

① Corrélations quantiques non séparables entre système S et appareil de mesure M .

a) Ambiguïté sur la grandeur de S mesurée par M .

- L'une des caractéristiques les plus importantes d'une opération de mesure idéale (voir cours II, § 1c)

$$|\Psi_i\rangle = \left(\sum_n c_n |u_n\rangle\right) \otimes |\varphi_0\rangle \rightarrow |\Psi_f\rangle = \sum_n c_n |u_n\rangle \otimes |\varphi_n\rangle \quad (4.1)$$

est l'établissement de corrélations entre S et M : si S est dans $|u_n\rangle$, M est dans $|\varphi_n\rangle$. A 2 états orthogonaux $|u_n\rangle$ et $|u_{n'}\rangle$ de S sont associés 2 états orthogonaux $|\varphi_n\rangle$ et $|\varphi_{n'}\rangle$ de M (corrélations parfaites).

- Le fait que $|\Psi_f\rangle$ soit une superposition linéaire d'états, et non un mélange statistique d'états, entraîne cependant, comme nous allons le voir maintenant, des difficultés d'interprétation. On peut en effet toujours introduire dans l'espace des états de M , une nouvelle base orthonormée $\{|X_\nu\rangle\}$ suivant laquelle chacun des états $|\varphi_n\rangle$ peut être développé.

$$|\varphi_n\rangle = \sum_\nu |X_\nu\rangle \langle X_\nu | \varphi_n \rangle \quad (4.2)$$

Reportons alors (4.2) dans le membre de droite de (4.1) et définissons les vecteurs $|v_\nu\rangle$ de S par

$$|v_\nu\rangle = \frac{1}{b_\nu} \sum_n c_n |u_n\rangle \langle X_\nu | \varphi_n \rangle \quad (4.3)$$

où

$$b_\nu = \sqrt{\sum_n |c_n|^2 |\langle X_\nu | \varphi_n \rangle|^2} \quad (4.4)$$

est choisi de manière que les $|v_\nu\rangle$ soient normés ($\langle v_\nu | v_\nu \rangle = 1$). On peut alors réécrire l'état $|\Psi_f\rangle$ de (4.1) sous la forme

$$|\Psi_f\rangle = \sum_\nu b_\nu |v_\nu\rangle \otimes |X_\nu\rangle \quad (4.5)$$

qui montre que les états $|X_\nu\rangle$ de M sont corrélés avec les états $|v_\nu\rangle$ de S . Toutefois, comme les états $|v_\nu\rangle$ ne sont pas nécessairement orthogonaux les uns aux autres, cette corrélation n'est pas parfaite.

- Supposons, pour simplifier la discussion, que les c_n soient tels que les $|v_\nu\rangle$ soient orthogonaux les uns aux autres (par exemple, les c_n sont tous égaux). Introduisons alors 2 observables $A = \sum_n a_n |u_n\rangle \langle u_n|$ et $B = \sum_\nu b_\nu |v_\nu\rangle \langle v_\nu|$ de S , admettant respectivement pour états propres les états $\{|u_n\rangle\}$ et $\{|v_\nu\rangle\}$. Une fois que S et M ont interagé et se retrouvent dans l'état $|\Psi_f\rangle$ écrit en (4.1) ou (4.5), on peut toujours décider d'observer M et de voir si M est dans l'un des états $\{|\varphi_n\rangle\}$ ou l'un des états $\{|X_\nu\rangle\}$. Dans le premier cas, on saura dans quel état $|u_n\rangle$ S se trouve; dans le second cas, dans quel état $|v_\nu\rangle$ S se trouve. On a ainsi l'impression que, dans l'état $|\Psi_f\rangle$, M contient des

informations, non seulement sur l'observable A de S , mais aussi sur l'observable B qui ne commute pas nécessairement avec A .

De plus, il semble qu'on puisse décider de choisir quel état observer sur M , et donc quelle observable A ou B a été mesurée sur S , longtemps après que S et M aient fini d'interagir (expériences à choix retardé, ou "delayed choice experiments").

