Titre : Systèmes quantiques à deux niveaux

Présentée par : Marion Jacob **Rapport écrit par** : Ludivine Emeric

Correcteur : Jean Hare **Date** : 20/02/2021

Bibliographie		
Titre	**Auteurs**	**Éditeur**
TD d'Arnaud Raoux		
Cours de Jean Hare		
Mécanique quantique vol. 1	Cohen-Tannoudji et al.	

Plan détaillé

(indiquer parties, sous-parties, 1 ou 2 phrases d'explications par sous-partie, et références)

Niveau choisi pour la leçon : L3

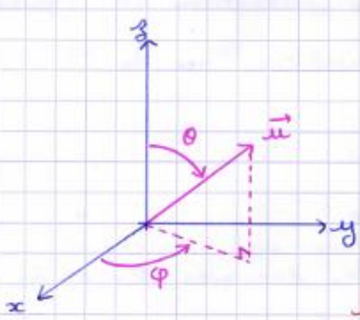
Prérequis : quantique : formalisme, postulats, équation de Schrödinger
classique : couplage, résonance, moment magnétique

I) Le spin 1/2

1°/ Description du système

On a $\hat{S}_z|+\rangle = \frac{\hbar}{2}|+\rangle$ et $\hat{S}_z|-\rangle = -\frac{\hbar}{2}|-\rangle$

Tout état $|\psi\rangle$ peut s'écrire $|\psi\rangle = c_+|+\rangle + c_-|-\rangle$



$\hat{S}_z = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ $\hat{S}_x = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ $\hat{S}_y = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$

$\hat{S}_{\vec{u}} = \hat{\vec{S}}\cdot\vec{u}$ $\vec{u} = \cos\theta\,\vec{e_z} + \sin\theta(\cos\varphi\,\vec{e_x} + \sin\varphi\,\vec{e_y})$

$\hat{S}_{\vec{u}} = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta\, e^{-i\varphi} \\ \sin\theta\, e^{i\varphi} & -\cos\theta \end{pmatrix}$

Quelle que soit la direction choisie pour la mesure du spin, les valeurs propres sont $\pm\frac{\hbar}{2}$

$|+\rangle_{\vec{u}} = \cos\frac{\theta}{2}e^{-i\frac{\varphi}{2}}|+\rangle + \sin\frac{\theta}{2}e^{+i\frac{\varphi}{2}}|-\rangle$

$|-\rangle_{\vec{u}} = -\sin\frac{\theta}{2}e^{-i\varphi/2}|+\rangle + \cos\frac{\theta}{2}e^{i\varphi/2}|-\rangle$

Il serait intéressant de préciser les hypothèses physiques et/ou les propriétés mathématiques qui conduisent à ces 3 matrices.
Pour les états propres $|\pm\rangle_{\vec{u}}$ il serait opportun de préciser qu'il y a un choix e phase à faire, mai qu'il et dépourvu de conséquences physiques

2°/ Ajout d'un champ magnétique

En physique classique on a $\vec{\mu} = \gamma \vec{L}$ — moment cinétique

moment magnétique ; rapport gyromagnétique $\gamma = \frac{q}{2m}$

Et $E_p = -\vec{\mu}.\vec{B}$

En physique quantique on a $\hat{\vec{\mu}} = g\gamma \hat{\vec{S}}$ — spin (moment cinétique intrinsèque)

moment magnétique intrinsèque ; facteur de Landé (= 2 pour 1 e^-)

(ici on ne s'intéresse pas au moment cinétique orbital)

Et $\hat{H} = -\hat{\vec{\mu}}.\vec{B}$

Pour un électron on a $\hat{H} = -g\gamma \hat{\vec{S}}.\vec{B}$ et on prend $\vec{B} = B_0 \vec{e_z}$

$$\hat{H} = -2 \times \frac{-e}{2m} B_0 \hat{S}_z = \omega_0 \hat{S}_z \quad \text{avec } \omega_0 = \frac{eB}{m}$$

$$\hat{H} = \frac{\hbar\omega_0}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Quelle est l'évolution d'un état $|\Psi(t)\rangle$ initialement $|+\rangle_{\vec{u}}$?

