparation)

② Transitions résonnantes entre $2s(F=0)$ et $2s(F=1)$.
(Excitation de la résonance microonde)

③ De nouveau, excitation de la résonance de Lamb $2s(F=1), 2p_{1/2}(F=0,1)$ et détection des photons Lyman α

(Détection du nombre d'ions passés de $2s, F=0$ à $2s, F=1$)

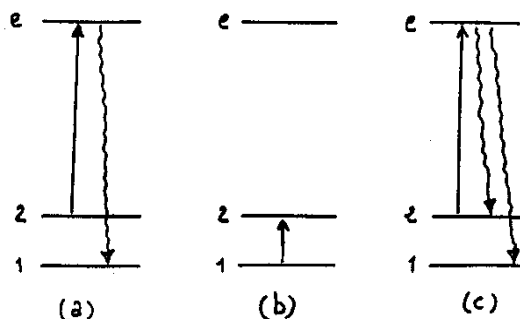
③ Pompage optique et double résonance (12)

Principe de la méthode

a) Accumulation des ions dans un sous niveau 1 de l'état fondamental, par pompage optique avec une lumière (de fréquence et de polarisation bien définies)

b) Transition microonde $1 \rightarrow 2$

c) Détection optique de la transition par modification de la fluorescence excitée à partir de 2



Conditions à remplir pour que la (13) méthode soit efficace

- Il faut disposer d'une source lumineuse à la bonne longueur d'onde (lampe ordinaire, ou mieux, source laser qui permet en plus de refroidir les ions)
- Le temps de relaxation doit être plus long que le temps de pompage optique (pour que les différences de population soient aussi grandes que possible)
- Chaque transition microonde ou RF doit entraîner un changement ΔN du nombre de photons optiques de fluorescence (on a intérêt à rendre ΔN aussi grand que possible)
- Il faut éviter les niveaux pièges qui font sortir les atomes du circuit (ou alors, il faut recycler les atomes avec une deuxième excitation laser ou microonde)

Relaxation des ions piégés (14)

Différences avec les autres méthodes

(par exemple, décharge dans une cellule)

- Élimination des collisions avec les parois du récepteur
- Il n'est plus nécessaire d'avoir recours à un "gaz tampon" à pression élevée pour protéger l'ion des parois

Les mécanismes essentiels de relaxation (reference 10)

① Collisions ion - neutre

Possibilité d'opérer à des pressions très faibles ($p \leq 10^{-10}$ Torr), où le nombre de neutres du gaz résiduel est inférieur à $3 \cdot 10^6 / \text{cm}^3$

↳ Temps de relaxation très longs (de plusieurs minutes)

Possibilité de descendre encore plus bas en pression avec des méthodes cryogéniques

② Collisions ion-ion

Au cours d'une telle collision, chaque ion "voit" un champ électrique produit par l'autre, et dépendant du temps à cause du mouvement relatif

- Ce champ électrique peut induire des transitions dipolaires électriques (par exemple, vibration - rotation d'un ion moléculaire)
- Le champ magnétique motionnel, $\vec{B} = -\vec{v} \times \vec{E} / c^2$, associé à ce champ électrique, agit sur les moments magnétiques des ions, et peut induire des transitions dipolaires magnétiques
- Le temps de corrélation de ces perturbations dépendant du temps est de l'ordre de $\tau_c = d/v$
 d : distance minimum d'approche entre les 2 ions
 v : vitesse relative

(15) Distance minimum d'approche (16)

- Ordre de grandeur de d

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 d} \sim \frac{3}{2} k_B T \quad \leftarrow \text{Température des ions}$$

$$\hookrightarrow \frac{d}{a_0} = \frac{\text{Rydberg}}{k_B T} \quad a_0: \text{Rayon de Bohr}$$

Pour des ions refroidis, $d \gg a_0$
 (Rydberg $\sim 13 \text{ eV}$, $k_B T \sim 10^{-4} \text{ eV}$ pour $T = 1^\circ \text{K}$)