- Toutes les difficultés d'interprétation que nous venons de mentionner sont de même nature que celles rencontrées dans la discussion du "paradoxe E.P.R." (Einstein - Podolsky - Rosen). Elles sont liées au fait que les corrélations apparues entre S et M à la suite de leur interaction, ne sont pas des corrélations classiques, mais des corrélations quantiques non séparables (voir référence 1)

b) Modèles simplifiés utilisant pour décrire S et M des systèmes à 2 états

- En vue de développements ultérieurs dans ce cours et les suivants, il est commode d'introduire, comme Zurek (refs 2 à 4), des modèles très simplifiés où S et M sont représentés par des systèmes à 2 états.

- Nous noterons $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ les 2 états, qui peuvent toujours être considérés comme les 2 états propres de la composante J_z d'un spin fictif $1/2$. A partir de $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$, on peut introduire d'autres bases d'états orthogonaux, par exemple

$$|\odot\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle] \quad |\oplus\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle] \quad (4.6)$$

qui peuvent être considérés comme les états propres de J_x , ou

$$|\rightarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\rangle + i|\downarrow\rangle] \quad |\leftarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle] \quad (4.7)$$

qui peuvent être considérés comme les états propres de J_y . Enfin nous noterons $|S\uparrow\rangle, |M\rightarrow\rangle \dots$ les états où S est dans $|\uparrow\rangle$, M est dans $|\rightarrow\rangle \dots$

- L'hamiltonien d'interaction entre S et M est pris égal à

$$H_{SM} = \hbar g [|S\uparrow\rangle \langle S\uparrow| - |S\downarrow\rangle \langle S\downarrow|] \otimes [|M\rightarrow\rangle \langle M\rightarrow| - |M\leftarrow\rangle \langle M\leftarrow|] \quad (4.8)$$

où g est une constante de couplage (ayant les dimensions d'une fréquence). H_{SM} est diagonal dans la base $\{|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle\}$ de S . L'interaction S - M ne change donc pas les probabilités d'occupation de $|S\uparrow\rangle$ et $|S\downarrow\rangle$, de sorte que la mesure associée à H_{SM} est idéale.

On néglige pour simplifier les hamiltoniens propres H_S et H_M de S et M .

- Supposons S initialement dans $|S\uparrow\rangle$. Comme S reste en fait dans $|S\uparrow\rangle$, le 1^{er} crochet de (4.8) peut être remplacé par 1. Les 2 états propres du 2^e crochet de (4.8) sont les états $|M\rightarrow\rangle$ et $|M\leftarrow\rangle$, de valeurs propres $+1$ et -1 , de sorte que les 2

valeurs propres de H_{SM} sont alors séparées par un écart $2\hbar g$. En termes de spin fictif, la dynamique de M , quand S est dans l'état $|S\uparrow\rangle$, est une précession de Larmor autour de Oy , dans le sens direct, avec une fréquence angulaire $2g$. Si S est dans l'état $|S\downarrow\rangle$, le sens de la précession de Larmor de M autour de Oy est simplement inversé.

- Nous supposons dans ce qui suit que l'état initial de M est $|m\odot\rangle$ (spin de M pointant le long de Ox), et que la durée τ de l'interaction est telle que

$$2g\tau = \pi/2 \quad (4.9)$$

(rotation de $\pi/2$ autour de Oz). Si initialement l'état de $S+M$ est $|S\uparrow\rangle \otimes |m\odot\rangle$, la rotation de $+\pi/2$ autour de Oy du spin de M initialement le long de Ox , amènera ce spin le long de la direction négative de Oz . On peut donc écrire

$$|\Psi_i\rangle = |S\uparrow\rangle \otimes |m\odot\rangle \rightarrow |\Psi_f\rangle = |S\uparrow\rangle \otimes |m\downarrow\rangle \quad (4.10)$$

Un raisonnement analogue donne

$$|\Psi_i\rangle = |S\downarrow\rangle \otimes |m\odot\rangle \rightarrow |\Psi_f\rangle = |S\downarrow\rangle \otimes |m\uparrow\rangle \quad (4.11)$$

et par suite par superposition linéaire

$$|\Psi_i\rangle = (a|S\uparrow\rangle + b|S\downarrow\rangle) \otimes |m\odot\rangle \rightarrow |\Psi_f\rangle = a|S\uparrow\rangle \otimes |m\downarrow\rangle + b|S\downarrow\rangle \otimes |m\uparrow\rangle \quad (4.12)$$

L'opération de mesure associée à H_{SM} agissant pendant un temps τ donné par (4.9) et pour un état initial $|m\odot\rangle$ de M peut donc être considérée comme un exemple de mesure idéale puisqu'elle corréle les 2 états orthogonaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ de S aux 2 états orthogonaux $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ de M .

