TRAVAUX AVANCÉS DE PHYSIQUE

RPE et CONDUCTIVITÉ HYPERFRÉQUENCE

BUTS:

- Se familiariser avec les techniques expérimentales utilisant les micro-ondes;

En utilisant la technique de perturbation d'une cavité résonante:

- Étudier le phénomène de RPE (résonance paramagnétique électronique);
- Mesurer la conductivité CA de différents matériaux.

1. INTRODUCTION

Les micro-ondes sont des ondes électromagnétiques ayant une longueur d'onde de l'ordre du centimètre. Avec ce type d'onde, il est possible, au même titre qu'avec les rayonnements visibles, infrarouges et autres, de produire des effets d'interférence, d'emmagasiner de l'énergie et également de sonder les propriétés physiques de la matière.

C'est ce dernier point qui nous intéresse dans cette expérience. En effet, nous utiliserons les micro-ondes pour étudier le phénomène de RPE de même que celui de la conductivité électrique AC de deux types de solides.

Pour la partie RPE, vous aurez à mesurer le facteur spectroscopique (*g*) du DPPH (un standard dans le domaine de la RPE) et du $CuSO_4 \bullet 7H_2O$. En ce qui a trait aux mesures de conductivité AC, vous étudierez un semiconducteur classique (Si) de même qu'un supraconducteur à température critique élevée ($YBa_2Cu_3O_7$).

2. THÉORIE

2.1 Les ondes progressives

Les micro-ondes que nous utiliserons dans cette expérience ont une fréquence voisine $f \approx 10^{10}\,Hz$. Leur longueur d'onde est donc de l'ordre du centimètre. Pour une onde progressive, les composantes $\vec{E}$ et $\vec{H}$ de l'onde peuvent s'écrire:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{J(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)} \quad \vec{H} = \vec{H}_0 e^{J(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$$

où $J \equiv \sqrt{-1}$. Ces ondes se propagent dans les lignes coaxiales et les guides d'ondes.

2.2 Les ondes stationnaires

Il est possible de produire des ondes stationnaires en utilisant un résonateur. Ce résonateur a la forme d'une cavité rectangulaire (portion de guide d'onde). Les modes de résonance d'une telle cavité sont notés TE_{MNP} (TE signifie transverse électrique). Par exemple, pour le mode que nous utiliserons (TE_{102}) on a:

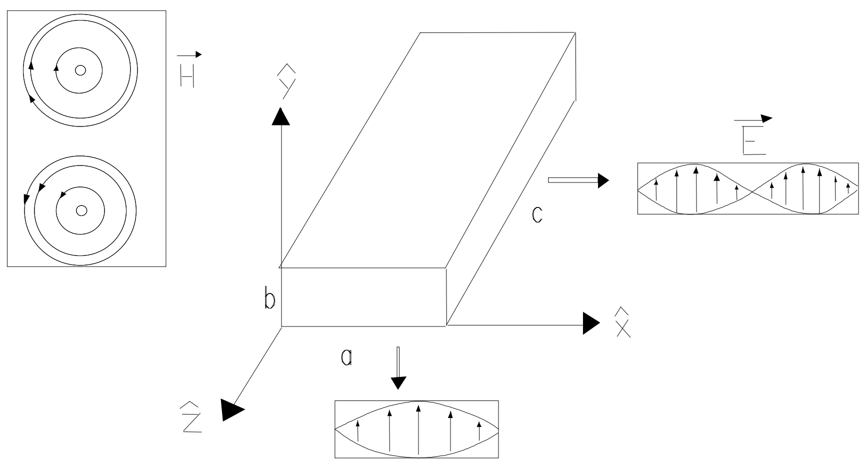
pour le champ électrique $\vec{E}$:

$$E_x = 0$$
$$E_y = E_{\max} \sin\frac{\pi x}{a} \sin\frac{2\pi z}{c} e^{J\omega t}$$
$$E_z = 0$$

Pour le champ magnétique $\vec{H}$:

$$H_x = \frac{E_{\max}}{-J\omega\mu_o} \frac{2\pi}{c} \sin\frac{\pi x}{a} \cos\frac{2\pi z}{c} e^{J\omega t}$$
$$H_y = 0$$
$$H_z = \frac{E_{\max}}{J\omega\mu_0} \frac{\pi}{a} \cos\frac{\pi x}{a} \sin\frac{2\pi z}{c} e^{J\omega t}$$

On montre sur la figure ci-dessous, la distribution du champ $\vec{E}$ ainsi que les lignes du champ $\vec{H}$ pour une telle cavité rectangulaire où l'origine est située à (0,0,0).