Inefficacité de la relaxation par collisions ion-ion

- Les champs $\vec{E}$ et $\vec{B} = -\vec{v} \times \vec{E} / c^2$ sont trop faibles ($a_0 \ll d$)
- Quand $T \downarrow$, $d \uparrow$ et $v \downarrow$, de sorte que $\tau_c = d/v$ devient trop long. Le spectre de Fourier de la perturbation, limité à $1/\tau_c$, ne contient plus de composantes pouvant induire des transitions de fréquence $\Delta \nu$ élevée ($\Delta \nu \gg 1/\tau_c$), par exemple des transitions de vibration rotation d'un ion moléculaire

Conséquences de l'inefficacité de la relaxation par collisions ion-ion (17)

- ① Raies de résonance très fines, non élargies par collisions
- ② Couplage très faible entre les degrés de liberté hyperfins, de vibration rotation... et les degrés de liberté de translation (Si ce couplage était plus fort, il serait possible de détecter, par la méthode bolométrique, le changement de température de translation produit par une résonance microonde ou RF)
- ③ Difficulté de sortir (par collisions ion-ion) d'un niveau métastable piégé (par exemple $^2D_{3/2, 5/2}$ pour Ba^+)
Nécessité d'utiliser une autre excitation laser, ou des collisions avec un gaz neutre (σ et τ_c sont beaucoup plus petits) qui "quenche" la métastabilité [voir par exemple réf. (11)]

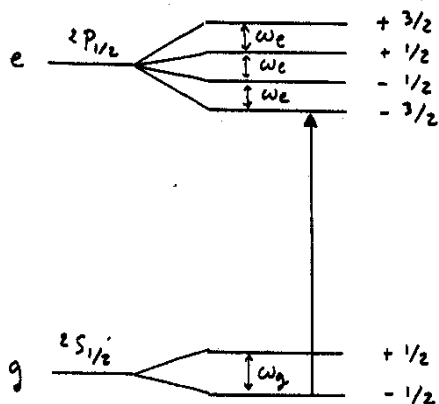
Pompage optique d'ions piégés (18) Caractéristiques originales

- ① Si les ions sont refroidis, la largeur Doppler est plus petite que la largeur naturelle. La section efficace d'absorption est très grande pour un rayonnement monochromatique (beaucoup plus grande que dans une vapeur ou une décharge)
- ② Comme le temps de relaxation est très long, possibilité de pompage quasi-total même si le rayonnement incident n'est pas résonnant (même si le temps de pompage est de plusieurs secondes, il reste très court devant le temps de relaxation)
- ③ Le passage de l'ion d'un sous-niveau à l'autre de l'état fondamental peut faire varier de manière spectaculaire le nombre de photons de fluorescence
↳ Détection optique très efficace (Références (10) et (12))

Etude d'un exemple concret [réf. 12]

Transition $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2}$ de $^{24}Mg^+$ (19)

Laser perpendiculaire au champ magnétique statique $\vec{B}_0$. Polarisation σ



ω_g, ω_e : Effet Zeeman dans g, e
 $\omega_g, \omega_e \gg \Gamma$

Fréquence du laser accordée sur la fréquence de la transition
 $g, -1/2 \leftrightarrow e, -1/2$

Mécanisme du pompage (20)

Ion initialement dans $g, -1/2$

- Le laser σ excite de manière résonnante la transition vers $e, -3/2$. Mais l'atome ne peut ensuite retomber que dans le même sous-niveau $g, -1/2$
- Excitation non résonnante de la transition $g, -1/2 \leftrightarrow e, +1/2$ (déaccord $2\omega_e$)
L'atome peut retomber dans $g, +1/2$

Ion initialement dans $g, +1/2$

- La seule transition efficace pour pomper est $g, +1/2 \leftrightarrow e, -1/2$ (déaccord $\omega_g - \omega_e$). L'atome peut retomber dans $g, -1/2$

Comme $\frac{\omega_g - \omega_e}{2\omega_e} = \frac{1}{4}$, la vitesse

de pompage $g, +1/2 \rightarrow g, -1/2$ (via $e, -1/2$) est 16 fois plus grande que la vitesse de pompage $g, -1/2 \rightarrow g, +1/2$ (via $e, +1/2$)

