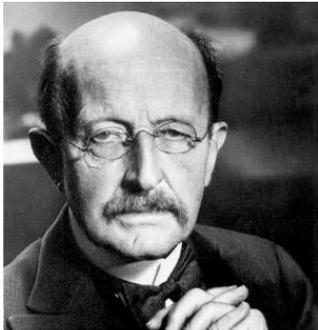


TDs de Physique Quantique

IMACS 3A



M. Planck



A. Einstein



N. Bohr



L. De Broglie



E. Schrödinger



H. Heisenberg



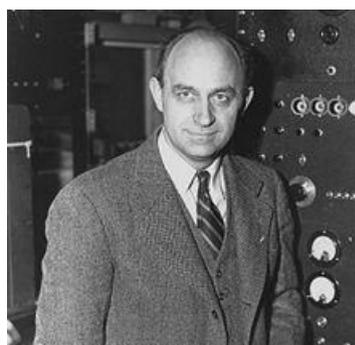
P. Dirac



M. Born



P. Erhenfest



E. Fermi



W. Pauli



R. Feynmann

TD1 : APPLICATION DES POSTULATS : L'ION PIEGE PAR LA LUMIERE

On est actuellement capable de constituer des systèmes optiques et électromagnétiques (Fig 1) qui permettent de piéger des atomes ou des ions, c'est-à-dire de les bloquer dans une position de l'espace donnée (Fig. 1 et Fig. 2) avec une énergie cinétique très faible correspondant à des températures ultra-froides (de l'ordre de la centaine de nanoKelvins !).

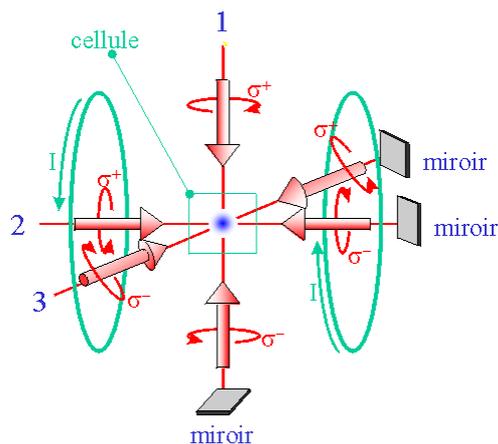


Fig. 1

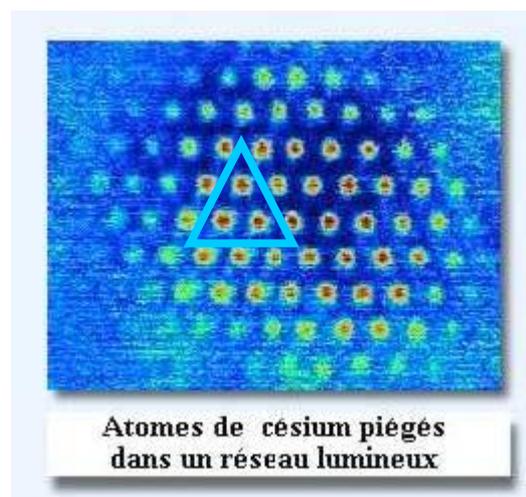


Fig. 2

On s'intéresse par la suite à une zone constituée de trois pièges, délimitée sur la Fig.2. L'ion peut occuper l'une des 3 positions du piège, repérées dans la suite par i, j, k (Fig.3).

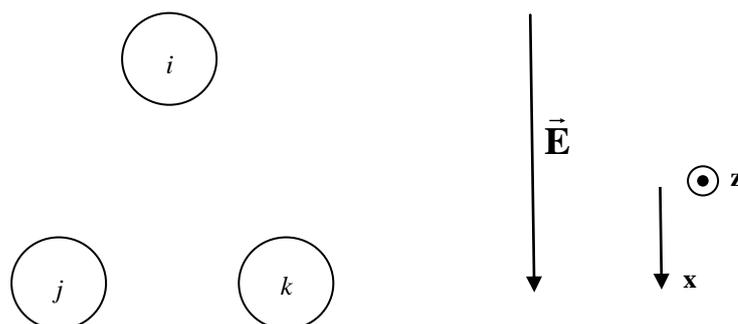


Fig. 3

L'application d'un champ électrique (tel que présenté sur la Figure 3) modifie l'énergie potentielle électrostatique des ions. En conséquence le site i est non équivalent aux sites j et k du point de vue de l'énergie. L'origine des énergies est choisie de sorte que lorsque l'ion (négatif) est localisé dans le site i , il possède l'énergie $\hbar\omega_0$. Lorsque l'ion est localisé dans les sites j et k , il possède l'énergie $2\hbar\omega_0$. On associe à l'énergie l'observable \hat{H} .

On supposera également que l'ion possède un moment magnétique dont la projection M_z suivant \mathbf{z} peut prendre la valeur $+a$ sur les sites i et j , et $-a$ sur le site k . On associe l'observable \hat{A} à la grandeur physique M_z . Grâce aux techniques de spectroscopie optique actuelles, on peut effectuer à la fois des mesures sur l'énergie de l'atome et sur M_z sa projection du moment magnétique suivant \mathbf{z} . On considère maintenant la famille de 3 états pour le système, notée : $\{|u_1\rangle, |u_2\rangle, |u_3\rangle\}$.

