

L'utilisation de la bouteille magnétique, dont le principe a été décrit plus haut (§§ 2 et 3), permet de détecter la résonance magnétron (§ 4), la résonance cyclotron (§ 7), et des résonances mixtes, correspondant à des transitions où 2 nombres quantiques varient à la fois, comme les résonances mixtes vibration axiale - magnétron à $\omega_z \pm \omega_m$ (§ 5) et les résonances mixtes cyclotron - spin à $\omega'_a = \omega_c - \omega'_s$ (§ 8).

Une application importante de la résonance mixte vibration axiale - magnétron à $\omega_z + \omega_m$ est de permettre le refroidissement radiatif du mouvement magnétron (§ 6)

Suite du plan

- ④ Excitation et détection de la résonance magnétron (1 à 2)
- ⑤ Résonances mixtes vibration axiale - magnétron
 - a) Structure du champ électrique induisant de telles résonances (3 à 4)
 - b) Interprétation semiclassique de ces résonances (5)
 - c) Calcul quantique (6 à 7)
- ⑥ Refroidissement radiatif du mouvement magnétron
 - a) Principe de la méthode (8 à 9)
 - b) Calcul de la vitesse et des limites du refroidissement (10 à 17)
 - c) Observation expérimentale (18)
- ⑦ Excitation et détection de la résonance cyclotron
 - a) Principe et observation expérimentale (19 à 20)
 - b) Origine de l'élargissement de la raie (21 à 22)
 - c) Amélioration de la précision de la mesure (23 à 24)
 - d) Résonances mixtes cyclotron - vibration et cyclotron - magnétron (25)
- ⑧ Résonance mixte cyclotron - spin
 - a) Interprétation semiclassique (26 à 28)
 - b) Interprétation quantique (29 à 30)
 - c) Observation expérimentale (31 à 32)

Références

- (1) - H. Dehmelt dans Atomic Physics, Vol 7 (1981), edited by D. Kleppner and F. Pipkin (Plenum) p. 337
- (2) - R. Van Dyck, P. Schwinberg, H. Dehmelt, Phys. Rev. Lett 38, 310 (1977)
- (3) - D. Wineland, H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 637 (1975)
- (4) - H. Dehmelt, Nature 262, 777 (1976)
- (5) - D. Wineland, J. Appl. Phys. 50, 2528 (1979)
- (6) - R. Van Dyck, P. Schwinberg, G. Gabrielse, H. Dehmelt Bulletin of Mag. Resonance, 5, 107 (1983)
- (7) - H. Dehmelt - Communication au symposium A. Kastler, 1985, à paraître

Résonance magnétron (1) Exemple de résultats expérimentaux (2)

Excitation

Antenne de radiofréquence, arrivant dans l'espace entre l'anneau et les coupelles, et injectant dans le piège une onde de fréquence ω voisine de ω_m

Importance d'avoir $\omega \neq \omega_m$. Sinon le mouvement, non amorti divergerait.

Mouvement résultant

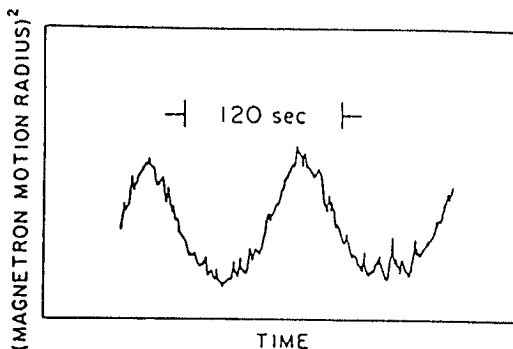
Superposition d'un mouvement libre à ω_m et forcé à ω

↳ Modulation à $\omega_m - \omega$ du carré, r_m^2 , du rayon magnétron r_m

Détection

La variation de fréquence axiale ω_3 dépend de r_m^2 [voir transparent IV-26] et est donc modulée, ce qui permet de mesurer $\omega_m - \omega$

Figure extraite de (1)



$$\omega_m/2\pi = 35052,628 \text{ Hz}$$

$$\omega/2\pi = 35052,620 \text{ Hz}$$

Connaissant $\omega/2\pi$, et mesurant $\omega_m - \omega$, on en déduit $\omega_m/2\pi$ à 10^{-3} Hz près

Résonances mixtes (3)

Vibration axiale - magnétron

Correspondent à des transitions où les 2 nombres quantiques, k et s , varient à la fois

$$\Delta k = \pm 1 \quad \text{et} \quad \Delta s = \pm 1$$

Fréquences de ces résonances

$$\omega_3 \pm \omega_m$$

Bandes latérales situées à $\pm \omega_m$ de la résonance axiale à ω_3

Caractéristique importante

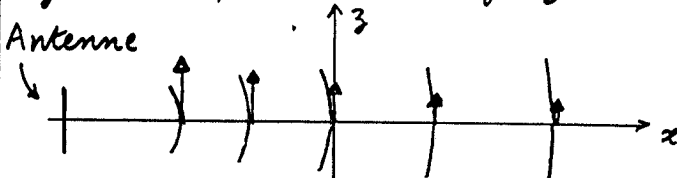
Le champ électrique oscillant à $\omega_3 \pm \omega_m$ doit être inhomogène pour pouvoir induire ces résonances.