- Supposons $a = b = 1/\sqrt{2}$ et appliquons les projecteurs $|S\odot\rangle\langle S\odot|$ et $|S\oplus\rangle\langle S\oplus|$ à l'état

$$|\Psi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |S\uparrow\rangle \otimes |m\downarrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |S\downarrow\rangle \otimes |m\uparrow\rangle \quad (4.13)$$

Il vient, compte tenu de (4.6) et (4.13)

$$|S\odot\rangle\langle S\odot| \Psi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |S\odot\rangle \otimes |m\odot\rangle \quad (4.14.a)$$

$$|S\oplus\rangle\langle S\oplus| \Psi_f\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} |S\oplus\rangle \otimes |m\oplus\rangle \quad (4.14.b)$$

ce qui montre que $|\Psi_f\rangle$ peut se réécrire

$$|\Psi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |S\odot\rangle \otimes |m\odot\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} |S\oplus\rangle \otimes |m\oplus\rangle \quad (4.15)$$

Il existe donc également des corrélations parfaites entre les 2 états orthogonaux $|\odot\rangle$ et $|\oplus\rangle$ de S et les 2 états orthogonaux $|\odot\rangle$ et $|\oplus\rangle$ de M . Suivant qu'on choisit de mesurer J_z ou J_x sur M , on va en déduire J_z ou J_x sur S , et il est clair ici que J_z et J_x sont 2 observables incompatibles.

- En conclusion de ce paragraphe, il ne semble pas qu'une vraie mesure de S par M puisse se réduire simplement à une interaction $S-M$ introduisant des corrélations entre S et M .

② Introduction dans l'analyse d'un autre appareil N mesurant le résultat enregistré par M

a) Idée générale

- A ce stade, on peut être tenté de dire que l'observateur N qui lit le résultat enregistré par M interagit avec M et qu'il faut donc introduire cette interaction $M-N$ dans l'analyse, S et M interagissant dans une 1^{ère} étape, puis N et M dans une 2^{ème} étape (voir Fig. 1).

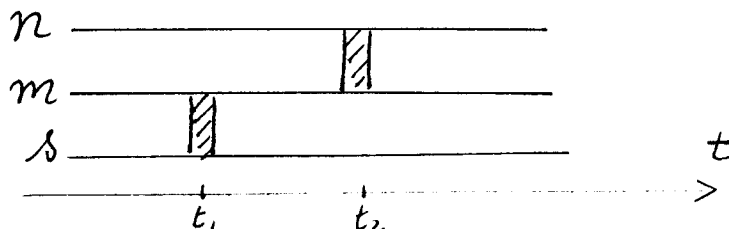


Fig. 1

- Disons tout de suite que cette addition d'appareils les uns après les autres (chaîne de von Neumann) ne résout pas tous les problèmes de la mesure. Nous allons voir cependant que certaines difficultés peuvent être résolues (voir §§ 3c et 4b ci-dessous). De plus, les calculs présentés plus loin nous serviront pour la présentation, dans le cours suivant, de l'approche de Zurek où N est remplacé par un environnement.

b) Etude de l'évolution globale de $S+M+N$ sur un modèle simplifié

- Nous complétons le modèle simplifié du § 1b ci-dessus en prenant pour N un système très simple à 2 états $|n\uparrow\rangle$ et $|n\downarrow\rangle$, l'interaction $M-N$ étant décrite par

$$H_{M-N} = \hbar g' [|m\uparrow\rangle\langle m\uparrow| - |m\downarrow\rangle\langle m\downarrow|] \otimes [|n\rightarrow\rangle\langle n\rightarrow| - |n\leftarrow\rangle\langle n\leftarrow|] \quad (4.16)$$

H_{M-N} n'agit pas sur S .