Question 1: Quelles sont les coordonnées des points qui donnent un champ électrique ou magnétique d'intensité maximale selon le cas?

La fréquence de résonance de cette cavité est donnée par:

$$f = \frac{c_L}{2}\left[\left(\frac{M}{a}\right)^2 + \left(\frac{N}{b}\right)^2 + \left(\frac{P}{c}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

où c_L : vitesse de la lumière.

2.3 Théorie de perturbation d'une cavité résonante

La cavité décrite précédemment est analogue à un circuit RLC. Cette analogie tient au fait que la cavité est caractérisée par une fréquence de résonance ω_0 ainsi que par son facteur de qualité Q_0. On introduit la notion de fréquence complexe:

$$\omega^* = \omega_0 + J\frac{\omega_0}{2Q_0}$$

$$\omega^* = \omega_0 + J\frac{\Gamma}{2}$$

où Γ est la largeur en fréquence de la résonance. Si l'on vient perturber la cavité en introduisant un échantillon, nous obtenons une nouvelle fréquence de résonance donnée par:

$$\omega'^* = \omega'_0 + J\frac{\omega'_0}{2Q'_0}$$

Si la perturbation est faible, on peut écrire:

$$\frac{\delta\omega^*}{\omega^*} \approx \frac{\delta\ \ \omega_0}{\omega_0} + J\,\frac{1}{2}\left(\frac{1}{Q'_0} - \frac{1}{Q_0}\right)$$

$$= -\delta + J\,\frac{\Delta}{2}$$

où maintenant: $\delta \equiv -\dfrac{\delta\omega_0}{\omega_0}$

Notez qu'en général la perturbation diminue ω_0, ce qui rend $\delta\omega_0/\omega_0$ négatif. Le signe dans la définition rend δ positif. D'autre part, la perturbation diminue Q ce qui rend Δ également positif.

À l'aide des équations de Maxwell, on obtient:

$$\frac{\Delta\omega^*}{\omega^*} = \frac{\iiint_{échan} \left[\varepsilon_0 (1-\varepsilon^*)\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_0 - \mu_0 (1-\mu^*)\vec{H}_1 \cdot \vec{H}_0\right] dV}{2W} \qquad (1)$$

où:

-énergie de la composante électrique emmagasinée dans la cavité: $W = \frac{1}{8}\varepsilon_0 E_{\max}^2 V$

-champs dans l'échantillon: $\vec{H}_1, \vec{E}_1$

-champs dans la cavité (fonctions de la position et du temps): $\vec{H}_0, \vec{E}_0$

-fonction diélectrique relative complexe: $\varepsilon^* = \varepsilon_1 - J\varepsilon_2$

-perméabilité relative complexe: $\mu^* = \mu_1 - J\mu_2$

-susceptibilité magnétique complexe: $\chi^* = \chi_1 - J\chi_2$

2.3.1 Approximation quasi-stationnaire

On appelle approximation quasi-stationnaire, le cas où les dimensions de l'échantilllon sont beaucoup plus faibles que la longueur d'onde utilisée. Il faut également que la conductivité de l'échantillon soit suffisamment faible pour permettre au champ électrique de pénétrer uniformément à l'intérieur de ce dernier.

Dans cette approximation, les champs à l'intérieur de l'échantillon (fonctions du temps seulement) sont donnés par (c.f. Kittel 5ième éd. p. 404):

$$\vec{E}_1 = \left[\vec{E}_{\max} - \frac{N\vec{P}}{\varepsilon_0}\right] e^{J\omega t} \quad \vec{P} = \varepsilon_0\left(\varepsilon^* - 1\right)\vec{E}_1 = \varepsilon_0 \;\chi\; \vec{E}_1$$

$$\vec{E}_1 = \frac{\vec{E}_{\max} e^{J\omega t}}{1 + N(\varepsilon^* - 1)} \qquad (2)$$

$$\vec{H}_1 = \frac{\vec{H}_{\max} e^{J\omega t}}{1 + N(\mu^* - 1)}$$

où N: facteur de dépolarisation (géométrique)

Dans le cas où les échantillons ont une forme ellipsoïdale (demi-axes A, B et C) on a:

$$N=\frac{AB}{C^2}\left[\ln\left(\frac{4C}{A+B}\right)-1\right] où C >> B > A$$

En champ électrique: l'échantillon est disposé dans la cavité à l'endroit où $\vec{E}$ est maximal.