Application essentielle

La résonance à $\omega_3 + \omega_m$ permet de refroidir le mouvement magnétron, et de diminuer le rayon r_m de l'orbite magnétron

Exemple de champ \vec{E} inhomogène (4)

Champ de fréquence ω créé par une petite antenne parallèle à Oz en un point $x < 0, y = z = 0$



Champ parallèle à Oz sur l'axe Ox , décroissant avec la distance à l'antenne, donc avec x

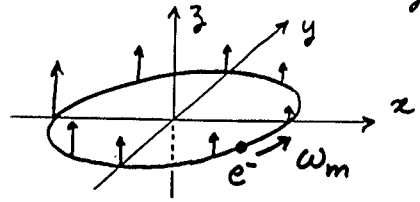
Si l'on néglige le champ magnétique associé, champ décrit par un potentiel scalaire oscillant à ω , dont le développement au voisinage de 0 a la forme

$$\Phi(x, y, z, t) = \cos \omega t [c_1 z + c_2 z x + \dots]$$

où c_1 et c_2 sont des constantes (voir référence (7))

Interprétation semiclassique de la résonance $\omega = \omega_3 \pm \omega_m$ (5)

Orbite magnétron pure, dans le plan xOy , centrée autour de O_3 , et parcourue à la vitesse angulaire ω_m



Comme il se déplace dans un champ $\vec{E} \cos \omega t$ inhomogène, e^- "voit" dans son référentiel au repos un champ $\vec{E} \parallel z$, modulé en amplitude à la fréquence ω_m

Le champ qui agit sur lui varie donc en $\cos \omega t \cos \omega_m t$, et les bandes latérales à $\omega \pm \omega_m$ peuvent exciter de manière résonnante sa vibration axiale à ω_3 si $\omega \pm \omega_m = \omega_3$, c-à-d si $\omega = \omega_3 \pm \omega_m$

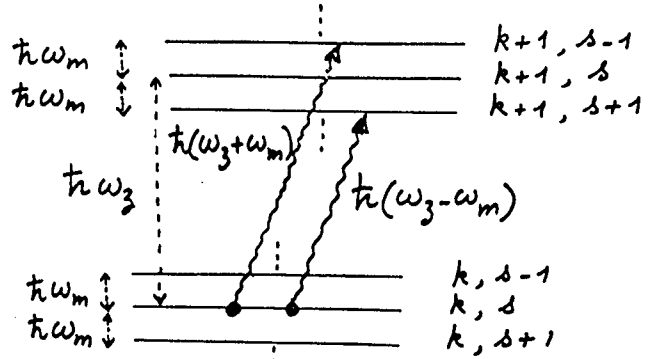
Calcul quantique de la résonance à $\omega_3 \pm \omega_m$ (6)

Hamiltonien d'interaction avec le champ produit par l'antenne $q \Phi(x, y, z, t) = q \cos \omega t [c_1 z + c_2 z x + \dots]$

Remplaçons z et x par leur expression en fonction de a_3, a_3^+, a_g, a_g^+ [voir transparent II-20. On ne met plus les v sur a_g, a_g^+, a_d, a_d^+ pour simplifier les notations]

- Le terme $q \cos \omega t c_1 z$ contient a_3 et a_3^+ et induit des transitions $\Delta k = \pm 1$, résonnantes pour $\omega = \omega_3$
- Le terme $q \cos \omega t c_2 z x$ contient des termes en $a_3 a_g, a_3 a_g^+, a_3^+ a_g, a_3^+ a_g^+$, induisant des transitions $\Delta k = \pm 1$ et $\Delta s = \pm 1$, résonnantes pour $\omega = \omega_3 \pm \omega_m$

Transitions $k, s \rightarrow k+1, s \pm 1$ (7)