- $|u_1\rangle$ est un état qui correspond à la localisation dans le site i :

$$|u_1\rangle = |i\rangle$$

- $|u_2\rangle$ et $|u_3\rangle$ sont des états qui sont des combinaisons linéaires des états d'ion localisés dans les sites j et k :

$$|u_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|j\rangle + |k\rangle) \quad \text{et} \quad |u_3\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|j\rangle - |k\rangle)$$

Ces trois états engendrent un espace d'états dynamiques \mathcal{E} pour un ion, de dimension 3, et dont la famille $\{|u_1\rangle, |u_2\rangle, |u_3\rangle\}$ constitue une base \mathcal{B} . Nous allons dans toute la suite travailler dans la base \mathcal{B} , que l'on supposera orthonormée. Dans cette base, on vérifiera que l'opérateur hamiltonien \hat{H} et l'observable \hat{A} s'écrivent en représentation matricielle :

$$\hat{H} = \hbar\omega_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{bmatrix} \quad \hat{A} = a \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

où ω_0 et a sont des constantes réelles positives. On suppose que le système physique est préparé à l'instant initial $t = 0$ dans l'état :

$$|\psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|u_1\rangle + \frac{1}{2}|u_2\rangle + \frac{1}{2}|u_3\rangle \quad (2)$$

1. On mesure à l'instant $t = 0$ l'énergie du système. Quelles valeur peut-on trouver et avec quelle probabilité ? Calculer, pour le système dans l'état $|\psi(0)\rangle$, la valeur moyenne $\langle \hat{H} \rangle$ et l'écart quadratique moyen $\Delta \hat{H}$.
2. Montrer que \hat{H} et \hat{A} commutent. Montrer que les sous espaces propres de l'un sont stables par l'autre (montrer par exemple que : $\forall |w\rangle \in \mathcal{E}_\lambda$, où \mathcal{E}_λ est un sous espace propre de

\hat{H} associé à la valeur propre λ , $\hat{A}|w\rangle \in \mathcal{E}_\lambda$). Trouver un système simple de vecteurs propres commun $\{|v_1\rangle, |v_2\rangle, |v_3\rangle\}$ à \hat{H} et \hat{A} . \hat{H} et \hat{A} forment-ils un ensemble complet d'observables qui commutent ? Exprimer l'état $|\psi(0)\rangle$ dans la base $\{|v_1\rangle, |v_2\rangle, |v_3\rangle\}$.

3. Au lieu de mesurer \hat{H} à $t = 0$, on mesure \hat{A} . Quels résultats peut-on trouver, et avec quelles probabilités ? Quel est le vecteur d'état immédiatement après la mesure ?

4. Calculer le vecteur d'état $|\psi(t)\rangle$ du système à l'instant t .

5. Calculer la valeur moyenne de \hat{A} à l'instant t . Quelle remarque peut-on faire ?

SPIN D'UN PROTON : DYNAMIQUE D'UN SYSTEME QUANTIQUE ET MESURES

Nous allons étudier le mouvement du spin d'un proton plongé dans un champ magnétique uniforme statique. La dynamique d'un spin en champ magnétique est un problème très général, que l'on retrouve dans certaines applications de haute technologie comme par exemple l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) qui est basée sur le phénomène physique de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN).