Question 2: Dans votre rapport, montrez, à partir des équations précédentes, que:

$$\frac{\Delta\omega^*}{\omega^*}=-\delta+J\frac{\Delta}{2}=\frac{\alpha(1-\varepsilon^*)}{1+N(\varepsilon^*-1)} \tag{3}$$

$où \quad \alpha=\frac{2V_e}{V_c}$

En champ magnétique: l'échantillon est disposé dans la cavité à l'endroit où $\vec{H}$ est maximal

L'intégration de (1) donne:

$$\frac{\Delta\omega^*}{\omega^*}=-\delta+J\frac{\Delta}{2}=\frac{\alpha'(1-\mu^*)}{1+N(\mu^*-1)} \tag{4}$$

où :

$$\alpha'=\frac{\alpha}{2}\frac{1}{\left(\frac{c}{2b}\right)^2+1}\left[1+\frac{b}{\pi C}\sin\frac{\pi C}{b}\right]$$

V_e et V_c sont respectivement les volumes de l'échantillon et de la cavité.

En inversant l'équation (3), on trouve les expressions des parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique:

$$\varepsilon_1=1+\frac{1}{N}\frac{\delta\left(\frac{\alpha}{N}-\delta\right)-\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2}{\left[\left(\frac{\alpha}{N}-\delta\right)^2+\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2\right]} \tag{5}$$

$$\varepsilon_2=\frac{\alpha}{N^2}\frac{\frac{\Delta}{2}}{\left[\left(\frac{\alpha}{N}-\delta\right)^2+\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2\right]} \tag{6}$$

On voit donc que ε_1 et ε_2 sont entièrement déterminés par le changement de la fréquence de résonance ainsi que par le changement du facteur de qualité de la cavité (et aussi par la géométrie de l'échantillon).

2.4 Absorption diélectrique

2.4.1 Régime quasi-stationnaire

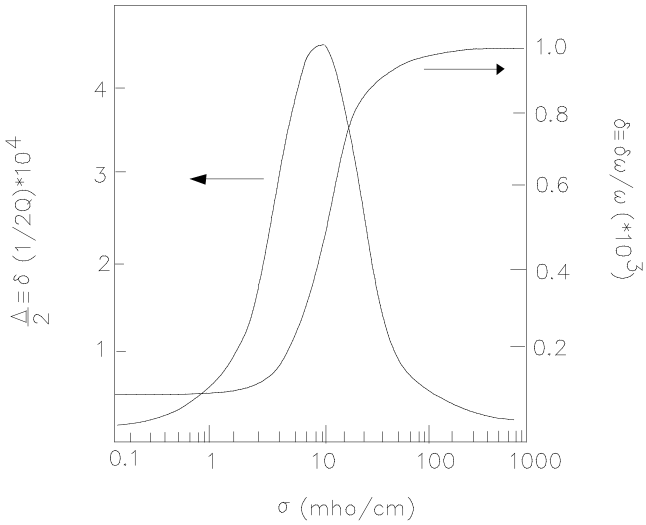
Pour un conducteur, ε est donné par:

$$\varepsilon^* = \varepsilon_1 - \frac{J\sigma}{\omega\varepsilon_0} \qquad donc \qquad \varepsilon_2 = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} \qquad d'où$$

$$\sigma = \omega\varepsilon_0\varepsilon_2$$

Si nous connaissons ε_2, nous pouvons donc calculer la conductivité σ.

Le graphique suivant montre le comportement des quantités $\delta\left(\frac{1}{2Q}\right)$ et $\frac{\delta\omega}{\omega}$ en fonction de la conductivité électrique dans l'approximation quasi-stationnaire (*ε_1=100, N=1x10^{-3}, α=1x10^{-6}, f=16.8 GHz*)



2.4.2 Régime d'épaisseur de peau

Si la conductivité de l'échantillon est très élevée, alors le champ électrique ne pénètre plus dans l'échantillon que sur une longueur appelée *"épaisseur de peau"*. Cette longueur est donnée par:

$$\lambda = \left(\frac{2}{\omega\ \sigma\ \mu}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Si λ est plus petite que les dimensions de l'échantillon, le champ $\vec{E}$ n'est plus uniforme. On ne peut donc plus utiliser les équations (5) et (6). Par contre, comme l'absorption diélectrique est proportionnelle au volume sur lequel le champ $\vec{E}$ pénètre, alors on a:

$$\frac{\Delta}{2} \propto \left(\frac{2}{\omega \ \sigma \ \mu}\right)^{\frac{1}{2}} \propto \frac{1}{(\varepsilon_2)^{\frac{1}{2}}}$$

2.5 RPE (Résonance paramagnétique électronique)

Par la méthode de perturbation, on a trouvé la susceptibilité χ_1 ainsi que les pertes diélectriques χ_2:

$$\chi_1 = \frac{1}{N} \frac{\delta\left(\frac{\alpha'}{N} - \delta\right) - \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2}{\left[\left(\frac{\alpha'}{N} - \delta\right)^2 + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2\right]}$$

$$\chi_2 = \frac{\alpha'}{N^2} \frac{\frac{\Delta}{2}}{\left[\left(\frac{\alpha'}{N} - \delta\right)^2 + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2\right]}$$

Si le matériau est un isolant magnétique, il perturbera peu la cavité, ce qui implique que $\frac{\alpha'}{N} >> \delta \quad et \quad >> \Delta$. Par conséquent, $\chi_1 \propto \delta \quad et \quad \chi_2 \propto \Delta$.