Hamiltonien non perturbé des oscillateurs z et g

$$\hbar \omega_3 N_z - \hbar \omega_m N_g$$

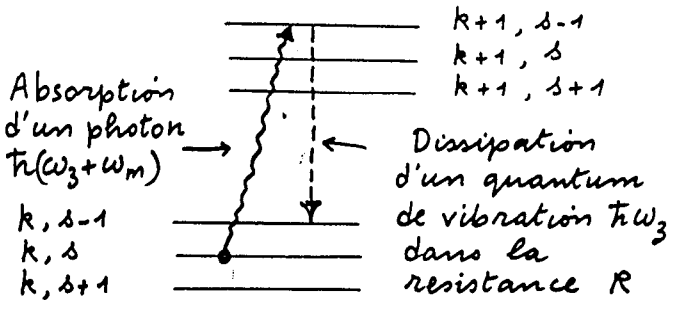
L'énergie de e^- décroît quand la valeur propre s de N_g croît

Résonances à $\omega_3 \pm \omega_m$

L'absorption d'un photon RF à $\omega_3 + \omega_m$ fait diminuer s d'une unité

L'absorption d'un photon RF à $\omega_3 - \omega_m$ fait croître s d'une unité

Principe du refroidissement (8) radiatif du mouvement magnétron



- L'absorption d'un photon $\hbar(\omega_3 + \omega_m)$ augmente l'énergie de vibration ($k \rightarrow k+1$), mais diminue s d'une unité (diminution de l'énergie cinétique magnétron et du rayon r_m)

- Le mouvement de vibration est le seul à perdre de l'énergie par effet Joule du courant qu'il induit dans la résistance extérieure R

$$\Delta k = -1 \quad \Delta s = 0$$

Bilan global du cycle

s a diminué d'une unité

Problème

Le cycle précédent peut être répété plusieurs fois.

Quelle est la constante de temps avec laquelle s diminue ?

(Vitesse du refroidissement)

Jusqu'à où peut-on faire descendre la valeur de s ?

(Limite ultime du refroidissement)

Nécessité d'un traitement quantitatif.

Remarque

Si, au lieu d'irradier l'électron avec $\omega_3 + \omega_m$, on l'irradie avec $\omega_3 - \omega_m$, s augmenterait d'une unité à chaque cycle absorption d'un photon - dissipation d'un quantum de vibration, et le rayon magnétron divergerait.

Références : (3) à (7)

(9) Hamiltonien des oscillateurs z et g (10)

(en présence d'un champ RF à $\omega_3 + \omega_m$ et en l'absence de processus dissipatifs)

$$H = \hbar \omega_3 a_3^\dagger a_3 - \hbar \omega_m a_g^\dagger a_g + \lambda \hbar a_3^\dagger a_g e^{-i(\omega_3 + \omega_m)t} + h.c.$$

1^{ère} ligne : Hamiltonien non perturbé

2^{ème} ligne : Couplage avec le champ RF, résonnant pour les transitions

$$\Delta k = +1 \text{ et } \Delta s = -1$$

λ : Constante réelle, dépendant de q , de l'amplitude du champ RF et de son gradient

On néglige tous les autres termes en $a_3, a_3^\dagger, a_3^\dagger a_g^\dagger, \dots$ non-résonnants pour $\omega = \omega_3 + \omega_m$

On a fait "l'approximation du champ tournant" qui consiste à ne pas garder les termes en $a_3^\dagger a_g e^{i(\omega_3 + \omega_m)t}$

Equations de Heisenberg pour a_3 et a_g

$$\begin{cases} \dot{a}_3 = -i\omega_3 a_3 - i\lambda a_g e^{-i(\omega_3 + \omega_m)t} \\ \dot{a}_g = i\omega_m a_g - i\lambda a_3 e^{i(\omega_3 + \omega_m)t} \end{cases} \quad (11)$$

Changement de variables

$$a_3 = c_3 e^{-i\omega_3 t} \quad a_g = c_g e^{i\omega_m t}$$

$$\rightarrow \begin{cases} \dot{c}_3 = -i\lambda c_g \\ \dot{c}_g = -i\lambda c_3 \end{cases}$$

Equations linéaires décrivant des échanges réversibles de l'excitation entre les 2 oscillateurs z et g à la "fréquence de Rabi" λ

A partir de ces équations, il est possible de calculer les vitesses de variations de

$$\langle N_3 \rangle = \langle k \rangle = \langle a_3^\dagger a_3 \rangle = \langle c_3^\dagger c_3 \rangle$$

$$\langle N_g \rangle = \langle s \rangle = \langle a_g^\dagger a_g \rangle = \langle c_g^\dagger c_g \rangle$$