- Le même type de calcul que celui fait dans le § 1b montre alors que, si $2g'\tau' = \pi/2$, l'interaction H_{M-N} agissant pendant un temps τ' produit les évolutions suivantes pour le système $M+N$

$$|m\uparrow\rangle \otimes |n\odot\rangle \rightarrow |m\uparrow\rangle \otimes |n\downarrow\rangle \quad (4.17)$$

$$|m\downarrow\rangle \otimes |n\odot\rangle \rightarrow |m\downarrow\rangle \otimes |n\uparrow\rangle \quad (4.18)$$

- Supposons qu'initialement le système global $S+M+N$ soit dans l'état

$$|\Psi_i\rangle = [a|S\uparrow\rangle + b|S\downarrow\rangle] \otimes |m\odot\rangle \otimes |n\odot\rangle \quad (4.19)$$

Après la 1^{ère} interaction entre S et M à t_1 , la partie de $|\Psi_i\rangle$ relative à S et M est transformée comme en (4.12), N restant "spectateur". Puis, lors de l'interaction entre M et N à t_2 , la partie relative à M et N se transforme suivant (4.17) et (4.18), S restant "spectateur". L'évolution globale de $S+M+N$

en 2 étapes se fait donc suivant le schéma :

$$|\psi_i\rangle = [a|s\uparrow\rangle + b|s\downarrow\rangle] \otimes |m\odot\rangle \otimes |n\odot\rangle$$

$$\Rightarrow [a|s\uparrow\rangle \otimes |m\downarrow\rangle + b|s\downarrow\rangle \otimes |m\uparrow\rangle] \otimes |n\odot\rangle$$

$$\Rightarrow |\psi_f\rangle = a|s\uparrow\rangle \otimes |m\downarrow\rangle \otimes |n\uparrow\rangle + b|s\downarrow\rangle \otimes |m\uparrow\rangle \otimes |n\downarrow\rangle \quad (4.20)$$

Il apparaît clairement sur (4.20) que n se retrouve corrélié avec m , lequel est corrélié aussi avec s , de sorte que n est aussi corrélié avec s .

c) L'interaction $m-n$ peut lever l'ambiguïté sur la grandeur de s mesurée par m .

- Faisons $a = b = 1/\sqrt{2}$ dans (4.20). Il vient

$$|\psi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|s\uparrow\rangle \otimes |m\downarrow\rangle \otimes |n\uparrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|s\downarrow\rangle \otimes |m\uparrow\rangle \otimes |n\downarrow\rangle \quad (4.21)$$

Le fait de rajouter l'interaction $m-n$ nous a fait donc passer de (4.13) à (4.21). L'état (4.21) contient-il, comme (4.13), des corrélations entre les états $|s\odot\rangle$ et $|s\oplus\rangle$ de s et des états orthogonaux de m , comme cela apparaît sur (4.15) ?

- Pour répondre à une telle question, faisons agir, comme en (4.14) les projecteurs $|s\odot\rangle\langle s\odot|$ et $|s\oplus\rangle\langle s\oplus|$ sur l'état $|\psi_f\rangle$ écrit en (4.21). Il vient, compte tenu de (4.6) et (4.21)

$$|s\odot\rangle\langle s\odot|\psi_f\rangle =$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}|s\odot\rangle \otimes \left[\frac{1}{\sqrt{2}}|m\downarrow\rangle \otimes |n\uparrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|m\uparrow\rangle \otimes |n\downarrow\rangle \right] \quad (4.22.a)$$

$$|s\oplus\rangle\langle s\oplus|\psi_f\rangle =$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}|s\oplus\rangle \otimes \left[\frac{1}{\sqrt{2}}|m\downarrow\rangle \otimes |n\uparrow\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|m\uparrow\rangle \otimes |n\downarrow\rangle \right] \quad (4.22.b)$$

de sorte que $|\psi_f\rangle$ peut se réécrire

$$|\psi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|s\odot\rangle \otimes \left[\frac{1}{\sqrt{2}}|m\downarrow\rangle \otimes |n\uparrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|m\uparrow\rangle \otimes |n\downarrow\rangle \right] + \frac{1}{\sqrt{2}}|s\oplus\rangle \otimes \left[\frac{1}{\sqrt{2}}|m\downarrow\rangle \otimes |n\uparrow\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|m\uparrow\rangle \otimes |n\downarrow\rangle \right] \quad (4.23)$$