Pour un atome ou un ion libre de moment magnétique $\vec{\mu}$ et de moment angulaire total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ on a:

$$\vec{\mu} = \gamma \hbar \vec{J} = -g\mu_B \vec{J}$$

-constante gyromagnétique: γ
-facteur spectroscopique: g
-magnéton de Bohr: $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$

-pour un spin d'électron: $g=2$

-pour un ion libre: $g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$

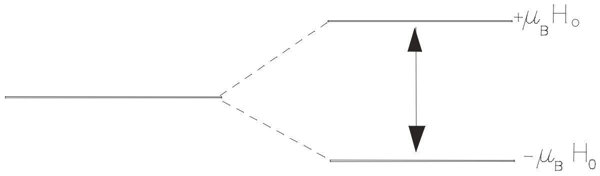
En présence d'un champ magnétique statique $\vec{H}_0$,le moment total $\vec{J}$ est caractérisé par le nombre quantique azimuthal $m_j = J, J\text{-}1, ...\text{-}J$.

Si on applique un champ magnétique $\vec{H}_0 = H_0\hat{z}$, on obtient les niveaux d'énergie du système :

$$E = m_J g \mu_B H_0$$

Dans le cas de l'électron ($m_j = \pm 1/2$, $g = 2$), on obtient :

$$E = \pm \mu_{\mathrm{B}} H_0$$



où $\Delta E = 2\mu_B H_0$ *et* $\omega_0 = -\gamma H_0$, ce qui est la condition fondamentale de la résonance.

Pour comprendre la phénomène de RPE, commencons par regarder l'équation du mouvement d'un spin soumis à un champ statique $\vec{H}_0$.

$$\frac{\partial \vec{\mu}_J}{\partial t} = \frac{-g\mu_B}{\hbar}\vec{\mu}_J \times \vec{H}_0 = \gamma\,\vec{\mu}_J \times \vec{H}_0$$

Le dipôle précesse autour de $\vec{H}_0$ avec une fréquence angulaire:

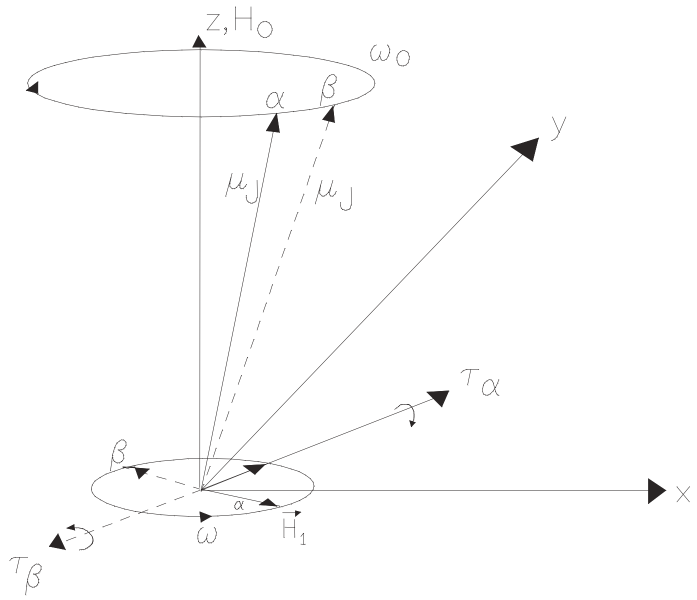
$$\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$$

Si on applique un champ alternatif $\vec{H}_1$ à la fréquence angulaire ω et à polarisation circulaire positive (qui tourne dans le sens horaire lorsque l'on regarde dans la direction de $\vec{H}_0$):

$$H_x = H_1 \cos \omega\, t$$
$$H_y = H_1 \sin \omega\, t$$

alors le champ $\vec{H}_1$ tend autant qu'il peut à amener $\vec{\mu}_j$ dans sa direction.