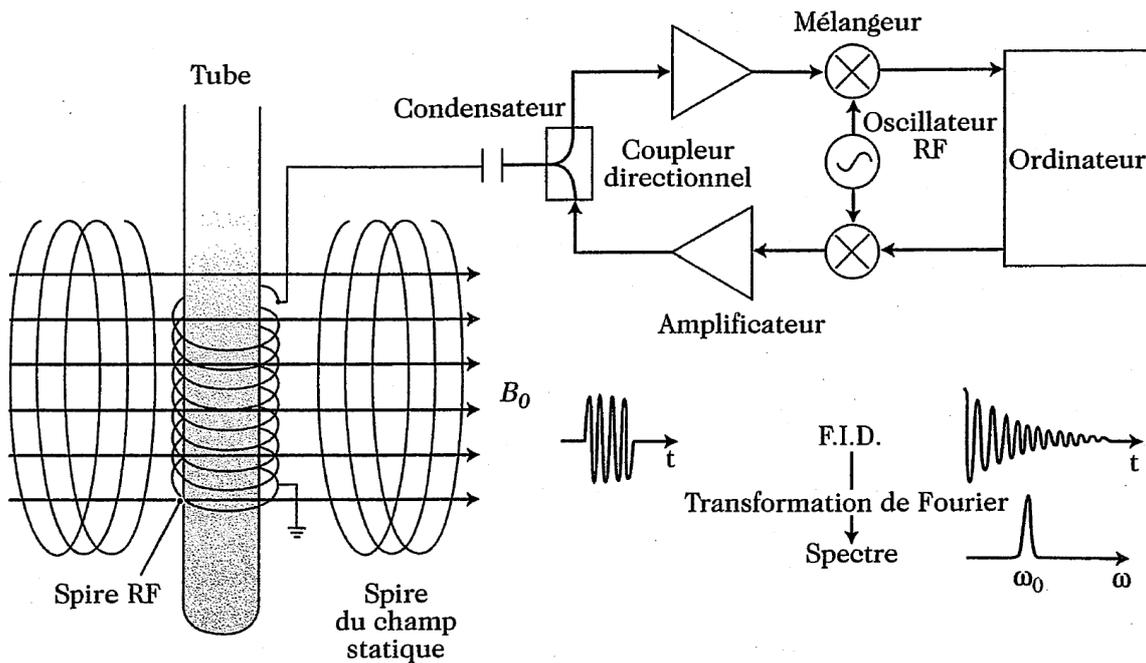
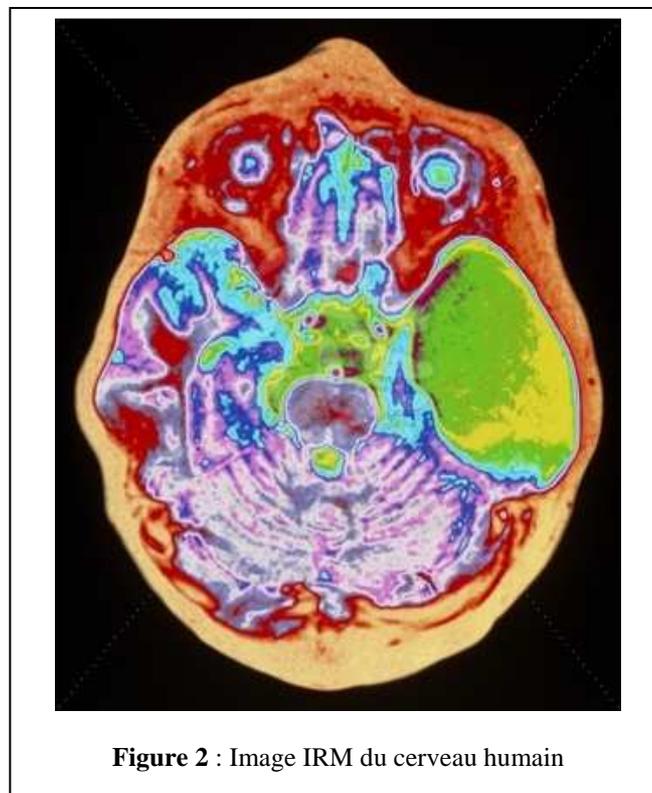


Figure 1: Schéma de principe d'une expérience de RMN. Le champ B_0 est horizontal et le champ de radiofréquences est généré par le solénoïde vertical. Ce solénoïde sert aussi à détecter le signal (F.I.D. = "Free Induction Decay"). L'impulsion RF et le signal sont dessinés en bas à droite de la figure. On notera la décroissance exponentielle du signal et le pic de sa transformée de Fourier à $\omega = \omega_0$ (d'après la référence [1]).

Lors d'une expérience de RMN [1], l'échantillon à étudier est plongé dans un champ magnétique uniforme \mathbf{B}_0 de quelques Teslas. Les deux états de spin des noyaux du matériau étudié sont alors séparés par un écart énergétique $\hbar\omega_0 = \hbar\gamma B_0$ (dédoublement de Zeeman, où γ est le facteur gyromagnétique correspondant au type de noyau étudié). Du fait de la loi de Boltzmann, le niveau de basse énergie est plus peuplé que le niveau de haute énergie (la différence relative de population est de l'ordre de 5×10^{-5}). L'application pendant un temps t tel que $\omega t = \pi/2$ d'une impulsion de champ magnétique transverse radiofréquence de fréquence ω (avec ω proche de la pulsation de résonance $\omega_0 = \gamma B_0$) fait tourner les spins de 90° d'une position initiale parallèle à \mathbf{B}_0 (état de plus basse énergie) à une position perpendiculaire à \mathbf{B}_0 . Après le passage de l'impulsion, le retour à l'équilibre est accompagné d'une émission de rayonnement électromagnétique de pulsation ω_0 qui est détectée par la bobine réceptrice (spire RF).

L'analyse de Fourier de ce signal donne un spectre de fréquences qui permet de remonter à l'élément chimique ou à la molécule recherchés. Pour se faire, on se base sur la propriété suivante : la pulsation de résonance (à un champ B_0 donné) dépend des noyaux par l'intermédiaire de γ .

Dans le cas de l'IRM [1], on s'intéresse exclusivement aux protons (noyaux de l'atome d'hydrogène) contenus dans l'eau des tissus et les graisses. L'échantillon est placé dans un champ magnétique non uniforme, ce qui fait que la fréquence de résonance dépend du point de l'espace. Comme l'amplitude du signal dépend de la densité de spin et donc de celle des protons, on peut en déduire, après des calculs informatiques complexes, une image tridimensionnelle de la densité d'eau dans les tissus biologiques. Actuellement la résolution spatiale est de l'ordre du millimètre, et l'on peut faire une image en 0.1 s. Cela a permis le développement de l'IRM fonctionnelle (IRMf), grâce à laquelle on peut par exemple voir le cerveau en action en mesurant les variations locales de débit sanguin.



Sans nous plonger dans la complexité du problème de la RMN (qui repose sur la dynamique d'un spin placé dans un champ magnétique statique et un champ magnétique orthogonal oscillant), nous allons dans la suite étudier le cas simple du mouvement de précession du spin du proton plongé dans un champ magnétique uniforme statique (lorsqu'il est non aligné initialement avec le champ magnétique).