Il apparaît clairement sur (4.23) que les états orthogonaux $|s\odot\rangle$ et $|s\oplus\rangle$ de s ne sont pas corréliés avec des états orthogonaux de m comme dans (4.15). Le crochet qui multiplie $|s\odot\rangle$ dans la 1^{ère} ligne de (4.23) n'est pas le produit d'un vecteur de m par un vecteur de n . Quand s est dans l'état $|s\odot\rangle$, m n'est pas dans un état pur bien défini, alors que (4.21) montre que, quand s est dans $|s\uparrow\rangle$, m est dans $|m\downarrow\rangle$.

- Ainsi, l'interaction $m-n$ brouille les corrélations entre $|s\odot\rangle$ et $|m\odot\rangle$, $|s\oplus\rangle$ et $|m\oplus\rangle$ qui existaient bien en l'absence de n (comparer 4.15 et 4.23), alors qu'elle ne perturbe pas les corrélations entre $|s\uparrow\rangle$ et $|m\downarrow\rangle$, $|s\downarrow\rangle$ et $|m\uparrow\rangle$ (comparer 4.13 et 4.21). Cette différence de comportement est liée au fait que l'hamiltonien

d'interaction H_{M-N} entre M et N est diagonal dans la base $\{|m\uparrow\rangle, |m\downarrow\rangle\}$ de M . Cette interaction ne modifie donc pas les probabilités d'occupation des états $|m\uparrow\rangle$ et $|m\downarrow\rangle$. Comme ces états sont corrélés avec $|s\downarrow\rangle$ et $|s\uparrow\rangle$ et que H_{M-N} n'agit pas sur S , H_{M-N} ne modifie pas les corrélations entre $|s\uparrow\rangle$ et $|m\downarrow\rangle$, $|s\downarrow\rangle$ et $|m\uparrow\rangle$. L'interaction H_{M-N} privilégie donc une base de M , la base $\{|m\uparrow\rangle, |m\downarrow\rangle\}$ qui diagonalise H_{M-N} , et par suite la base corrélée $\{|s\downarrow\rangle, |s\uparrow\rangle\}$ de S , qui peut être considérée comme la base diagonalisant l'observable de S qui est mesurée par M .

- Toutes les conclusions précédentes ne sont valables que si la durée τ' de l'interaction H_{M-N} est convenablement choisie ($2g'\tau' = \pi/2$). On peut donc considérer qu'elles ne sont pas très générales. En fait, nous verrons dans les cours suivants qu'en remplaçant N par un environnement E ayant un grand nombre de degrés de liberté, ces conclusions deviennent beaucoup plus générales.

③ Où situer la frontière entre évolution unitaire et tirage aléatoire du résultat de mesure?

a) La chaîne infinie de von Neumann. Où l'arrêter?

- Le fait d'avoir rajouté l'appareil N qui interagit avec M nous a conduits à remplacer l'état final (4.12) de $S+M$ par l'état final (4.20) de $S+M+N$, pour un même état initial $a|s\uparrow\rangle + b|s\downarrow\rangle$ de S . Il est clair cependant que l'état final (4.20), demeure, comme (4.12) un état pur, superposition linéaire d'états des divers systèmes considérés ($S+M$ pour 4.12, $S+M+N$ pour 4.20). Nous ne pouvons donc pas expliquer de cette manière pourquoi une mesure particulière de S va donner un résultat bien défini, correspondant à $|s\uparrow\rangle$ ou $|s\downarrow\rangle$. Les 2 résultats possibles apparaissent bien dans (4.12) ou (4.20), mais nous ne pouvons pas expliquer pourquoi une expérience particulière va donner un résultat et pas l'autre.