Equations d'évolution de $\langle k \rangle$ et $\langle s \rangle$

$$\langle \dot{k} \rangle, \langle \dot{s} \rangle \text{ et } \langle \dot{v} \rangle = i \langle c_3^\dagger c_g - c_g^\dagger c_3 \rangle \quad (12)$$

forment un système fermé de 3 variables complexées, obéissant à

$$\begin{cases} \langle \dot{k} \rangle = -\lambda \langle v \rangle \\ \langle \dot{s} \rangle = \lambda \langle v \rangle \\ \langle \dot{v} \rangle = 2\lambda (\langle k \rangle - \langle s \rangle) \end{cases}$$

On vérifie bien que $\langle k \rangle + \langle s \rangle = c^2$ (règle de sélection $\Delta(k+s) = 0$)

Introduction des termes de relaxation

Comme le temps de corrélation des processus dissipatifs est très court devant λ^{-1} , on peut ajouter aux vitesses précédentes les vitesses de relaxation calculées avec $\lambda = 0$

Comme, seul, l'oscillateur z relaxe, les nombres quantiques de g restent "spectateurs"

Vitesses de relaxation

(13)

$$\langle \dot{k} \rangle = -\frac{1}{\tau_3} (\langle k \rangle - k_{eq})$$

$k_{eq} = \frac{kT}{\hbar\omega_3}$: valeur d'équilibre thermodynamique de $\langle k \rangle$

$\tau_3 = \frac{\ell}{R}$: Temps d'amortissement de la vibration axiale

$$\langle \dot{c}_3^+ c_3 \rangle = -\frac{1}{2\tau_3} \langle c_3^+ c_3 \rangle$$

Seule, la partie z de $\langle c_3^+ c_3 \rangle$ relaxe avec le temps d'amortissement $2\tau_3$ de l'amplitude

Vitesses de variation globales

$$\begin{cases} \langle \dot{k} \rangle = -\lambda \langle v \rangle - \frac{1}{\tau_3} (\langle k \rangle - k_{eq}) \\ \langle \dot{s} \rangle = \lambda \langle v \rangle \\ \langle \dot{v} \rangle = 2\lambda (\langle k \rangle - \langle s \rangle) - \frac{1}{2\tau_3} \langle v \rangle \end{cases}$$

Analogie avec les équations de Bloch optiques d'un système à 2 niveaux non fermé ($\langle k \rangle + \langle s \rangle$ non constant), la relaxation n'affectant qu'un seul niveau

V-5

Solution stationnaire

(14)

(Limites du refroidissement radiatif)

$$\begin{cases} \langle v \rangle_{\text{limite}} = 0 \\ \langle k \rangle_{\text{limite}} = k_{eq} \\ \langle s \rangle_{\text{limite}} = k_{eq} \end{cases}$$

Les valeurs moyennes de k et s tendent donc vers la même limite

$k_{eq} = \frac{kT}{\hbar\omega_3}$, soit environ

$$k_{eq} = 1300 \text{ pour } T = 4^\circ\text{K et } \frac{\omega_3}{2\pi} = 60\text{MHz}$$

Diminution spectaculaire pour s , car la valeur initiale de $\langle s \rangle$, après injection de e^- dans le piège est de l'ordre de 10^9 [référence (6)]

Rayon final de l'orbite magnétron

$$\begin{aligned} (r_m)_{\text{limite}} &= (2\langle s \rangle_{\text{limite}} + 1) \frac{\hbar}{m_e \tilde{\omega}_c} \\ &= (2k_{eq} + 1) \frac{\hbar}{m_e \tilde{\omega}_c} \end{aligned}$$

(voir Transparent II.21)

$$\rightarrow (r_m)_{\text{limite}} \approx 10000 \text{ \AA} = 1 \mu\text{m}$$

Température du mouvement magnétron T_m

(15)

Comme ce sont les niveaux les plus élevés qui sont les plus peuplés, T_m est une température négative qu'on peut définir par

$$\langle s \rangle_{\text{limite}} = k_{eq} = \frac{k |T_m|}{\hbar\omega_m}$$

En comparant avec $k_{eq} = \frac{kT}{\hbar\omega_3}$, on voit que $|T_m| = T \frac{\omega_m}{\omega_3}$

Reduction importante de T

$$T = 4^\circ\text{K} \quad \frac{\omega_3}{2\pi} = 60\text{MHz} \quad \frac{\omega_m}{2\pi} = 35\text{KHz}$$

$$\rightarrow |T_m| = 2\text{mK}$$

Analogie avec la polarisation nucléaire dynamique où les spins nucléaires atteignent une température plus basse que celle des spins électroniques par un facteur égal au rapport des moments magnétiques.