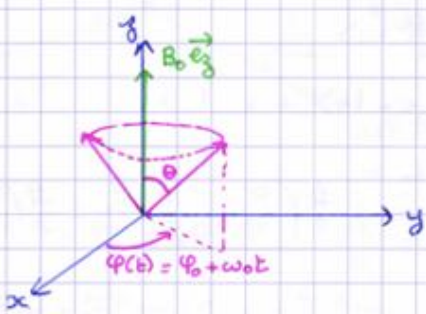
On a $|\Psi(t)\rangle = c_+(t)|+\rangle + c_-(t)|-\rangle$

L'évolution est donnée par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar\begin{pmatrix} \dot{c}_+ \\ \dot{c}_- \end{pmatrix} = \frac{\hbar\omega_0}{2}\begin{pmatrix} c_+ \\ -c_- \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{array}{l} c_+(t) = c_+(t=0)\,e^{-i\omega_0 t/2} \\ c_-(t) = c_-(t=0)\,e^{+i\omega_0 t/2} \end{array}$$

D'où $$|\Psi(t)\rangle = \cos\frac{\theta}{2}\, e^{-i(\varphi+\omega_0 t)/2}|+\rangle + \sin\frac{\theta}{2}\, e^{i(\varphi+\omega_0 t)/2}|-\rangle$$

$$= |+\rangle_{\vec{u}(t)} \quad \text{avec } \begin{array}{l} \theta(t) = \theta(t=0) \\ \varphi(t) = \varphi(t=0) + \omega_0 t \end{array}$$



Le vecteur $\vec{u}$ effectue un mouvement de précession à la pulsation ω_0 (pulsation "gyromagnétique", "cyclotron" ou "de Larmor").

Je n'ai jamais entendu employer ce terme

Quoi qu'en dise Arnaud, je récuse cette dénomination

(II) Couplage entre 2 niveaux d'énergie

On considère 2 états $|\varphi_1\rangle$ et $|\varphi_2\rangle$ à des énergies E_1 et E_2.

Sans couplage $\hat{H} = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix}$

Avec un couplage : $\langle\varphi_2|\hat{H}|\varphi_1\rangle = W$: $\hat{H} = \begin{pmatrix} E_1 & W \\ W^* & E_2 \end{pmatrix}$

1°/ De nouveaux niveaux en énergie

E_1 et E_2 ne sont plus des valeurs propres de $\hat{H}$. Cherchons les nouvelles énergies accessibles pour le système.

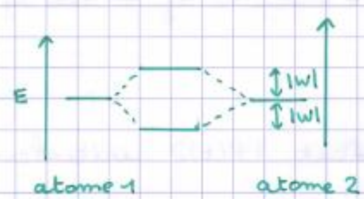
On cherche E tq $\hat{H}|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle$

$$\Leftrightarrow \begin{pmatrix} E_1 - E & W \\ W^* & E_2 - E \end{pmatrix}\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = 0$$

$$\Leftrightarrow \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{ou} \quad \begin{vmatrix} E_1 - E & W \\ W^* & E_2 - E \end{vmatrix} = (E_1 - E)(E_2 - E) - |W|^2 = 0$$

On obtient $E_\pm = \underbrace{\frac{E_1 + E_2}{2}}_{\overline{E}\ \text{Énergie moy}^\circ} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\underbrace{(E_1 - E_2)}_{\Delta\ \text{écart en énergie}}{}^2 + 4|W|^2}$