On considère un système physique dont l'espace des états, de dimension deux, est rapporté à la base orthonormée formée par les deux kets propres notés $|+\rangle$ et $|-\rangle$ d'une observable \hat{S}_z , qui s'écrit dans cette base :

$$\hat{S}_z = \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}_z \quad \text{avec :} \quad \hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1a)$$

Dans cette base, deux autres observables \hat{S}_x et \hat{S}_y s'écrivent aussi :

$$\hat{S}_\alpha = \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}_\alpha, \quad \alpha = x, y \quad (1b)$$

avec :

$$\hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et :} \quad \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (1c)$$

Les opérateurs $\hat{\sigma}_\alpha$ ($\alpha = x, y, z$) sont appelés opérateurs de Pauli.

Le système physique est à l'instant $t = 0$ dans l'état :

$$|\psi(0)\rangle = \cos \frac{\theta}{2} |+\rangle + \sin \frac{\theta}{2} |-\rangle \quad \text{où : } \theta \in [0, \pi[\quad (2)$$

1. Quelles valeurs peut-on trouver à l'instant $t = 0$ en mesurant \hat{S}_z , et avec quelles probabilités ? Calculer pour l'état $|\psi(0)\rangle$ la valeur moyenne $\langle \hat{S}_z \rangle$ de \hat{S}_z et l'écart type ΔS_z . Tracer le graphe de $\langle \hat{S}_z \rangle$ et de ΔS_z en fonction de θ .

2. au lieu de mesurer \hat{S}_z à $t = 0$, on mesure \hat{S}_x . Que deviennent les résultats précédents. Même question avec \hat{S}_y au lieu de \hat{S}_x .

3. Vérifier que \hat{S}_x , \hat{S}_y et \hat{S}_z ne sont pas simultanément mesurables, et qu'elles vérifient les relations de commutation des composantes d'un moment cinétique : $[\hat{J}_\alpha, \hat{J}_\beta] = i\hbar \hat{J}_\gamma$ où le triplet $(\alpha, \beta, \gamma) \in \{\text{permutations circulaires de } (x, y, z)\}$.

4. on effectue, comme au 1°, à l'instant $t = 0$ la mesure de \hat{S}_z , puis immédiatement après, celle de \hat{S}_x : quelles valeurs peut-on trouver pour \hat{S}_x et avec quelles probabilités ? Comparer ces résultats à ceux du 2° : comment la mesure de \hat{S}_z perturbe-t-elle celle de \hat{S}_x ?

5. Les observables \hat{S}_x , \hat{S}_y et \hat{S}_z sont les opérateurs associés aux trois composantes (s_x, s_y, s_z) du moment cinétique propre (ou « spin ») d'un proton. Il lui correspond un moment magnétique propre proportionnel à \mathbf{s} défini par :

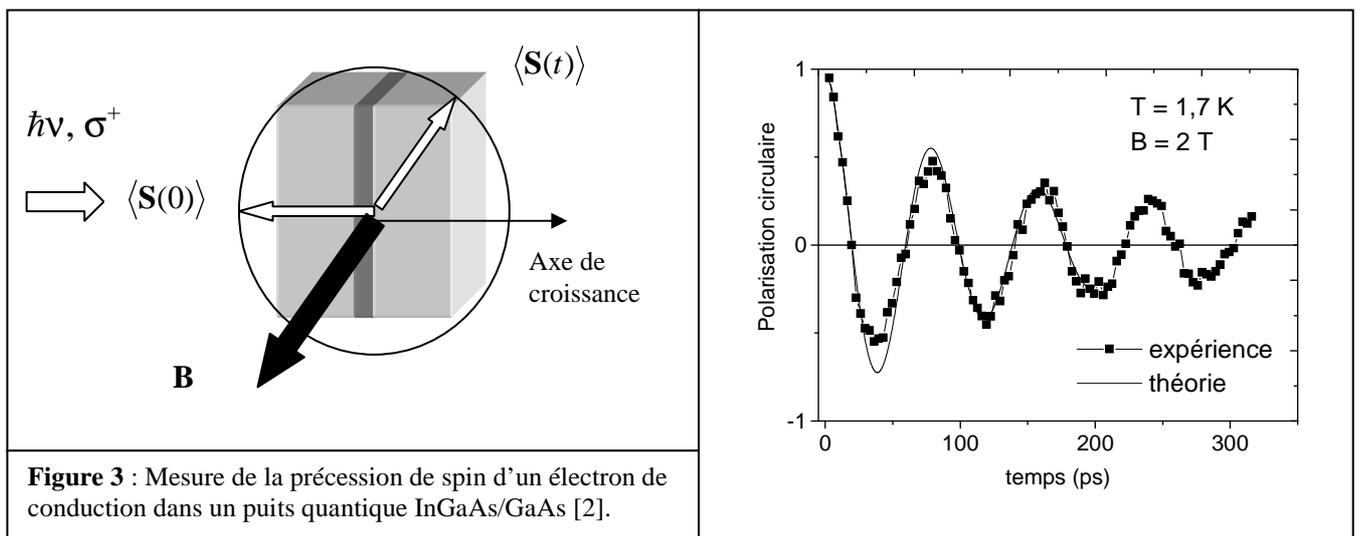
$$\mathbf{m} = \gamma \mathbf{s} \quad (3)$$

Le facteur de proportionnalité γ est appelé facteur gyromagnétique. On plonge le proton dans un champ magnétique uniforme \mathbf{B} . L'énergie potentielle de ce proton est alors : $U = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}$.