Vitesse de refroidissement

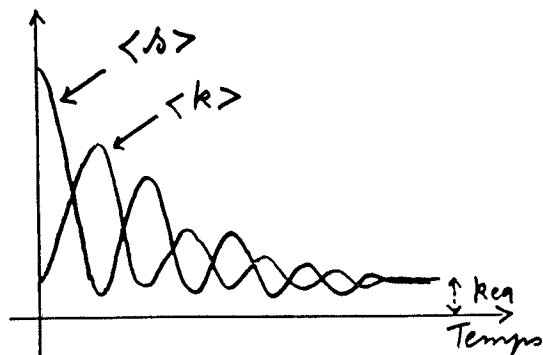
(16)

2 régimes différents suivant les valeurs relatives de la fréquence de Rabi λ et de $1/\tau_3$

Champ RF intense $\lambda \gg \frac{1}{\tau_3}$

$$\langle N_z \rangle = \langle k \rangle \text{ et } \langle N_g \rangle = \langle s \rangle$$

oscillent en opposition de phase à la fréquence λ et tendent vers k_{eq} avec un temps d'amortissement de l'ordre de τ_3



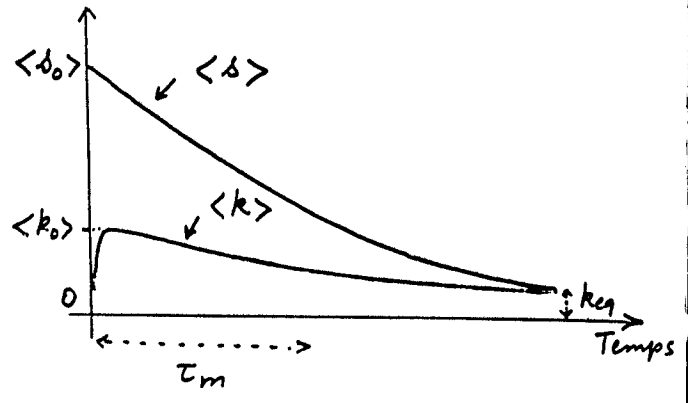
Champ RF faible $\lambda \ll \frac{1}{\tau_3}$ (17)

Dans une première phase, durant de l'ordre de τ_3 , $\langle k \rangle$ varie (ainsi que $\langle v \rangle$), et se stabilise à la valeur $\langle k_0 \rangle = \langle s_0 \rangle 4 \lambda^2 \tau_3^2$

Puis, c'est la variable lente $\langle s \rangle$, qui est restée égale à $\langle s_0 \rangle$ pendant cette première phase, qui impose ensuite sa vitesse lente

$$\frac{1}{\tau_m} = \frac{1}{\tau_3} 4 \lambda^2 \tau_3^2 = \frac{1}{\tau_3} \frac{\langle k_0 \rangle}{\langle s_0 \rangle}$$

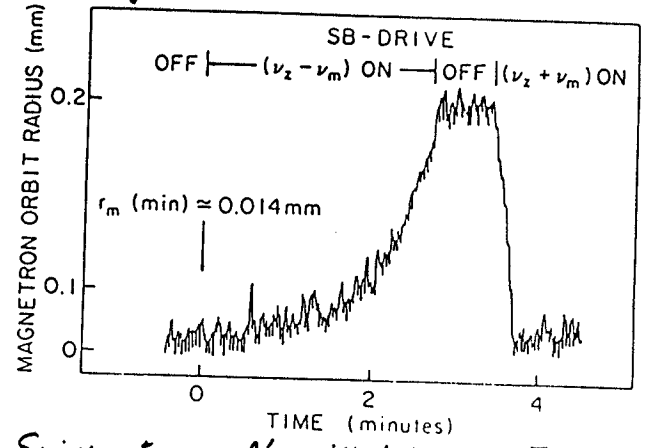
à toutes les autres variables



Observation expérimentale

Mesure de $(r_m)^2$ par l'intermédiaire de celle de δv_z [voir transparent IV-26]

Figure extraite de (1)



Suivant que l'excitation est à $\omega_3 - \omega_m$ ou $\omega_3 + \omega_m$, r_m augmente ou diminue

La valeur limite de r_m , $14 \mu\text{m}$, est plus grande que $1 \mu\text{m}$ (voir plus haut) car l'oscillateur k n'est pas en équilibre (Il est excité par pouvoir suivre les variations de δv_z qui permettent de mesurer r_m^2)

Excitation de la résonance cyclotron (19)

Diode Schottky en dehors de l'enceinte à vide, près de l'espace entre l'anneau et les coupelles. Alimentée par un klystron à 8,6 GHz

Agit comme un multiplicateur de fréquence et une antenne rayonnant dans le piège une microonde à $8,6 \times 6 = 51,6 \text{ GHz}$

Détection de la résonance cyclotron

- On balaié la fréquence microonde
- Au voisinage de la résonance, l'électron monte dans les niveaux cyclotron n plus élevés que les 4 premiers entre lesquels il partage son temps à l'équilibre thermodynamique
- Cette variation résonnante de n est détecté par une variation de la fréquence de vibrations axiale ω_3 qui est mesuré en permanence.