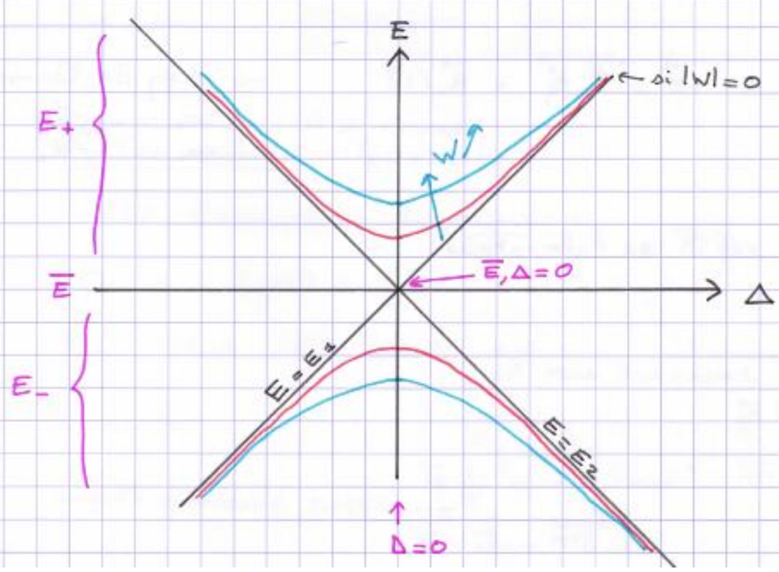
Ex si $E_1 = E_2 = E$: $\overline{E} = E$ et $\Delta = 0$ $E_\pm = E \pm |W|$



On a une levée de dégénérescence en énergie.

Cas général $E_\pm = \overline{E} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\Delta^2 + 4|W|^2}$

Si $|W| = 0$ on a $\underbrace{E_\pm = \overline{E} \pm \frac{1}{2}|\Delta|}_{\text{asymptotes pour } \Delta \gg |W|}$



Il faut que l'écart Δ entre E_1 et E_2 soit faible pour que l'effet du couplage soit significatif.

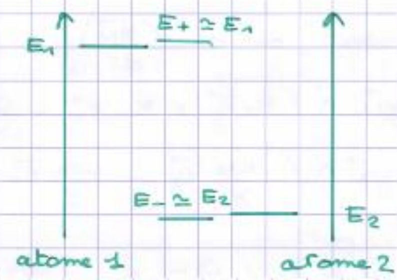
La diagonalisation de H peut éventuellement être rendue plus transparente en le mettant sous la forme :

$$H = \frac{E_1+E_2}{2}\,\mathrm{Id} + \begin{bmatrix} \Delta/2 & w \\ w^* & -\Delta/2 \end{bmatrix} = \frac{E_1+E_2}{2}\,\mathrm{Id} + \frac{\hbar\Omega}{2}\begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta\ e^{i\phi} \\ \sin\theta\ e^{-i\phi} & -\cos\theta \end{bmatrix} = \frac{E_1+E_2}{2}\,\mathrm{Id} + \Omega\,\vec{u}_{\theta,\phi}\cdot\hat{\vec{S}}$$

Avec $\frac{\hbar\Omega}{2} = \sqrt{\Delta^2/4 + |w|^2}$, et et angle de mélange θ tel que $\cos\theta = \frac{\Delta}{\hbar\Omega/2}$, $\sin\theta = \frac{|w|}{\hbar\Omega/2}$ et $\phi = \mathrm{Arg}(w)$

Ici un commentaire sur la nature des niveaux est attendu :
à grand $|\Delta| \gg |w|$, θ est proche de 0 ou π donc les ES sont quasiment confondus avec $|\varphi_1\rangle$ et $|\varphi_2\rangle$,
alors que pour $|\Delta| \ll |w|$, $\theta \simeq \frac{\pi}{2}$ et les ES approximativement sont des mélanges à poids égaux.
C'est une propriété des ES qui ne dépend pas de l'évolution temporelle envisagée ensuite

En chimie on néglige les couplages entre orbitales atomiques si $\Delta > 15$ eV.



2°/ Évolution temporelle

Si initialement $|\Psi(t)\rangle = |\varphi_1\rangle$, on fait un calcul analogue au I.1

$$|\Psi(t)\rangle = e^{i\varphi/2}\left(\cos\frac{\theta}{2}\, e^{-iE_+t/\hbar}\,|\varphi_+\rangle - \sin\frac{\theta}{2}\, e^{-iE_-t/\hbar}\,|\varphi_-\rangle\right)$$

où φ est tq $W = |W|e^{i\varphi}$ et θ vérifie $\sin^2\theta = \frac{4|W|^2}{4|W|^2 + \Delta^2}$

La probabilité de trouver le système dans l'état $|\varphi_2\rangle$ est donnée par $\mathcal{P}_{1\to2}(t) = |\langle\varphi_2|\Psi(t)\rangle|^2$

$$\mathcal{P}_{1\to2}(t) = \underbrace{\sin^2\theta}_{\text{amplitude}}\ \sin^2(\omega t) \quad \text{où} \quad \omega = \frac{E_+ - E_-}{2\hbar} = \frac{\sqrt{\Delta^2 + 4|W|^2}}{2\hbar}$$

pulsation

la pulsation augmente si $\Delta \nearrow$ et si $|W| \nearrow$

Ce sont les oscillations de Rabi.