Quel est le hamiltonien \hat{H} qui décrit l'évolution du spin du proton ? On posera : $\omega_0 = -\gamma\mathbf{B}$. En supposant que \mathbf{B} est parallèle à l'axe Oz , vérifier que les kets $|+\rangle$ et $|-\rangle$ sont vecteurs propres de \hat{H} avec les valeurs propres E_+ et E_- que l'on calculera.

6. En supposant le proton dans l'état initial $|\psi(0)\rangle$ défini dans le préambule, calculer le vecteur d'état à l'instant t lorsque le proton est plongé dans le champ magnétique parallèle à Oz . Calculer $\langle\hat{S}_x\rangle$, $\langle\hat{S}_y\rangle$ et $\langle\hat{S}_z\rangle$. Quel est le mouvement du vecteur $\langle\hat{\mathbf{S}}\rangle$ de composantes $\langle\hat{S}_x\rangle$, $\langle\hat{S}_y\rangle$ et $\langle\hat{S}_z\rangle$? Le résultat est l'équivalent quantique du mouvement classique de précession de Larmor d'un dipôle magnétique placé dans un champ magnétique uniforme.

La mesure du mouvement de précession d'un spin dans un champ magnétique statique étudié dans ce TD peut être réalisée expérimentalement pour de nombreux systèmes de spins : électrons, neutrons, ions magnétiques (Mn^{2+}). Par exemple, on peut étudier la dynamique de spin d'un électron dans un puits quantique semi-conducteur. On prépare le spin de l'électron le long de l'axe de croissance de la structure en excitant l'échantillon avec de la lumière polarisée circulairement à incidence normale. On utilise pour ce faire une impulsion de lumière ultra-courte (picoseconde). On détecte ensuite l'intensité de la lumière réémise au cours du temps, et surtout l'évolution temporelle de son taux de polarisation circulaire. La polarisation circulaire de la lumière émise le long de l'axe de croissance est directement proportionnelle à la valeur moyenne de la projection du spin de l'électron suivant l'axe de croissance du puits quantique. On applique un champ magnétique perpendiculairement à l'axe de croissance du puits, et donc perpendiculairement au spin initial. Il en résulte un mouvement de précession du spin autour du champ magnétique appliqué, qui se traduit par une oscillation de la polarisation circulaire au cours du temps.



Bibliographie :

[1] « Introduction à l'information quantique » chapitre III, p46-49, M. Le Bellac, Edition Belin (2005)

[2] Mesures effectuées au LPCNO (INSAT)

OSCILLATEUR HARMONIQUE CHARGÉ EN CHAMP ÉLECTRIQUE
Application : contrôle de la précession de spin d'un électron

On considère un oscillateur harmonique chargé (masse m , pulsation ω , charge q) placé dans un champ électrique constant \mathbf{E} . On choisira l'origine des coordonnées à la position d'équilibre en l'absence de champ et on choisira $V(0) = 0$ pour l'origine des potentiels électriques.

1. Ecrire les hamiltoniens classique H et quantique \hat{H} de ce système. On introduit successivement les opérateurs :

$$\hat{x} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \hat{X} \quad \text{et} : \quad \hat{p} = \sqrt{\hbar m\omega} \hat{P}$$

appelés variables normales, puis les opérateurs :

$$a = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{X} + i\hat{P}) \quad \text{et} : \quad a^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{X} - i\hat{P})$$

appelés opérateurs « échelle », ou d'annihilation et de création de quantum d'énergie. Vérifier que les opérateurs a et a^\dagger sont bien adjoints l'un de l'autre, et que $[\hat{X}, \hat{P}] = i$ et $[a, a^\dagger] = 1$. Donner les expressions de \hat{H} en fonction de ces opérateurs. Celle obtenue avec les opérateurs a et a^\dagger correspond à la représentation numéro, dite « représentation $\{N\}$ », dont les états sont notés $|n\rangle$.

2. Le problème de l'oscillateur chargé placé dans un champ constant a une solution exacte. Rechercher cette solution et comparer les résultats avec ceux obtenus à la question précédente. On pourra à cette fin effectuer un changement de variable sur la position de l'électron, et l'on envisagera le changement d'observables conjuguées associé ; puis on montrera que le problème se ramène à celui de l'oscillateur harmonique non perturbé.

3. Montrer que pour un oscillateur non perturbé (ici à champ électrique nul), la fonction d'onde de l'état propre fondamental est donnée en représentation coordonnée $\{x\}$ – à un facteur de phase arbitraire près – par :

$$\varphi_0(x) \equiv \langle x | n=0 \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{1/4} l^{1/2}} e^{-\frac{x^2}{4l^2}}, \quad \text{avec la définition} : l \equiv \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}.$$

Quel est le sens physique du paramètre l ?

En déduire la fonction d'onde sous champ électrique $\varphi_{0,E}(z)$ de l'état fondamental.