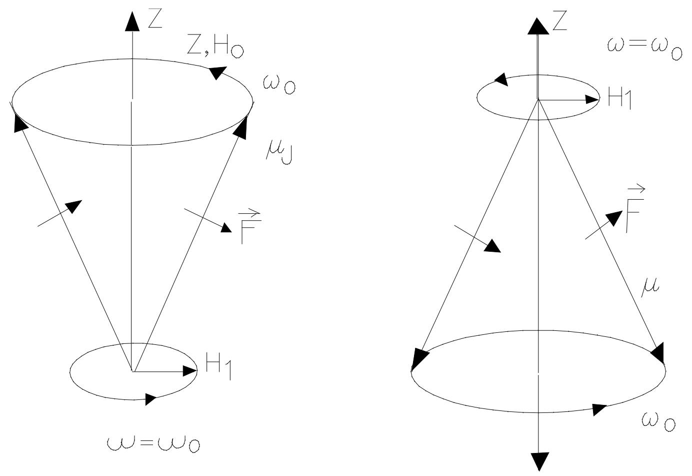
Si comme le suggère la figure ci-dessous, ω diffère grandement de ω_0 alors le sens du couple de rotation de H_1 change souvent de direction et sa moyenne est nulle.



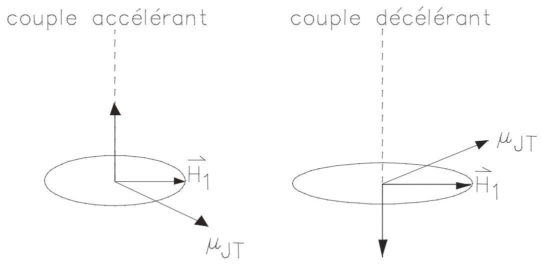
Si par contre $\omega = \omega_0$, alors $\vec{\mu}_J$ *et* $\vec{H}_1$ tournent en synchronisme et il s'ensuit que le couple dû à $\vec{H}_1$ est constant. L'image classique serait alors qu'avec le temps $\vec{\mu}_j$ tendrait à s'orienter:

premièrement: parallèlement à H_0 (énergie émise)

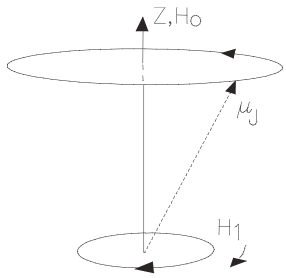
deuxièmement: anti-parrallèlement à H_0 (énergie absorbée)



L'échange d'énergie se faisant entre le système de spins et le champ alternatif car on n'a pas encore considéré l'intéraction entre le spin et son entourage matériel. À cet égard, il se peut que tout en tournant en synchronisme avec l'aimantation, le champ alternatif fasse un angle avec la composante transversale de l'aimantation $\vec{\mu}_{JT}$. Dans ce cas, le couple $\vec{\mu}_{JT} \times \vec{H}_1$ tendra à ramener $\vec{\mu}_{JT}$ dans la direction de $\vec{H}_1$ et sera maximal quand $\vec{\mu}_{JT} \perp \vec{H}_1$.



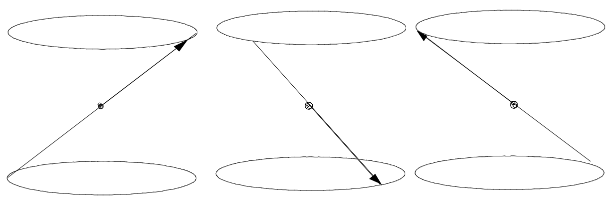
Un instant de réflexion suffit pour reconnaître qu'un champ à polarisation circulaire négative a un effet pratiquement négligeable sur l'évolution de l'aimantation:



2.5.1 Les pertes

Jusqu'ici, nous avons considéré le mouvement des spins en laissant de côté l'effet de l'entourage matériel. L'effet de cet entourage se présente sous deux aspects généraux que nous décrivons sans mentionner les "mécanismes".

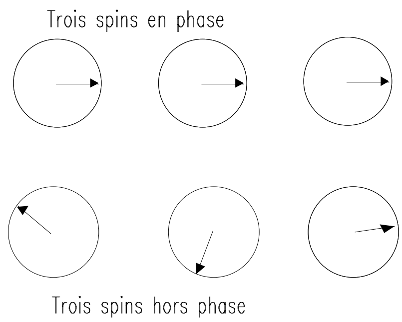
a) Il induit des transitions entre les divers niveaux d'énergie magnétique accessibles (quantiquement) aux dipôles. Il altère ainsi la composante du mouvement magnétique dans la direction du champ H_0. Ainsi, si on inverse un certain nombre de spins par un moyen quelconque (excitation rf), l'effet du milieu, lorsqu'on enlève subitement l'excitation, sera de ramener les spins à leur niveau initial dans un temps caractéristique T_1 dit TEMPS DE RELAXATION SPIN-RÉSEAU ou encore TEMPS DE RELAXATION LONGITUDINAL.



b) Il affecte la régularité du mouvement de précession: comme si la pointe du vecteur moment rencontrait des obstacles sur sa course. Ceci a pour effet de donner une tendance aux spins à avoir une phase aléatoire. Ceci explique qu'à l'équilibre:

$$\sum_i \mu_{J_i x} = \sum_i \mu_{J_i y} = 0$$

Le mécanisme de cette intéraction implique le système de spins même.