- L'addition d'une chaîne quelconque d'appareils, $N', N'', \dots$ interagissant successivement les uns avec les autres (chaîne de von Neumann) ne résout pas cette difficulté. Tant qu'on utilise uniquement l'équation de Schrödinger (postulat III) pour décrire l'évolution du système global considéré, $S+M$, ou $S+M+N$, ou $S+M+N+N', \dots$, l'état final du système global restera toujours une superposition linéaire d'états (si S est initialement dans une superposition d'états). En d'autres termes, il n'est pas possible de déduire le postulat I sur la mesure, de nature fondamentalement probabiliste, d'une équation de Schrödinger linéaire, décrivant l'évolution unitaire d'un système, aussi complexe soit-il. Dans le cours II, nous avons montré qu'il était possible de déduire le postulat II de réduction du paquet d'ondes, des postulats I (sur la probabilité des résultats de mesure) et III (sur l'évolution par équation de Schrödinger) appliqués à un système suffisamment grand. L'analyse présentée dans ce cours montre qu'une telle extension des systèmes considérés ne permet pas de déduire

le postulat I du postulat III. Les deux sont nécessaires.

- Il faudra donc nécessairement briser la chaîne de von Neumann à un moment ou à un autre et dire : tout ce qui précède est le système physique, évoluant suivant l'équation de Schrödinger. Maintenant, on "observe" un tel système et l'évolution associée à une telle observation n'est plus régie par l'équation de Schrödinger mais par le postulat I sur la mesure qui va donner la probabilité d'observer tel ou tel résultat. Le problème auquel on se trouve confronté est alors le suivant : où se situe la frontière entre les champs d'application des postulats III et I ? Où faut-il s'arrêter d'appliquer l'équation de Schrödinger pour introduire des considérations probabilistes ?

b) Cohérence des résultats obtenus en appliquant le postulat de la mesure à S , $S+M$, $S+M+N$.

- Dans l'exemple simple des 3 systèmes à 2 états S , M , N que nous venons d'analyser, on peut couper la chaîne de von Neumann à 3 endroits différents, après S , après $S+M$, après $S+M+N$. Que donne le postulat I sur la mesure dans chacun de ces 3 cas

(i) On considère seulement S comme système physique, dans l'état $|\psi_S\rangle = a|S\uparrow\rangle + b|S\downarrow\rangle$. M et N ne sont pas considérés comme des systèmes quantiques interagissant avec S , mais comme faisant partie du dispositif qui observe S et auquel on applique le postulat I. La probabilité d'observer S dans l'état $|S\uparrow\rangle$ est alors $|a|^2$.

(ii) On considère $S+M$ comme le système physique ayant subi l'évolution unitaire (4.12). N fait partie du dispositif qui observe M . La probabilité d'observer M dans $|m\downarrow\rangle$, et par suite S dans $|S\uparrow\rangle$ est alors, d'après le postulat I, égale à $|a|^2$.

(iii) On considère $S+M+N$ comme le système physique ayant subi l'évolution unitaire (4.20). On considère alors un dispositif externe qui observe N et auquel on applique le postulat I. La probabilité de trouver N dans $|n\uparrow\rangle$, et par suite M dans $|m\downarrow\rangle$, et par suite S dans $|S\uparrow\rangle$ est là encore égale à $|a|^2$.

- Ainsi, quel que soit l'endroit où l'on place la séparation entre le système physique évoluant de manière unitaire et le dispositif observant un tel système, on trouve le même résultat, pourvu que la chaîne des interactions successives $S-M$, $M-N$... propage de manière parfaite la corrélation avec S . Un tel résultat atténue donc quelque peu la difficulté soulevée par la question posée à la fin du § 3a précédent.