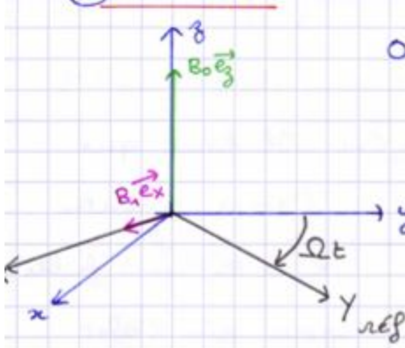
Si $\Delta = 0$ on a $\sin^2\theta = 1$

$\to$ 100 % de chances de trouver $|\Psi\rangle = |\varphi_2\rangle$ au bout de t tq

$\omega t = \frac{\pi}{2} + n\pi \quad n \in \mathbb{N}$

Inversement si $\Delta \gg |W|$: peu de chances de trouver 1 e^- initialement dans $|\varphi_1\rangle$ dans $|\varphi_2\rangle$.

III La RMN



On a $\vec{B} = B_0\vec{e}_z + \underbrace{\vec{B}_1(t)}_{\text{tourne à }\Omega\ \in (xOy)}$ $\to$ fréq de Larmor $\omega_0 = -\gamma B_0$, $\omega_1 = -\gamma B_1$

réf $\mathcal{R}$ du laboratoire

réf $\mathcal{R}'$ tournant avec $\vec{B}_1$ à $\Omega\vec{e}_z$

TMC dans $\mathcal{R}$: $\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{m}$ avec $\vec{L} = \frac{1}{\gamma}\vec{\mu}$ rapport gyromagnétique

$\vec{m} = \vec{\mu} \wedge \vec{B}$

Je ne comprends pas la logique de ces signes

$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \vec{\mu} \wedge (\vec{B_0} + \vec{B_1}(t))$ → dépend du temps donc difficile à résoudre

On préfère se placer dans R' où $\vec{B} = B_0 \vec{e_z} + B_1 \vec{e_x}$ ne dépend pas de t

R' est un référentiel tournant, on a $\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_{R'} = \left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_{R} - \vec{\Omega} \wedge \vec{\mu}$

On a, dans R', $\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_{R'} = \gamma\vec{\mu} \wedge \left(B_0 \vec{e_z} + B_1 \vec{e_x} + \frac{\Omega}{\gamma}\vec{e_z}\right)$

$$= \gamma\vec{\mu} \wedge \left(\frac{-\omega_0}{\gamma}\vec{e_z} - \frac{\omega_1}{\gamma}\vec{e_x} + \frac{\Omega}{\gamma}\vec{e_z}\right)$$

$$= \gamma\vec{\mu} \wedge \underbrace{\left(\frac{\Delta\omega}{\gamma}\vec{e_z} - \frac{\omega_1}{\gamma}\vec{e_x}\right)}_{\vec{B}_{eff}}$$

Ou plus exactement, on peut rendre H indépendant du temps en se plaçant dans un référentiel tournant à la fréquence Ω du champ horizontal B_1

$\Delta\omega = \Omega - \omega_0$ → on peut annuler l'effet de $\vec{B_0}$ en faisant tourner $\vec{B_1}$ exactement à sa pulsation cyclotron !