4. Contrôle de la précession de spin d'un électron dans un puits quantique parabolique.

Un axe de recherche très prometteur à l'heure actuelle est porté par l'électronique de spin, discipline dans laquelle on cherche à tirer partie de la variable de spin de l'électron en sus de

sa charge (à la base des dispositifs amplificateurs ou des modulateurs de signaux électriques conventionnels) afin d'élaborer de nouveaux dispositifs pour le traitement de l'information. Ainsi des chercheurs du « Center for Spintronics and Quantum Computing » de l'Université de Californie à Santa Barbara (USA) et du laboratoire « Solid State Physics » de l'ETH à Zürich (Suisse) ont imaginé un dispositif permettant de contrôler par application d'une simple tension électrique la précession de spin des électrons confinés dans un puits quantique réalisé à partir d'alliages de matériaux semi-conducteurs ternaires à composition variable.

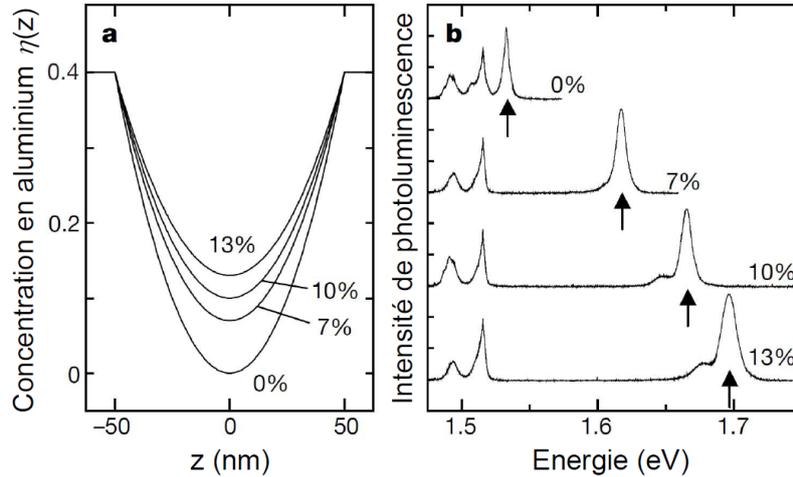


Figure 1. Elaboration de l'échantillon. (a) La concentration en aluminium $\eta(x)$ de quatre échantillon différents varie de façon quadratique en partant d'un minimum de $\eta(0) = 0\%$, 7% , 10% and 13% au centre du puits, jusqu'à $\eta(z) = 40\%$ dans les barrières ($|z| > 50$ nm). (b) Caractérisation en photoluminescence (PL) des quatre échantillons précédents. Les pics de PL (repérés par des flèches verticales) se décalent vers les hautes énergies lorsqu'on augmente la concentration en aluminium, conséquence de l'augmentation du gap du semiconducteur. Les pics restants (à 1.52 eV et 1.49 eV) proviennent de la luminescence du substrat de GaAs (l'intensité de PL est donnée en unités arbitraires). la température est de 5 K. (adapté de [1]).

Par commodité dans cette partie, on prend l'axe de croissance de l'échantillon Oz comme axe de quantification du spin. Le champ électrique est donc maintenant parallèle à Oz . Le champ magnétique est appliqué dans la direction Ox . Le principe de l'expérience est résumé dans les figures 1 à 3.

Les échantillons élaborés par épitaxie à jets moléculaires sont décrits dans la figure 1. Le profil de concentration de l'alliage est obtenu en variant le taux local $\eta(z)$ selon une loi quadratique de la forme $\eta(z) = \eta(0) + az^2$ pour $|z| < 50$ nm et $\eta(z) = 0.4$ pour $|z| > 50$ nm (ce qui détermine le paramètre a). Comme la bande interdite de l'alliage $Al_\eta Ga_{1-\eta} As$ suit la loi empirique: $E_g(\eta) \approx 1.52 + 1.247\eta$ ($\eta < 0.45$), et l'énergie de la bande de conduction la loi $E_c(\eta) \approx 0.63[E_g(\eta) - E_g(\eta=0)] + E_g(\eta=0)$, on réalise ainsi un puits de potentiel parabolique fini. La densité surfacique d'électrons photo-générés dans le puits étant ici au plus de l'ordre de 10^{10} cm⁻², on peut montrer que seul le niveau fondamental du puits parabolique est peuplé. Son niveau d'énergie étant très éloigné du niveau de la barrière, on peut prendre ici l'approximation du puits parabolique infini pour décrire cet état (énergie, fonction d'onde).

La figure 2a montre que la précession du spin moyen des électrons suit une loi sinusoïdale amortie du type :

$$\langle \hat{S}_z(t) \rangle = \langle \hat{S}_z(0) \rangle e^{-\frac{t}{\tau_s}} \cos(\omega_L t)$$