Exemple de résultats expérimentaux

Figure extraite de (2)

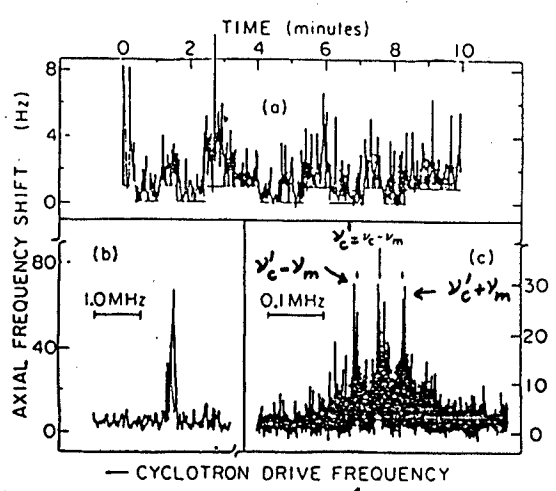


Fig. b Bouteille magnétique pour laquelle $\delta_0 = 2,5 \text{ Hz}$ (voir transparent IV-25) Excitation axiale à ω_3 (pour mesurer $\delta \omega_3$) importante

Fig. c Bouteille pour laquelle $\delta_0 = 1 \text{ Hz}$ Excitation axiale à ω_3 beaucoup plus faible. La résonance cyclotron est beaucoup plus fine et on voit les bandes latérales à $\nu_c' \pm \nu_m$

Fig. a Sera analysé plus loin

Origine de l'élargissement de la résonance cyclotron (21)

Si l'électron est dans un niveau de vibration k bien défini, la résonance cyclotron a une fréquence bien définie

$$\nu'_c + (k + \frac{1}{2})\delta_0$$

différente de ν'_c par $k + \frac{1}{2}$ fois le déplacement δ_0 de la bouteille (voir transparent IV-29).

Si la valeur de k n'est pas bien définie et fluctue dans un intervalle Δk , la fréquence cyclotron fluctue dans un intervalle $\Delta k \delta_0$.

↳ Elargissement de la résonance

A l'équilibre thermodynamique,

$$\Delta k \approx k_{eq} = \frac{kT}{h\nu_3} \approx 1300$$

↳ Elargissement de quelques kHz

Augmentation de l'incertitude sur k due à l'excitation à ω_3 (22)

Même si, initialement, $k = 0$ (oscillateur z dans l'état fondamental), l'excitation de la vibration axiale à ω_3 (nécessaire pour avoir un signal de mesure de $\delta\omega_3$) porte l'oscillateur dans un état qui est, au mieux, un état cohérent dont la dispersion Δk est de l'ordre de $\sqrt{\langle k_{exc} \rangle}$. Les processus dissipatifs ne font qu'augmenter encore cette dispersion sur k .

Il faut donc éviter d'exciter trop la vibration axiale à ω_3 pour ne pas élargir trop la résonance

Compromis à réaliser entre raie fine et bon rapport signal sur bruit

Meilleure solution : alterner dans le temps, excitation à ν'_c , détection à ν_3

Amélioration de la précision de la mesure de ν'_c (23)

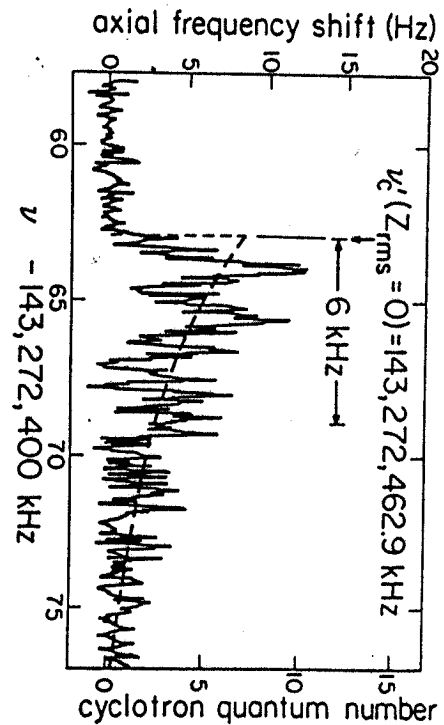
Utilisation du caractère dissymétrique de la forme de raie.