On préfère se placer dans R' où $\vec{B} = B_0 \vec{e_z} + B_1 \vec{e_x}$ ne dépend pas de t

R' est un référentiel tournant, on a $\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_{R'} = \left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_{R} - \vec{\Omega} \wedge \vec{\mu}$

On a, dans R', $\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_{R'} = \gamma\vec{\mu} \wedge \left(B_0 \vec{e_z} + B_1 \vec{e_x} + \frac{\Omega}{\gamma}\vec{e_z}\right)$

$$= \gamma\vec{\mu} \wedge \left(\frac{-\omega_0}{\gamma}\vec{e_z} - \frac{\omega_1}{\gamma}\vec{e_x} + \frac{\Omega}{\gamma}\vec{e_z}\right)$$

$$= \gamma\vec{\mu} \wedge \underbrace{\left(\frac{\Delta\omega}{\gamma}\vec{e_z} - \frac{\omega_1}{\gamma}\vec{e_x}\right)}_{\vec{B}_{eff}}$$

$\Delta\omega = \Omega - \omega_0$ → on peut annuler l'effet de $\vec{B_0}$ en faisant tourner $\vec{B_1}$ exactement à sa pulsation cyclotron !

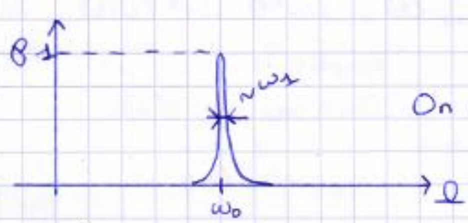
On a $\hat{H} = -g\gamma\,\hat{\vec{S}}\cdot\vec{B} = -g\gamma\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} B_0 & B_1 e^{-i\Omega t} \\ B_1 e^{i\Omega t} & -B_0 \end{pmatrix}$ dépend du temps

Avec un changement de variable des coefficients on peut se ramener à

$\tilde{H} = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} -\Delta\omega & \omega_1 \\ \omega_1 & \Delta\omega \end{pmatrix}$ indt du temps

On se ramène au II_2) : $P_{+\to-}(t) = \frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 + \Delta\omega^2}\sin^2\left(\sqrt{\omega_1^2 + \Delta\omega^2}\,\frac{t}{2}\right)$

Si $\Omega = \omega_0$ on a résonance et on a 100 % de chance d'inverser le spin en $t = \frac{\pi}{\omega_1}$!



On veut $\omega_1 \ll \omega_0$, $B_1 \ll B_0$

On a résonance magnétique.

Ce changement de variable n'est rien d'autre qu'une version élémentaire du passage en référentiel tournant en MQ
De façon plus formelle (cf Poly de JH appendice H_{IV}, page 122)

$H' = R(-\vec{\Omega}t)\,H\,R(\vec{\Omega}t) + i\hbar\frac{dR(-\vec{\Omega}t)}{dt}R(\vec{\Omega}t)$ avec la matrice de rotation $R(\vec{\alpha}) = \exp(-i\,\hat{\vec{S}}\cdot\vec{\alpha}/\hbar)$

soit ici $R(-\vec{\Omega}t) = \exp\left(i\frac{\Omega}{2}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{bmatrix}\right) = \begin{bmatrix} e^{i\Omega t/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\Omega t/2}\end{bmatrix}$ et $\frac{dR(-\vec{\Omega}t)}{dt}R(\vec{\Omega}t) = \frac{i\Omega}{2}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{bmatrix}$

d'où $H' = \square \begin{bmatrix}\omega_0 - \Omega & \omega_1 \\ \omega_1 & -(\omega_0 - \Omega)\end{bmatrix}$.

Le calcul n'est sans doute pas exigible, mais il vaut mieux savoir que ça existe !

Il faut parler des largeurs de transition et introduire le temps T_1 d'amortissement de l'aimantation verticale et le temps T_2 (en général $<<T_1$)'amortissement de l'aimantation horizontale.

Questions posées par l'enseignant (avec réponses)

(l'étudiant liste les questions posées, ainsi que les réponses données par l'enseignant. Si certaines réponses manquent, l'enseignant pourra compléter le document)

Q : Parlons des matrices de Pauli, comment les retrouver ?
R : On peut partir de considérations sur les symétries de l'espace, on sait que les valeurs mesurées sont toujours +- hbar/2, et que si on a un état + selon (Oz), on a 50% de chances de le mesurer + selon (Ox) ou – selon (Ox). On peut aussi les dériver de l'équation de Dirac je crois.
Correction : oui, mais pour l'équation de Dirac c'est plus compliqué, on obtient des matrices 4x4 dont les blocs 2x2 sont des matrices de Pauli.

