

*Chaire de Physique Quantique- Cours 2012-2013*

# Contrôle de particules quantiques isolées

*Notes de Cours (présentations powerpoint)  
sur le site du Collège de France*

*Six leçons suivies d'un séminaire du 12 Mars au  
16 Avril 2013*

# But du cours de l'année

Le cours portera sur la mesure et la manipulation de particules quantiques isolées, le domaine de la physique reconnu par le prix Nobel 2012, attribué pour les recherches parallèles effectuées au laboratoire Kastler Brossel de l'ENS et au National Institute of Standards and Technology (NIST) de Boulder aux Etats-Unis.

Nous commencerons par rappeler les principes généraux qui régissent la manipulation d'ions ou de photons piégés, en soulignant les similitudes entre ces deux types d'expériences. Une partie importante du cours sera ensuite consacrée aux travaux menés à l'ENS sur le contrôle de photons dans une cavité. Nous présenterons d'abord un historique de ces expériences depuis leurs premiers développements dans les années 1970. La production déterministe d'intrication entre atomes et photons et la démonstration d'opérations simples d'information quantique seront ensuite analysées. Puis nous décrirons le comptage non destructif de photons et l'observation des sauts quantiques de la lumière ainsi que les études sur les chats de Schrödinger du rayonnement et leur décohérence. Nous conclurons en comparant nos expériences d'Electrodynamique en cavité avec celles sur les ions piégés et en évoquant quelques généralisations de ces études à d'autres systèmes.

Note: Le cours initialement prévu devait porter sur la mesure du temps en physique quantique. Les circonstances ont conduit à en changer le thème. Plusieurs séminaires, dont celui de David Wineland (NIST), traiteront cependant des horloges atomiques et de leurs applications (voir liste des séminaires à la fin de cette leçon).

# Plan du cours

12 Mars 2013, Leçon 1: Introduction au "contrôle des particules uniques" et histoire des premiers développements des recherches conduisant à ces travaux à l'ENS.

19 Mars 2013, Leçon 2: L'électrodynamique quantique en cavité: la physique des atomes de Rydberg couplés au rayonnement micro-onde, la superradiance en cavité, le micromaser, le régime de couplage fort.

26 Mars 2013, Leçon 3: Expériences sur la complémentarité, l'intrication et les portes quantiques en électrodynamique quantique en cavité.

2 Avril 2013, Leçon 4: Le comptage non destructif et la manipulation de photons en électrodynamique quantique en cavité.

9 Avril 2013, Leçon 5: Chats de Schrödinger et décohérence en électrodynamique quantique en cavité.

16 Avril 2013, Leçon 6: Comparaison entre l'électrodynamique quantique en cavité et la physique des ions piégés et brève revue d'expériences généralisant ces études à des systèmes d'atomes artificiels (électrodynamique des circuits).

I-A:

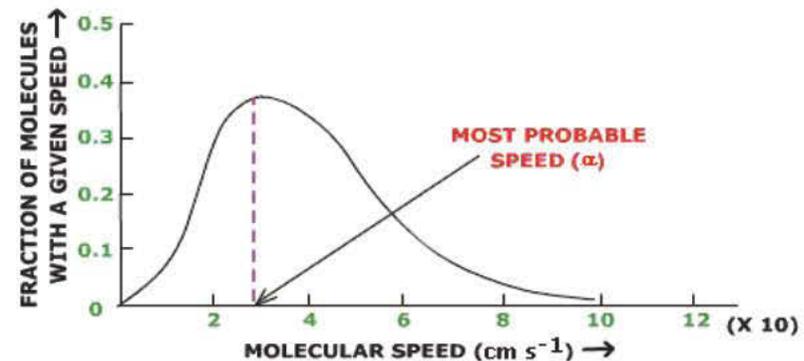
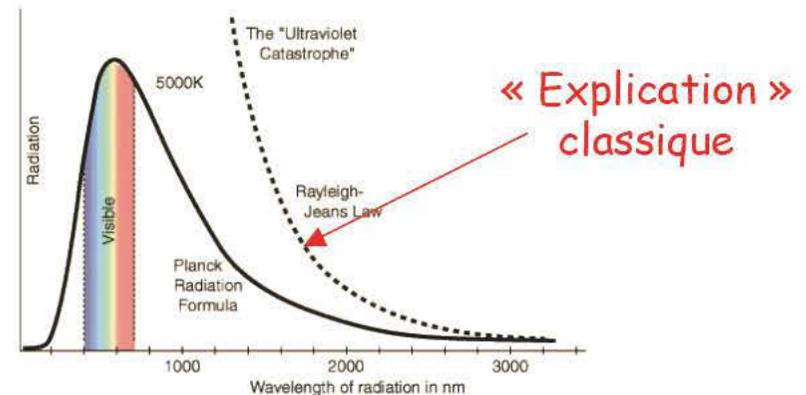
## Contrôle des particules quantiques isolées: deux approches complémentaires