Le champ alternatif perpendiculaire à H_0 tend cependant à ramener les divers dipôles en phase en appliquant un plus grand couple (selon $\hat{z}$) à ceux dont la composante dans son plan fait un angle plus grand avec sa direction. Ce couple peut être ACCÉLÉRANT ou DÉCÉLÉRANT. Ici encore, si on enlève l'excitation, les spins ont tendance à acquérir une phase aléatoire dans un temps caractéristique T_2. Le temps T_2 est appelé TEMPS DE RELAXATION SPIN-SPIN ou TEMPS DE RELAXATION TRANSVERSAL.

En résumé, si on a un champ alternatif dans le plan *x0y*, alors:

$$\sum \mu_{J_i x} \neq 0 \qquad et \qquad \sum \mu_{J_i y} \neq 0$$

et on comprend que la résultante de ces sommes (proportionnelle à l'aimantation dans le plan *x0y*) tournera autour de l'axe $\hat{z}$ avec une fréquence égale à la fréquence du <u>champ alternatif appliqué</u>.

Pour comprendre le phénomène de résonance, examinons les équations du mouvement (équations de Bloch):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H} \qquad\qquad \vec{H} = H_0 \hat{z}$$

à l'équilibre thermique: $M_x=0$, $M_y=0$, $M_z=M_0=CH_0/T$ où C est la constante de Curie. Si l'équilibre n'est pas atteint, on supposera que le système y tend au taux:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1}$$

Les équations de Bloch s'écrivent donc:

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H})_z + \frac{M_0 - M_z}{T_1}$$

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H})_x - \frac{M_x}{T_2}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H})_y - \frac{M_y}{T_2}$$

2.5.2 Susceptibilité magnétique (complexe)

Pour avoir absorption, il faut ajouter un champ alternatif perpendiculaire au champ statique H_0. Un champ de polarisation linéaire peut être divisé en deux polarisations circulaires (gauche et droite) et on utilisera:

$$\vec{H}_1 = H_1 \cos(\omega t)\hat{x} - H_1 \sin(\omega t)\hat{y}$$

On doit donc s'attendre à ce que l'aimantation transverse ait la même dépendance temporelle sauf pour un facteur de phase. De plus, si $H_1 << H_0$, on aura $M_z = M_0$ et:

$$\vec{\mathrm{m}}(\mathrm{t}) = m\cos(\omega t + \phi)\hat{x} - m\sin(\omega t + \phi)\hat{y}$$

où m est l'amplitude de l'aimantation transversale. En combinant ces expressions avec les équations de Bloch et en regroupant les termes en $\sin\omega t$ et $\cos\omega t$ on obtient :

$$m = \frac{\gamma M_0 T_2 H_1}{\left[1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2{}^2\right]^{1/2}}$$

$$\cos\phi = \frac{(\omega_0 - \omega)T_2}{\left[1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2{}^2\right]^{1/2}}$$

$$\sin\phi = \frac{-1}{\left[1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2\right]^{1/2}}$$

On peut aussi écrire l'aimantation transversale comme étant:

$$\vec{m}(t) = m\left[\hat{x}(\cos\omega t\cos\phi - \sin\omega t\sin\phi) - \hat{y}(\sin\omega t\cos\phi + \cos\omega t\sin\phi)\right]$$

La composante de *m(t)* qui varie en phase avec le champ tournant est notée *m'*:

$$m' = m\cos\phi(\hat{x}\cos\omega t - \hat{y}\sin\omega t)$$

La composante de *m(t)* qui est perpendiculaire à $H_1(t)$ s'écrit:

$$m'' = -m\sin\phi(\hat{x}\sin\omega t + \hat{y}\cos\omega t)$$

Nous définissons la susceptibilité en phase χ_1 et la susceptibilité en quadrature χ_2:

$$\chi_1 \equiv \frac{m\cos(\phi)}{H_1} \qquad \chi_2 \equiv \frac{-m\sin(\phi)}{H_1}$$