Propriétés intéressantes

(21)

- ① Le pompage est très lent puisqu'il est non résonnant ($2\omega_0 = 36,6 \text{ GHz}$, $\omega_y - \omega_z = 9,15 \text{ GHz}$ si $B_0 = 1 \text{ T}$), mais très efficace puisque 16/17 des atomes sont pompés dans $g, -1/2$ (si $T_{\text{rel}} \gg T_{\text{pomp}}$)
- ② Les atomes sont pompés dans le niveau qui absorbe et réémet le plus de photons (sur la transition résonnante $g, -1/2 \rightarrow e, -3/2$)
 $\Gamma/2$ photons de fluorescence par unité de temps à saturation
- ③ Si l'ion passe de $g, -1/2$ à $g, +1/2$ par absorption d'un photon microonde, il met ensuite un temps, T_{pompage} , pour retourner de $g, +1/2$ à $g, -1/2$.
 Pendant ce temps, l'ion cesse d'émettre $\Gamma/2$ photons par seconde sur la transition $g, -1/2 \rightarrow e, -3/2$

Efficacité de la détection

(22)

- L'absorption d'un photon microonde entraîne l'absence d'environ
 $\Delta N \sim \frac{\Gamma}{2} T_{\text{pompage}}$
 photons optiques de fluorescence
- Non seulement chaque photon optique transporte une énergie beaucoup plus grande que le photon microonde, mais on observe l'absence de ΔN photons optiques

Rendement énergétique de la détection

$$\rho = \frac{h\nu_{\text{optique}}}{h\nu_{\text{microonde}}} \times \Delta N$$

ρ peut atteindre 10^{12} !

- L'intérêt d'avoir T_{pompage} long, tout en saturant la transition $g, -1/2 \rightarrow e, -3/2$ apparaît clairement
 ΔN peut atteindre 10^6
 ΔN compense largement les pertes à la détection des photons de fluorescence (angle solide, rendement quantique...)

Comparaison avec un pompage plus traditionnel (de type "dépopulation")

(23)

Le plus souvent, le pompage vide rapidement (temps de l'ordre de Γ^{-1} à saturation) le sous niveau de l'état fondamental d'où part la transition résonnante avec le laser

1^{er} inconvénient

La fluorescence diminue considérablement, et donc aussi le refroidissement radiatif

2^{ème} inconvénient

L'absorption (ou l'émission) d'un photon microonde remet l'atome dans le niveau absorbant, mais il en repart très vite, de sorte que

$$\Delta N \sim \Gamma T_p \sim 1$$

Expériences sur $^3\text{He}^+$

(24)

- Réalisées il y a environ 20 ans (voir références (7) et (8))
 Ont ouvert la voie et montré l'intérêt de l'étude des ions piégés
 Ont permis de déterminer la structure hyperfine de l'état fondamental $1s, ^2S_{1/2}$

$$\Delta\nu(1s, ^2S_{1/2}) = 8665649867 \text{ Hz} \pm 10 \text{ Hz}$$

- Des expériences ultérieures ont permis de mesurer la même structure dans l'état métastable $2s$ (voir référence (9))

$$\Delta\nu(2s, ^2S_{1/2}) = 1083,354969(\pm 30) \text{ MHz}$$

Intérêt d'une telle mesure

La quantité $8\Delta\nu_2 - \Delta\nu_1$ est très peu sensible aux corrections liées à la structure nucléaire, tout en restant plus sensible aux corrections électrodynamiques

Expériences sur $^{199}\text{Hg}^+$

(25)

Intérêt de cet ion

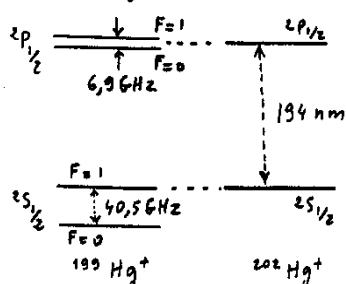
① - Très grande structure hyperfine de l'état fondamental (40,5 GHz)
↳ Transition de $Q = \frac{\nu}{\Delta\nu}$ élevé