Q : ω_0 : fréquence cyclotron, fréquence de Larmor ou rapport gyromagnétique. Ces dénominations sont-elles équivalentes ?
R : On emploie en général le terme de cyclotron pour le mouvement hélicoïdal d'une particule chargée autour d'une ligne de champ magnétique, ce n't pas tout à fait équivalent

Q : A-t-on besoin de spin là-dedans ? Conséquences ?
R : Non, je ne crois pas. Du coup on n'a pas le facteur de Landé dans la pulsation cyclotron.

Q : Larmor fait référence à quoi ? Qu'est-ce que le théorème de Larmor ?
R : A la précession du moment magnétique autour d'une ligne de champ magnétique. (Je ne sais pas pour le th de Larmor).

Le théorème de Larmor est un th de la mécanique classique : si on prend un mvt quelconque dans un potentiel donné et qu'on ajoute un champ B uniforme, on retrouve le mvt sans B en se plaçant dans un référentiel tournant à la fréquence de Larmor.
En fait c'est approximatif : on compense la force de Lorentz par la force d'inertie de Coriolis mais il apparaît le terme paramagnétique n'est pas compensé par la force d'inertie d'etrainement

Q : Êtes-vous sûre que le facteur de Landé d'un électron vaut 2 ?
R : En fait dans cette formule on prend la valeur absolue du facteur de Landé de l'électron qui est plus proche de -2, et en plus il faut prendre en compte des corrections venant de la QED : c'est -2,0023 avec d'autres chiffres après. La correction provient des diagrammes de Feynmann qui comportent de plus en plus de boucles.
Correction : le supplément $a = \frac{g-2}{2}$ est appelé « anomalie gyromagnétique », le premier terme que vous avez dessiné est proportionnel à la constante de structure fine.

Q : Quel est l'intérêt d'avoir un terme de couplage W complexe ? Où va-t-on le voir ?
R : Je ne vois pas où car pour calculer la probabilité de trouver le système dans un état donné on prend le module au carré donc la phase n'est pas mesurable de cette façon. Peut-être en faisant des interférences d'une façon ou d'une autre…
Correction : c'est la phase à l'origine du champ perturbateur.

Q : Dans une RMN on regarde le moment magnétique de quoi ?

R : Du proton
Q : Ils sont tous orientés selon B ? Comment pourrait-on le quantifier ?
R : Seulement une partie va s'aligner avec champ magnétique à cause de l'agitation thermique.
Correction : c'est du paramagnétisme, ça revient à la statistique de Boltzmann (modèle du paramagnétisme de Langevin).
Q : Comment faire pour les zones du corps sans eau dans l'IRM comme les poumons ?
R : Pour le squelette, la radio, par IRM je ne sais pas… peut-être en utilisant un isotope qui a un spin ½ ?
Correction :on peut conserver un spin ½ -> He3 avec pompage optique, image de très bonne qualité (même en champ faible car on n'est plus limité par paramagnétisme des tissus et plus notamment du dioxygène.)
Q : Les systèmes 2 niveaux sont-ils pertinents pour décrire des systèmes plus compliqués ?
R : Si les écarts en énergie sont faibles comparés aux autres, oui.
Correction : en règle générale, l'amplitude est négligeable hors résonance, on peut se ramener à 2 niveau si les fréquences de la perturbation est proche de résonance avec la fréquences de Bohr ($\omega_{12} = \frac{E_1 - E_2}{\hbar}$)d'une transition $1 \leftrightarrow 2$, et assez éloignée des autres.
Q : Quel est le rapport entre parties 2 et 3 ?
R : Le 2 me permet d'introduire les oscillations de Rabi
Q : Dans le graphe avec E en fonction de Δ, si on part avec E_1 faible, et qu'on l'augmente, comment évolue le système ?
R : La probabilité de trouver le système dans l'autre état, d'avoir des oscillations de Rabi est importante seulement vers Δ proche de 0. Soit on parcourt l'axe suffisamment lentement pour laisser au système le temps d'osciller entre les deux états, on a un processus *adiabatique* qui fait que l'état suit la ligne continue du niveau d'énergie de départs (çàd reste sur l'une des branches de l'hyperbole du II.1), soit au contraire on le parcourt trop rapidement, et le couplage n'a du coup pas de temps d'agi ; on a un processus *diabatique*, ce qui permet de créer un système dans un état excité.
Correction : on parle de croisement évité s'il y a couplage (ce n'est pas le cas s'il y a symétrie qui fait qu'il n'y a pas de couplage). Le lien avec le vocabulaire thermodynamique est que la chaleur (transfert thermique) correspond à des changements de niveaux irréversibles, alors que le travail d'écrit des échanges réversibles où le système reste dans le même niveau d'énergie.