On obtient:

$$\chi_1 = \chi_0 \frac{\omega_0(\omega_0-\omega)T_2^2}{\left[1+(\omega_0-\omega)^2 T_2^2\right]}$$

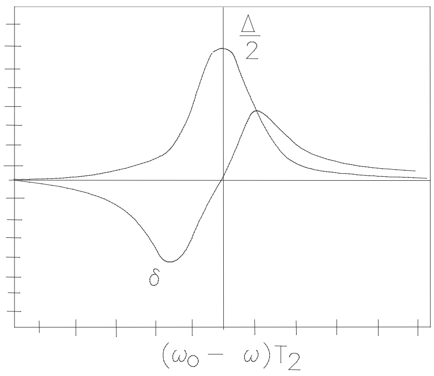
$$\chi_2 = \chi_0 \frac{\omega_0 T_2}{\left[1+(\omega_0-\omega)^2 T_2^2\right]}$$

$$\chi_0 = \frac{M_z}{H_0}$$

où

$\chi_0 = M_z / H_0$ est la susceptibilité statique.

Donc, lorsque le champ statique sera balayé, vous devriez reproduire ces deux courbes mesurant approximativement χ_1 et χ_2.



Notez cependant qu'on ne balaye pas ω, mais le champ magnétique. Utilisez le paramètre γ (page. 1.7) pour relier les deux. De plus, si $\chi_1 \propto \delta$ *et* $\chi_2 \propto \Delta$, vous verrez approximativement le comportement prévu de χ_1 et χ_2 directement à l'écran de l'ordinateur.

3. PARTIE EXPÉRIMENTALE

3.1 Fonctionnement du montage

Commencez d'abord par vous familiariser avec les composantes suivantes:

- cavité résonante
- analyseur scalaire
- source hyperfréquence
- cavité de calibration

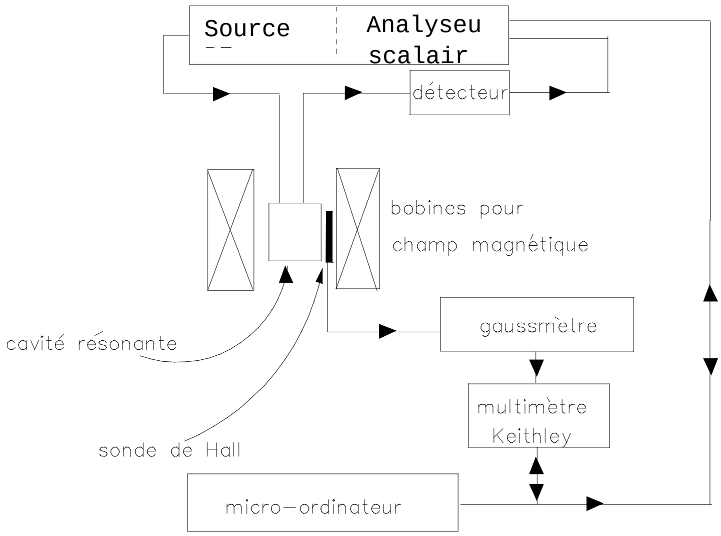
Mesurez les dimensions de la cavité résonante et calculez sa fréquence de résonance pour le mode (102). Comparez avec la valeur affichée par l'analyseur scalaire.

Examinez le fonctionnement du programme d'acquisition de données suivant:

rpe (sous Windows)

Celui-ci affichera la fréquence de résonance (qui vous permettra de calculer δ) et la largeur de la résonance (qui elle permet de calculer Δ).

Schéma du montage:



La source hyperfréquence est reliée à la cavité résonante par un câble coaxial. L'intensité du signal est ensuite détectée par une diode. Le signal est ensuite envoyé à l'analyseur scalaire. Ce dernier est relié à l'ordinateur qui contrôle l'acquisition des données. Un multimètre Keithley est aussi relié à l'ordinateur et sert à mesurer la tension analogique provenant du gaussmètre lors de la mesure du champ magnétique externe (RPE).

Une fois que vous maîtrisez le fonctionnement de chacune des composantes du montage expérimental, discutez avec le moniteur des procédures suivantes:

- ajustement de la source hyperfréquence;
- calibration du gaussmètre;
- purge du calorimètre;
- refroidissement de la cavité;
- collage de l'échantillon.

Précautions:

-variez le gain du signal de façon à ce qu'il occupe tout l'écran de l'analyseur scalaire;
-purgez le calorimètre, en utilisant de l'azote sec, au moins deux fois avant de procéder au refroidissement;

-faites attention à la tige de quartz traversant la cavité car celle-ci est très fragile;
-manipulez les échantillons avec beaucoup de soins;
-n'oubliez pas de refroidir l'aimant servant à produire le champ magnétique en faisant circuler de l'eau.