A l'équilibre thermodynamique, l'électron passe d'autant plus de temps dans un niveau de vibration k donné que k est plus petit

La raie cyclotron à la fréquence $\nu'_c + (k + \frac{1}{2})\delta_0$ sera donc d'autant plus intense que k est plus petit

Si τ_3 est suffisamment long (approximation quasi-statique) on aura donc, en balayant la fréquence microonde très lentement, un spectre montant brusquement à $\nu'_c + \frac{1}{2}\delta_0$ ($k=0$), puis décroissant très lentement (contribution des valeurs de $k \neq 0$, d'autant plus petite que k est plus grand)

Exemple de raie asymétrique (24) avec montée brusque à ν'_c suivi d'une décroissance lente



Mesure de ν'_c à $5 \cdot 10^2 \text{ Hz}$ près
Figure extraite de (1)

Résonances mixtes cyclotron-vibration et cyclotron-magnétron (25)

- Il serait éventuellement possible de refroidir le mouvement de vibration en irradiant e^- avec $\omega'_c - \omega_z$ et en découplant la vibration des circuits extérieurs ($R=0$)

En champ \vec{B}_0 fort ($\omega_c/2\pi = 160\text{GHz}$) et à $T=4^\circ\text{K}$, seul le niveau $n=0$ est occupé ($n_{eq}=0$), et le refroidissement radiatif à $\omega'_c - \omega_z$ devrait faire tendre $\langle k \rangle$ vers $k_{eq} = n_{eq} = 0$

- Idem pour le refroidissement radiatif du mouvement magnétron à $\omega'_c + \omega_m$. $\langle s \rangle$ devrait lui aussi tendre vers $s_{eq} = n_{eq} = 0$

Espoir de pouvoir ainsi préparer l'électron dans l'état $n=0, k=0, s=0$!

Résonance mixte cyclotron-spin (26)

- Application d'un champ électrique parallèle à Oz , de fréquence $\omega'_a = \omega_L - \omega'_c$ en général différente de la fréquence propre de vibration axiale ω_z , et mettant l'électron en vibration forcée à ω'_a

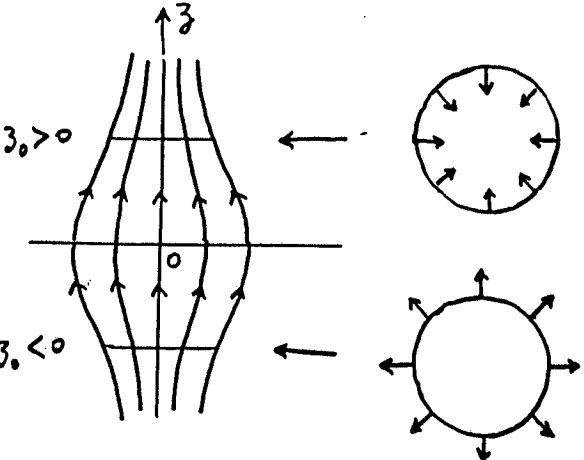
- La vibration forcée de e^- dans le champ statique inhomogène \vec{b} de la bouteille magnétique provoque des transitions résonnantes entre les 2 états de spin \downarrow et \uparrow

En fait, il s'agit d'une excitation résonnante de la transition

$$n, k, \downarrow, s \rightarrow n-1, k, \uparrow, s$$

- Pour cette résonance mixte, le champ inhomogène n'est pas un champ électrique oscillant, mais un champ magnétique statique

Interprétation semiclassique de la résonance à ω'_a (27)



- Orbite cyclotron pure autour de Oz parcourue à la vitesse angulaire constante

- Dans un plan $z=z_0$, le champ \vec{b} de la bouteille a une composante radiale perpendiculaire à Oz
 • dirigée vers l'intérieur si $z_0 < 0$
 • dirigée vers l'extérieur si $z_0 > 0$

Champ magnétique "vu" par e^- (28)

Pendant un tour du mouvement cyclotron, z varie peu. Dans son référentiel propre, e^- "voit" un champ magnétique perpendiculaire à Oz , tournant à la fréquence ω'_c

Effet de la vibration axiale forcée à la fréquence ω'_a

Le centre de l'orbite cyclotron oscille lentement à la fréquence ω'_a le long de Oz

La composante radiale de \vec{b} dans le plan de l'orbite cyclotron est modulée en amplitude à ω'_a