② - Masse élevée. Pour une température donnée, l'effet Doppler du 2^{ème} ordre varie comme $1/M$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim \frac{v^2}{c^2} \sim \frac{Mv^2}{Mc^2} \sim \frac{k_B T}{Mc^2}$$

Même sans refroidissement laser, pour $k_B T \sim 1\text{ eV}$, $\Delta\nu/\nu \sim 5 \cdot 10^{-12}$

③ Coïncidence accidentelle de la raie de $^{202}\text{Hg}^+$ avec une composante hyperfine de $^{199}\text{Hg}^+$



Possibilité de pompage optique avec une lampe ordinaire

Résultats obtenus

(26)

- Obtention de résonances hyperfines avec des largeurs de l'ordre du Hertz
- Observation de bandes latérales sur la transition hyperfine, dues au mouvement de l'ion
- Réalisation de standards de fréquence, de performances comparables à celles du standard à Cs

Voir références (13) à (16)

Propositions sur $^{201}\text{Hg}^+$

- Piège de Penning et utilisation d'une transition indépendante du champ magnétique B_0 au 1^{er} ordre
- Utilisation d'une source laser pour pomper et refroidir

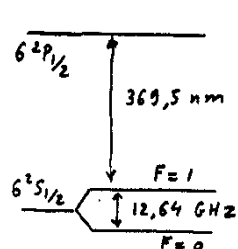
Espoir d'arriver ainsi à une stabilité de fréquence de 10^{-15} sur 1 sec
(Voir référence (17))

Expériences sur $^{171}\text{Yb}^+$

(27)

(Voir références (19) et (20))

Niveaux d'énergie



- Pompage optique par un laser à colorant en impulsions
- Détection par double résonance

Résolution des 2 composantes hyperfines de la raie optique

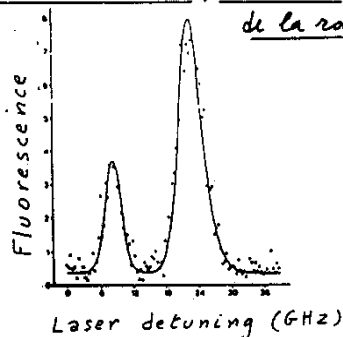


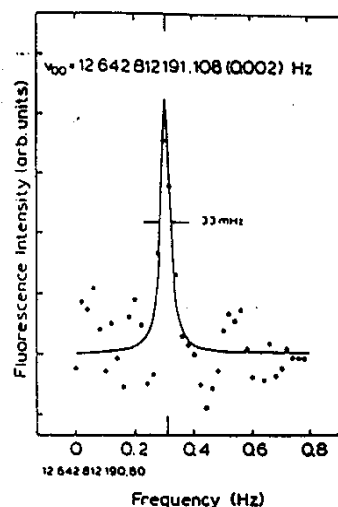
Figure extraite de (19)

Exemple de résonance hyperfine

(28)

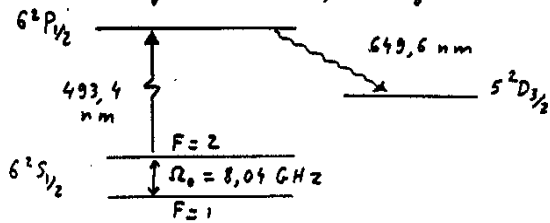
très étroite obtenue par la méthode de double résonance

Figure extraite de (19)



$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} \sim 3,8 \cdot 10^{11}$$

Expériences sur $^{137}\text{Ba}^+$ et $^{135}\text{Ba}^+$ (29)



Pompage optique sur 493,4 nm par un laser à colorant en impulsion

Résonance microonde à $\Omega_0 = 8,04 \text{ GHz}$

Détection de la fluorescence à 649,6 nm

Probabilité de transition $F=1 \rightarrow F=2$

dans l'intervalle T entre 2 impulsions laser en fonction de la fréquence Ω de la microonde