Q : En réalité, le champ n'est pas tournant, il est oscillant suivant un axe, qu'est-ce que ça change ? Parallélisme avec moteur synchrone ? (si on n'est pas en triphasé)
Correction : on peut toujours décomposer un champ oscillant en 2 champs tournants, l'un est à la résonance, l'autre est décalé de $2\omega_1$et est donc hors résonance.
Q : La masse intervient-elle dans la RMN ?
R : Oui au dénominateur du facteur gyromagnétique …
Q : Quel est le facteur de Landé du proton ?
R : Il vaut 5,58 car ce n'est pas une particule élémentaire, il a une structure interne.

Q : Pourrait-on affiner indéfiniment la largeur de la raie RMN ? À quoi est-elle liée ?
R : C'est lié à ω_1 et $\Delta\omega$, on ne pourrait pas l'affiner indéfiniment car ça correspondrait à un signal non physique.
Correction : ça tient aussi (et surtout) aux temps T_1 et T_2 de relaxation de l'aimantation.

Commentaires lors de la correction de la leçon

(l'étudiant note les commentaires relatifs au contenu de la leçon : niveau, sujets abordés, enchaînement, réponses aux questions, etc. L'enseignant relit, et rectifie si besoin)

Plus mettre en exergue les liens entre les différentes parties qui sont vraiment le même problème ce qui n'apparaissait pas de façon évidente.
Sinon bon plan, ambitieux (donc pas forcément adapté pour tout le monde), ce qui relève naturellement le niveau des questions posées.

Pour faire une excellente leçon, il manque toutefois quelques petites choses importantes :

- Dans I.1) justifier un peu la forme des matrices de Pauli et celle de vecteurs propres.
- Dans II.1) justifier qualitativement le modèle à deux niveaux et commenter la forme des états stationnaires avant d'étudier l'évolution temporelle
- Dans III) parler des temps d'amortissement

Partie réservée au correcteur

<u>Avis général sur la leçon (plan, contenu, etc.)</u> :

Cf commentaires ci-dessus

<u>Notions fondamentales à aborder, secondaires, délicates</u> :
Les notions incontournables sont : le spin ½, la prévession de Larmor, l'oscillation de Rabi, l'équivalence (plus ou moins exploitée) entre système à deux niveaux et spin ½, et une application.

L'application à la RMN telle qu'elle est généralement faite (y compris dabs la présente de leçon) manque un peu de peps, car la théorie élémentaire est *strictement* équivalente à la théorie classique. En introduisant l'aimantation (somme des μ dans un volume élémentaire), le problème devient beaucoup plus riche, on peut parler du paramagnétisme de Langevin, discuter les temps amortissent, jusqu'à avoir une idée du spectre (élargissement homogène et inhomogène) ou introduire l'idée de l'écho de spin.

Il faut aussi savoir justifier qualitativement l'approximation du champ tournant (sans bien sûr faire les calculs complets avec les deux composantes).

Pour aller plus loin, (pas nécessaire, sauf si on ne fait pas la RMN) par exemple développer autour des passages diabatique ou adiabatiques et de la théorie de Landau-Zener, ou bien introduire des polartitons de cavité, ou encore dicuter plus en détail la liaison covalente, etc.

<u>Expériences possibles (en particulier pour l'agrégation docteur)</u> :
On pourrait montrer la précession d'un gyroscope dans le régime de la toupie dormante,
mais c'est limite hors sujet.

<u>Bibliographie conseillée</u> :