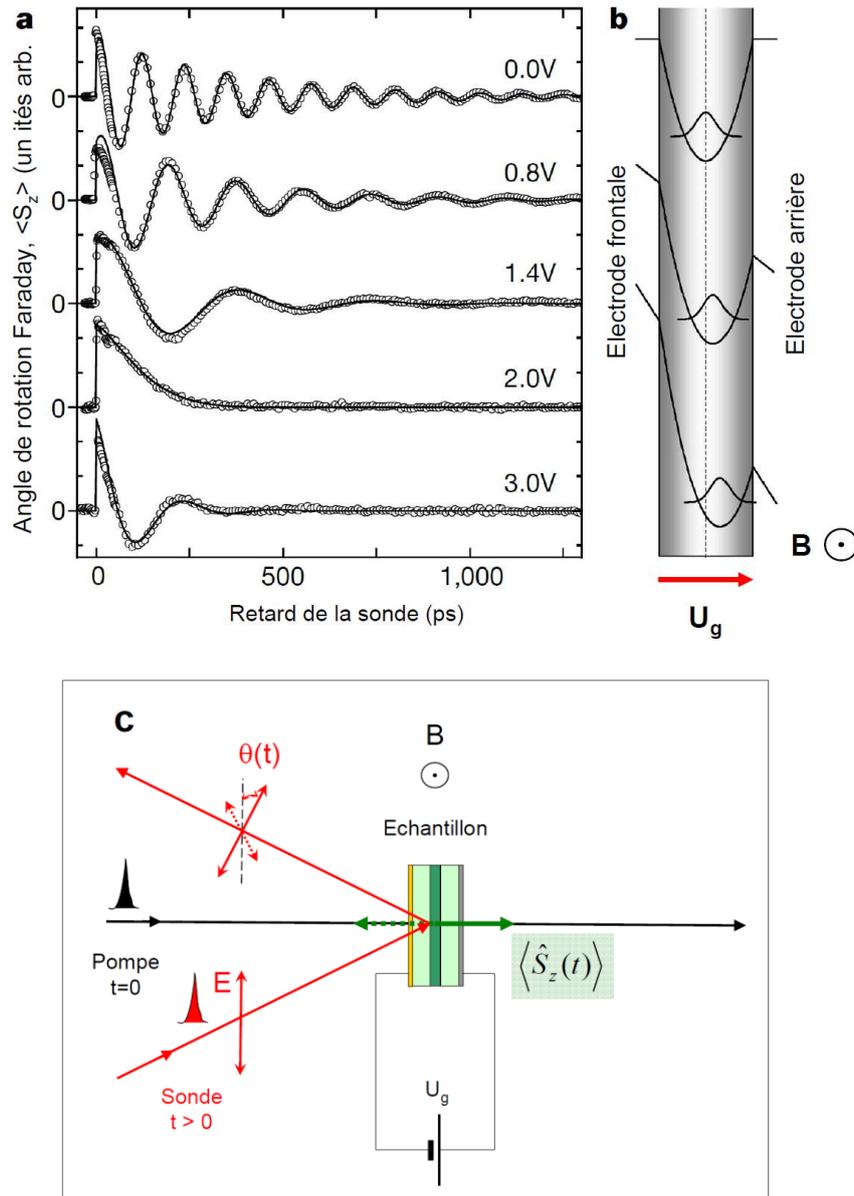


Figure 2. Contrôle électrique de la précession du spin de l'électron confiné dans un puits quantique parabolique. **(a)** Mesure de la précession du spin pour différentes tensions U_g appliquées entre les électrodes pour un dispositif à $\eta = 7\%$ de taux d'alliage d'Al au centre du puits. La température est de 5 K et le champ magnétique appliqué est $B = 6$ T. Lorsque l'on applique une tension positive U_g entre l'électrode arrière et l'électrode frontale, la fonction d'onde électronique est repoussée vers l'électrode arrière, dans les régions où la concentration en aluminium est plus élevée (voir le schéma **(b)**), ce qui conduit à une augmentation du facteur de Landé effectif g^* . Pour $U_g = 2$ V, on n'observe plus de précession, ce qui correspond à $g^* = 0$. Au delà de $U_g = 2$ V, le facteur g^* devient positif (voir fig.3). Les cercles correspondent aux données expérimentales, les traits pleins correspondent à la prévision du modèle comme indiqué dans le texte (adapté de [1]).

(c) Schéma de principe de l'expérience pompe sonde par effet Kerr optique résolu en temps. L'impulsion optique brève de pompe (durée ~ 1 ps) prépare des électrons dont le spin moyen est orienté initialement le long de l'axe de croissance de l'échantillon. Une impulsion optique (~ 1 ps) polarisée linéairement arrive avec un retard ajustable au même point d'incidence que la pompe sur l'échantillon. Du fait de la biréfringence circulaire induite par les électrons de spin moyen $\langle S_z(t) \rangle$ à l'instant t , le plan de polarisation de la sonde tourne d'un angle $\theta(t)$ lorsqu'elle se réfléchit sur le puits quantique. Cet angle est ensuite mesuré au moyen d'un pont optique. Les oscillations de $\theta(t)$ reflètent la précession de Larmor des électrons autour du champ magnétique transverse B . L'échantillon est muni d'une électrode semi-transparente en surface (2 nm de titane et 5 nm d'or déposés par évaporation), et possède une couche conductrice fortement dopée au silicium du côté du substrat pour réaliser un contact ohmique sur la face arrière.