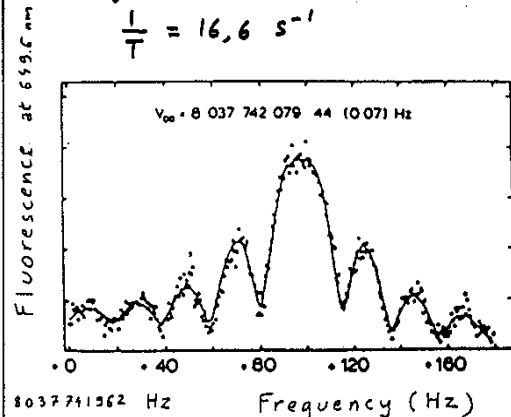
$$P = \frac{\Omega_1^2}{(\Omega - \Omega_0)^2 + \Omega_1^2} \sin^2 \left[\frac{T}{2} \sqrt{(\Omega - \Omega_0)^2 + \Omega_1^2} \right]$$

Ω_1 : Fréquence de Rabi microonde

Exemple de résultats obtenus sur $^{137}\text{Ba}^+$

Figure extraite de (20)

$$\frac{1}{T} = 16,6 \text{ s}^{-1}$$



Courbe en traits pleins calculée à partir de la formule de Rabi (généralisée pour tenir compte des ions subissant l'action de la microonde pendant $2T, 3T, 4T, 5T$)

$$\Omega_0(^{137}\text{Ba}^+) = 8\,037\,741\,667,69 (0,37) \text{ Hz}$$

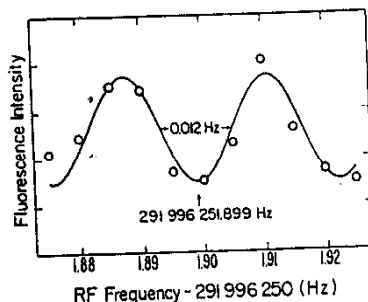
Etude analogue sur $^{135}\text{Ba}^+$

$$\Omega_0(^{135}\text{Ba}^+) = 7\,183\,340\,234,35 (0,57) \text{ Hz}$$

Expériences sur $^{25}\text{Mg}^+$ (31)

Figure extraite de (21). Voir aussi Itano, Wineland Phys. Rev. A 24, 1364 (1981)

Résonance hyperfine d'ions $^{25}\text{Mg}^+$ ($I=5/2$) dans un piège de Penning



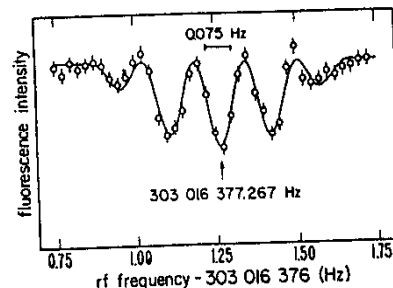
Transition entre $M_I = -3/2, M_J = 1/2$ et $M_I = -1/2, M_J = 1/2$ dont la fréquence est indépendante du champ magnétique B_0 au 1^{er} ordre en B_0 si $B_0 = 1,24 \text{ T}$

Franges de Ramsey temporelle obtenues en appliquant 2 impulsions RF de 1,02 sec séparées par 41,4 sec

Expérience analogue sur $^9\text{Be}^+$ (32)

Figure extraite de (21). Voir aussi Wineland, Itano, Bergquist, Bollinger, Prestage in Atomic Physics 9 (Van Dyck and Fortson eds) World Scientific 1985 p. 3

Franges de Ramsey obtenues avec 2 impulsions RF de 2 sec séparées par 4 sec



2 transitions ont une fréquence indépendante de B_0 au 1^{er} ordre en B_0

$$M_I = 3/2, M_J = -1/2 \leftrightarrow M_I = 1/2, M_J = -1/2 \quad B_0 = 0,68 \text{ T}$$

$$M_I = -3/2, M_J = 1/2 \leftrightarrow M_I = -1/2, M_J = 1/2 \quad B_0 = 0,82 \text{ T}$$

Mesure de B_0 par observation de la résonance cyclotron sur des électrons

$$\hookrightarrow A = -625\,008\,837,048 (4) \text{ Hz}$$

$$g_I/g_J = 2,134\,779\,853 (1) \cdot 10^{-9}$$