④ Cohérences quantiques macroscopiques

IV-8

a) Les difficultés qui leur sont associées

- Si l'on pousse la chaîne de Von Neumann assez loin, le système physique évoluant suivant l'équation de Schrödinger contiendra des objets de plus en plus macroscopiques qui pourront, d'après des équations analogues à (4.20), se trouver dans des superpositions d'états macroscopiquement différents (par exemple, le "chat de Schrödinger" dans une superposition d'état vivant et d'état mort, l'aiguille d'un appareil de mesure dans une superposition de 2 positions très différentes ...)
- De telles situations ne correspondent pas à notre expérience courante des phénomènes macroscopiques. Plusieurs attitudes peuvent alors être adoptées. On peut considérer que la mécanique quantique n'est plus nécessairement valable à l'échelle macroscopique et que par exemple des nouveaux termes non linéaires dans l'équation d'évolution empêchent les cohérences quantiques macroscopiques d'apparaître. On peut aussi invoquer, et c'est ce que nous ferons dans le cours de cette année, le couplage avec l'environnement toujours présent pour faire disparaître ces cohérences. Nous avons vu en effet dans le cours 88-89 que les cohérences quantiques entre 2 états macroscopiquement différents sont détruites en général très rapidement, proportionnellement au "carré de la distance" entre les 2 états. On peut ainsi comprendre pourquoi de telles cohérences ne sont pas couramment observées et l'intérêt des expériences essayant de trouver des conditions expérimentales où ces cohérences macroscopiques sont suffisamment protégées de l'environnement pour donner naissance à des phénomènes physiques observables.

b) L'interaction M-N peut faire disparaître les cohérences entre états de S+M.

- Revenons au modèle simple considéré dans les §§ 2 et 3 et montrons comment l'introduction de l'interaction M-N peut faire disparaître les cohérences entre états de S+M apparaissant à l'issue de l'interaction S-M. C'est un mécanisme tout à fait analogue qui intervient dans la destruction des cohérences quantiques de S+M par interactions avec un environnement E, beaucoup plus complexe que le système à 2 niveaux N considéré ici.
- En l'absence de N, l'état final de S+M contient des cohérences quantiques entre les états $|S\uparrow\rangle \otimes |M\downarrow\rangle$ et $|S\downarrow\rangle \otimes |M\uparrow\rangle$. Dans la base de ces 2 états, l'opérateur densité $|\Psi_f\rangle\langle\Psi_f|$ est représenté par la matrice

$$\begin{pmatrix} |a|^2 & ab^* \\ a^*b & |b|^2 \end{pmatrix} \quad (4.24)$$

Après interaction avec N, l'état de S+M+N est donné par (4.20). La matrice représentant l'opérateur densité réduit de S+M

(obtenus après trace partielle sur N) s'écrit, dans la base $\{ |s\uparrow\rangle \otimes |m\downarrow\rangle, |s\downarrow\rangle \otimes |m\uparrow\rangle \}$

$$\begin{pmatrix} |a|^2 \langle n\uparrow | n\uparrow \rangle & ab^* \langle n\downarrow | n\uparrow \rangle \\ a^*b \langle n\uparrow | n\downarrow \rangle & |b|^2 \langle n\downarrow | n\downarrow \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |a|^2 & 0 \\ 0 & |b|^2 \end{pmatrix} \quad (4.25)$$

La cohérence réduite entre $|s\uparrow\rangle \otimes |m\downarrow\rangle$ et $|s\downarrow\rangle \otimes |m\uparrow\rangle$ a donc été détruite par l'interaction avec N . Si on s'intéresse uniquement à $s+m$ et non à N , on peut considérer que la superposition d'états (4.12) est remplacé par un mélange statistique d'états. Les corrélations entre s et m peuvent alors être considérées comme des corrélations classiques.

— Insistons bien cependant sur le fait qu'en prenant la trace sur N , nous renonçons à toute l'information contenue dans les corrélations apparues entre m et N et par suite entre s et N . Le résultat (4.25) n'est valable que si l'on renonce à mesurer toute observable sensible à ces corrélations entre s et N ou m et N . Sinon, il faut revenir au vecteur d'état (4.20). Enfin, il faut bien noter que prendre la trace sur N découle en fait de l'application du postulat I sur la mesure aux observables n'agissant que sur s , ou m , ou $s+m$. La transformation du vecteur d'état (4.20) en mélange statistique (4.25) ne résulte donc pas du seul postulat III, mais de l'application des 2 postulats I et III.

Références

- (1) Colloque de la fondation Hugot du Collège de France sur les Implications conceptuelles de la Physique Quantique
Journal de Physique, Colloque C2, Tome 42, Mars 1981
- (2) W. Zurek Phys. Rev. D 24, 1516 (1981)
- (3) W. Zurek Phys. Rev. D 26, 1862 (1982)
- (4) W. Zurek, dans Experimental Gravity and Measurement theory
P. Meystre et M.O. Scully eds, Plenum, New York 1983