3.2 RPE

Pour faire une mesure de RPE, on doit disposer le champ magnétique oscillant perpendiculairement au champ magnétique statique. Il faut coller (à l'aide de graisse à vide) l'échantillon sur une paroi de la cavité à l'endroit où le champ magnétique RF est maximal mais toujours perpendiculaire au champ appliqué par l'aimant. On insère ensuite le tout dans l'entrefer de l'aimant. Il faut positionner la sonde du gaussmètre à un endroit de référence dans l'entrefer.

Collez d’abord l’échantillon de DPPH à l'intérieur de la cavité.

3.2.1 Le DPPH

Le DPPH possède un pic intense et étroit. Obtenez la largeur du pic d'absorption ainsi que l'évolution de la fréquence de la cavité pour cet échantillon en fonction du champ magnétique. Calculez le facteur g et T_2. Comment expliquez-vous les résultats obtenus?

3.2.2 Le $CuSO_4$ ø$7H_2O$

Obtenez la largeur du pic d'absorption ainsi que l'évolution de la fréquence de résonance (si possible) en fonction du champ magnétique. Calculez le facteur g et T_2. Répétez pour une deuxième orientation de l’échantillon. Discutez les résultats obtenus.

3.3 Absorption diélectrique

Cette technique expérimentale permet de mesurer la conductivité CA d'un matériau de même que sa constante diélectrique. Il est nécessaire d'effectuer une mesure de calibration pour chacun des deux échantillons utilisés. Cette calibration consiste à mesurer la fréquence de résonance ainsi que le facteur de qualité de la cavité, lorsqu'il n'y a pas d'échantillon à l'intérieur de cette dernière.

Pour mesurer l'absorption hyperfréquence, il faut maintenant disposer l'échantillon sur la tige de quartz qui traverse la cavité. On insère ensuite l'échantillon dans la cavité à l'aide de la vis micrométrique tout en examinant le déplacement de la fréquence de résonance de la cavité. Cette méthode nous permet de positionner l'échantillon à l'endroit où le champ électrique est maximal.

3.3.1 Le Silicium

Commencez par mesurer les dimensions de l'échantillon (à moins que celles-ci ne soient déjà disponibles). Mesurez la fréquence de résonance et la largeur de la résonance avec et sans échantillon et ce à 300K et près de la température de l’azote liquide. Calculez la constante diélectrique et la conductivité du silicium pour ces deux températures. Discutez vos résultats. Est-il possible de déterminer dans quel régime se trouve l'échantillon et si on se trouve à gauche ou à droite du pic de la figure (page 6) ?

3.3.2 $YBa_2Cu_3O_7$ (supraconducteur haute température)

Pour cet échantillon, il n'est pas nécessaire de mesurer ses dimensions. On se contentera d'obtenir qualitativement le comportement de sa conductivité. Mesurez la fréquence de résonance et la largeur de la résonance avec et sans échantillon en fonction de la température de 80K à 140K. Tracez le graphique de la conductivité en fonction de la température (on ne tracera pas celui de la constante diélectrique ε_1). Discutez vos résultats.

Échéancier:

1ère semaine:	Familiarisation au montage expérimental et RPE
2^{ième} semaine:	Absorption diélectrique
3^{ième} semaine:	Absorption diélectrique et Analyse des résultats à l'aide d'un chiffrier électronique.
4^{ième} semaine:	Analyse des résultats.

Références:

RPE:

a) Kittel, Introduction to Solid State Physics.
b) Melissinos, Experiments in modern Physics
c) Slichter, Principles of magnetic Resonance.
d) De Broglie et al. La spectroscopie Hyperfréquence. (QC 76 2S 64)
e) C.P. Poole et H.A. Farach, Handbook of Electron Spin Resonance.
f) J.A. Sidles et al. Review of Modern Physics, vol. 67, janvier 1995, p. 249.
g) R.M. White, Quantum Theory of Magnetism. Springer Series in Solid State Sciences 32.

Absorption diélectrique

- Mémoire de maîtrise de G. Croteau et thèse de Doctorat de G. Quirion (tous deux de l'Université de Sherbrooke) disponibles à la bibliothèque.

Barème de correction du rapport:

Introduction et Conclusion	1.0
Théorie:	2.0
Montage et fonctionnement	1.0
Résultats et calculs:	1.0
Analyse ou discussion	4.5
Présentation générale et qualité du français	0.5
Total	10

Département de Physique, U. de Sherbrooke

3 septembre, 2002
P.F.