Le champ tournant à ω'_c "vu" par e^- est donc modulé en amplitude à ω'_a

Equivalent à 2 champs tournants à $\omega'_c + \omega'_a$ et $\omega'_c - \omega'_a$

Résonance de spin

(29)

Comme $\omega'_a = \omega_L - \omega'_c$, le champ magnétique "vu" par e^- et tournant à $\omega'_c + \omega'_a = \omega_L$ a exactement la bonne fréquence ω_L pour provoquer des transitions résonnantes entre les 2 états de spin \downarrow et \uparrow

Interprétation quantique de la résonance à ω'_a

La partie non diagonale de la perturbation de spin introduite par la bouteille magnétique, (W_{spin}) non diag., contamine les états propres de e^- dans le piège par d'autres états propres. C'est cette contamination qui permet à la perturbation associée au champ électrique oscillant à ω'_a d'induire des transitions $\Delta n = -1, \Delta m = +1$

Expression des nouveaux états propres contaminés (transparent IV-29)

V-9

(30)

$$|n, k, \downarrow, s\rangle = |n, k, \downarrow, s\rangle + \epsilon |n-1, k-1, \uparrow, s\rangle + \dots$$

$$|n-1, k, \uparrow, s\rangle = |n-1, k, \uparrow, s\rangle + \epsilon' |n, k-1, \downarrow, s\rangle + \dots$$

Perturbation associée au champ électrique \parallel à Oz , oscillant à ω'_a

$$W' = q\phi' \cos \omega'_a t = -q E_0 \cos \omega'_a t z$$

W' satisfait aux règles de sélection

$$\Delta k = \pm 1, \Delta n = \Delta m = \Delta s = 0$$

W' a un élément de matrice non nul entre les 2 états propres précédents, entre la composante d'ordre 0 en W_{spin} de l'un et la composante d'ordre 1 (contamination) de l'autre

Il y a résonance car $\hbar \omega'_a$ est précisément l'écart entre les 2 états perturbés

Détection des transitions de spin (31)

Immédiatement après une transition $\Delta n = -1, \Delta m = +1$, qui ne change pas $m+n$, la fréquence de vibration axiale à ω_3 (qui est suivie en permanence grâce à une deuxième excitation à ω'_3) ne change pas, car $\delta \omega_3$ ne dépend que de $m+n$ (voir transparent IV-24)

Mais la relaxation cyclotron, qui intervient aussitôt après, va faire changer n entre 0 et 4. La valeur la plus basse de $m+n$, qui est m , ne sera donc pas la même suivant que $m = -\frac{1}{2}$ ou $m = +\frac{1}{2}$.

Chaque transition de spin est donc détectable par une variation du plancher inférieur des fluctuations de $\delta \omega_3$ [voir figure a du transparent V-20]

Enregistrement de la résonance à ω'_a

(32)

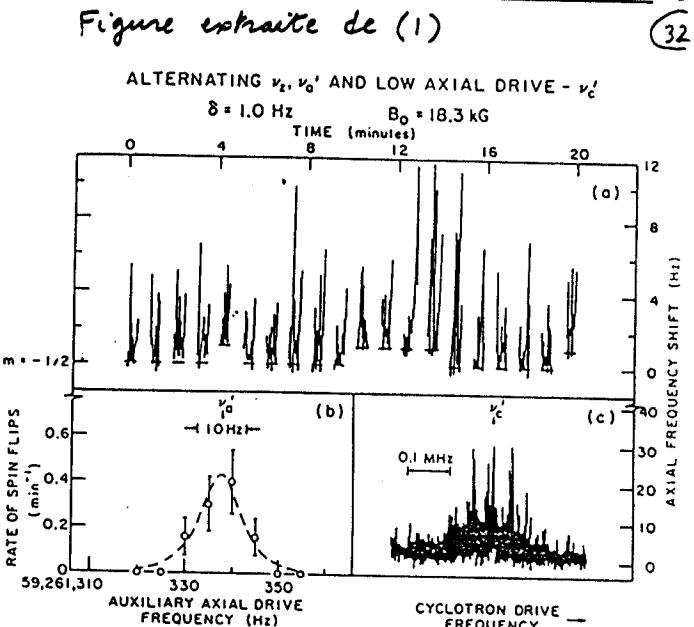


Fig a Pendant une période de 20 minutes, phases alternées d'excitation à ω'_a et de détection à ω'_3 du plancher inférieur des fluctuations de $\delta \omega_3$

Fig b Nombre de transitions $\Delta n = -1, \Delta m = +1$ qui se sont produites pendant 20 minutes en fonction de ω'_a

Fig c Déjà décrite plus haut (V-20)