Observer de façon non destructive les manifestations du principe de superposition des états et de l'intrication quantique sur des systèmes quantiques isolés: comment les expériences de pensée sont devenues réelles

# La "naissance" du photon: rayonnement thermique et dualisme onde-particule

Le "scandale" d'une courbe en cloche décrivant un phénomène très simple, inexplicable par la physique classique: la distribution spectrale du rayonnement thermique

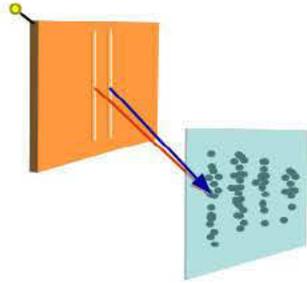
Analogie avec une autre courbe en cloche: la distribution des vitesses (et des énergies cinétiques) des molécules dans un gaz. Einstein précise cette analogie en comparant les expressions de l'entropie d'un mode de fréquence  $\nu$  du champ thermique, contenant l'énergie  $U$ , et celle d'un gaz parfait, qui sont identiques si on identifie  $U/h\nu$  au nombre  $N$  de particules.



## Puissance d'une analogie:

Einstein en 1905, explicitant Planck, comprend que le mystère s'éclaircit si on admet que la lumière, comme un gaz, est constitué d'un ensemble de particules...et il ouvre une boîte de Pandore en nous conduisant dans un monde étrange où règne le principe de **superposition des états**...

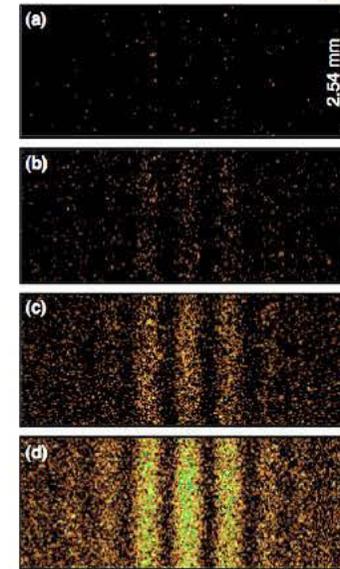
# Dualisme onde-particule et principe de superposition: l'expérience de Young



Comment les photons arrivent-ils seulement sur les franges brillantes s'ils passent un à un par une fente

ou l'autre et comment apparaissent ils comme des points s'ils sont des ondes?

*Merci à J-F Roch (ENS Cachan- Labo Aimé Cotton)*



Chaque photon doit passer par les deux trous à la fois: plus de trajectoire au sens classique et principe de superposition:

$|particule\rangle = |par\ fente\ de\ gauche\rangle + |par\ fente\ de\ droite\rangle$

**Même dilemme pour la matière:** les électrons, atomes..molécules sont des ondes *et* des particules (de Broglie, 1923) et le principe de superposition s'applique à eux aussi: (« **chat de Schrödinger** » suspendu entre deux réalités)

# Le principe de superposition explique la structure de la matière et les échanges matière rayonnement: il a conduit aux technologies du monde moderne