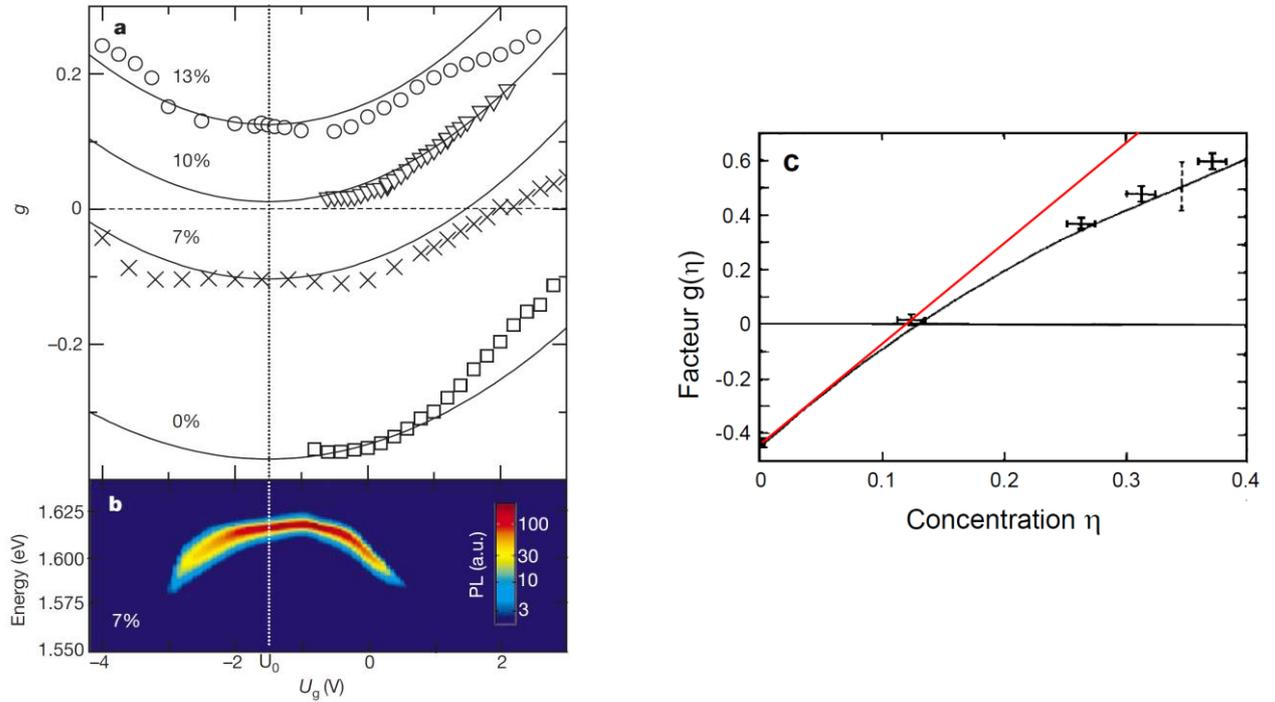


Figure 3. Contrôle électrique du facteur gyromagnétique effectif g^* des électrons du puits quantique et de leur état orbital dans le puits. **(a)** Facteur g^* extrait des expériences de rotation Kerr résolues en temps en fonction de U_g (symboles) pour les quatre échantillons à $B = 6$ T and $T = 5$ K. Les traits pleins correspondent au modèle obtenu en utilisant un facteur g^* effectif obtenu comme moyenne du facteur local $g(z)$ selon la densité de probabilité de présence de l'électron dans l'état fondamental de l'électron du puits (voir texte). **(b)** Courbes de niveau de l'intensité de photoluminescence (PL) en représentation semi-logarithmique en fonction de la tension appliquée entre électrodes pour l'échantillon avec $\eta(0) = 7\%$ (adapté de [1]). **(c)** facteur $g(\eta)$ pour l'alliage ternaire massif $Al_\eta Ga_{1-\eta} As$. Croix : données expérimentales ; Trait plein noir : modèle selon la théorie \mathbf{k}, \mathbf{p} [2]. Trait plein rouge : interpolation linéaire utilisée dans (a).

où τ_s désigne le temps caractéristique de relaxation du spin, et $\omega_L = g^* \mu_B B / \hbar$ est la pulsation de Larmor de l'électron soumis à un champ magnétique externe¹. On constate sur la figure 2 que pour l'échantillon où $\eta(0) = 7\%$, il est possible d'arrêter le mouvement de précession en appliquant une tension de $U_g = 2$ V au dispositif.

Dans le modèle de la figure 3a, le facteur gyromagnétique effectif g^* est obtenu comme la moyenne du facteur gyromagnétique local $g(z)$ sur l'état fondamental de l'oscillateur harmonique :

$$g^* = \int_{-\infty}^{+\infty} g(z) |\varphi_{0,E}(z)|^2 dz$$

L'expérience décrite est basée sur le fait que le facteur gyromagnétique s'annule et change de signe lorsque le taux d'alliage η de l'alliage $Ga_{1-\eta} Al_\eta As$ dépasse la valeur $\eta_0 = 0.115$ (cf. figure 3c). Expliquer alors le principe de fonctionnement de l'expérience.

[1] G. Salis, Y. Kato, K. Ensslin, D. C. Driscoll, A. C. Gossard, D. D. Awschalom, Nature **414**, 613 (2001)

[2] C. Weisbuch and C. Hermann, Optical detection of conduction-electron spin resonance in GaAs, $Ga_{1-x} In_x As$, and $Ga_{1-x} Al_x As$, Phys. Rev. B **14**, 816 (1977).

¹ Voir T.D. n°2.