*Structure des atomes et molécules*

*Chimie*

*Matière condensée*

*Physique nucléaire*

*Physique des particules*

*Cosmologie...*

*Transistor et ordinateurs*

*Lasers*

*Horloges atomiques et GPS*

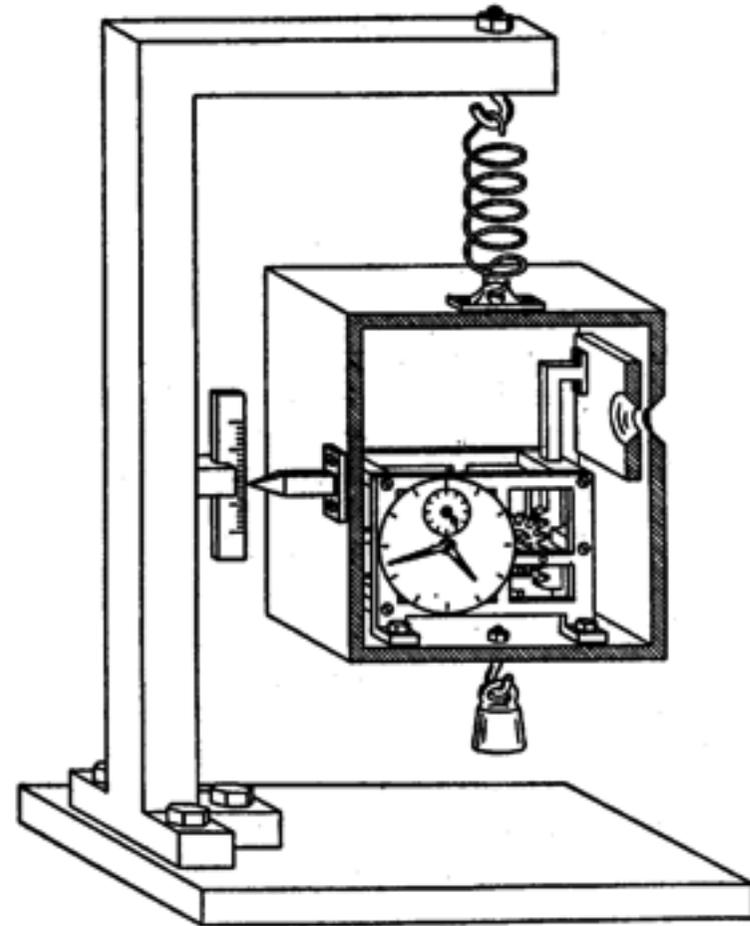
*Résonance magnétique et IRM*

*Réseau internet par fibres optiques*

*Matériaux supraconducteurs*

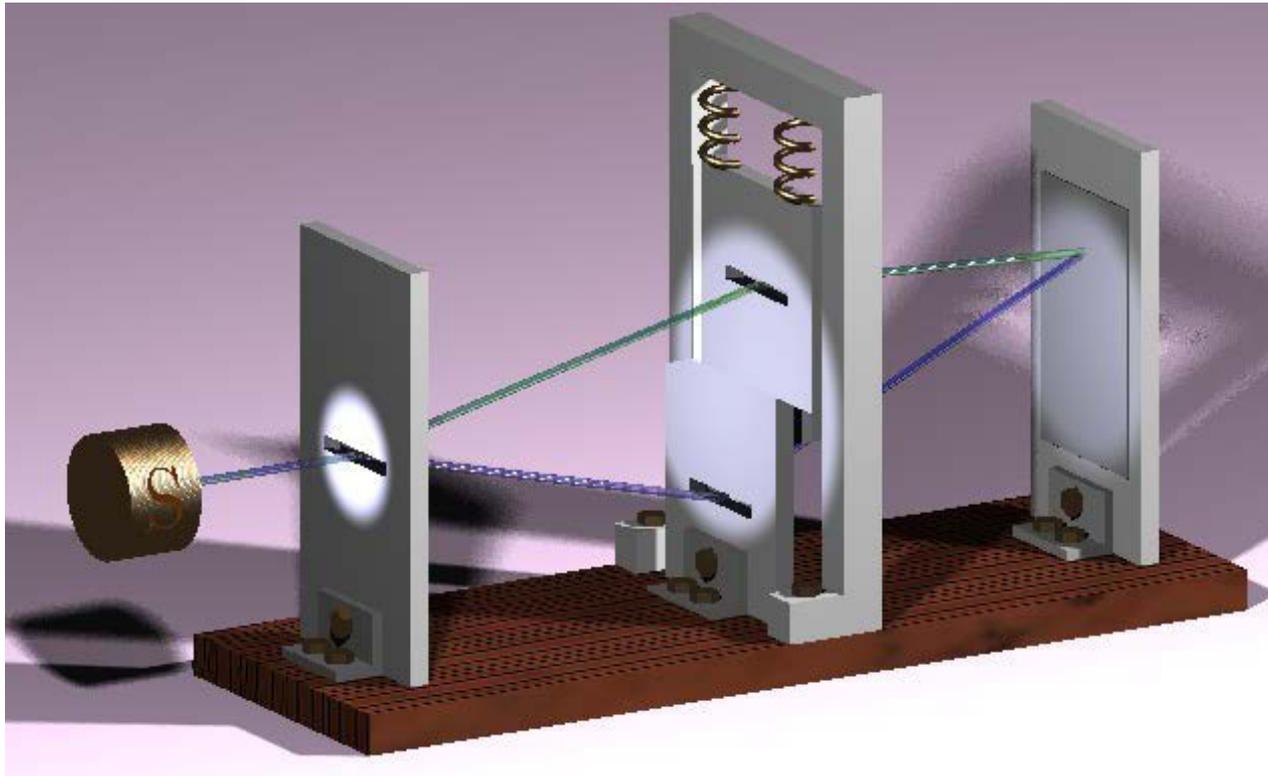
Dans tous ces dispositifs, la logique étrange des superpositions reste *voilée*. Pour l'observer directement, il faut manipuler des *systèmes quantiques isolés*, ce qui a été imaginé par les fondateurs de la théorie, mais est resté longtemps impossible

# Expériences de pensée



Einstein, Bohr et leur boîte à photon destinée à tester la relation d'incertitude temps-énergie

# Une expérience de pensée pour tester la complémentarité



*Einstein-  
Bohr à  
Solvay  
1927*

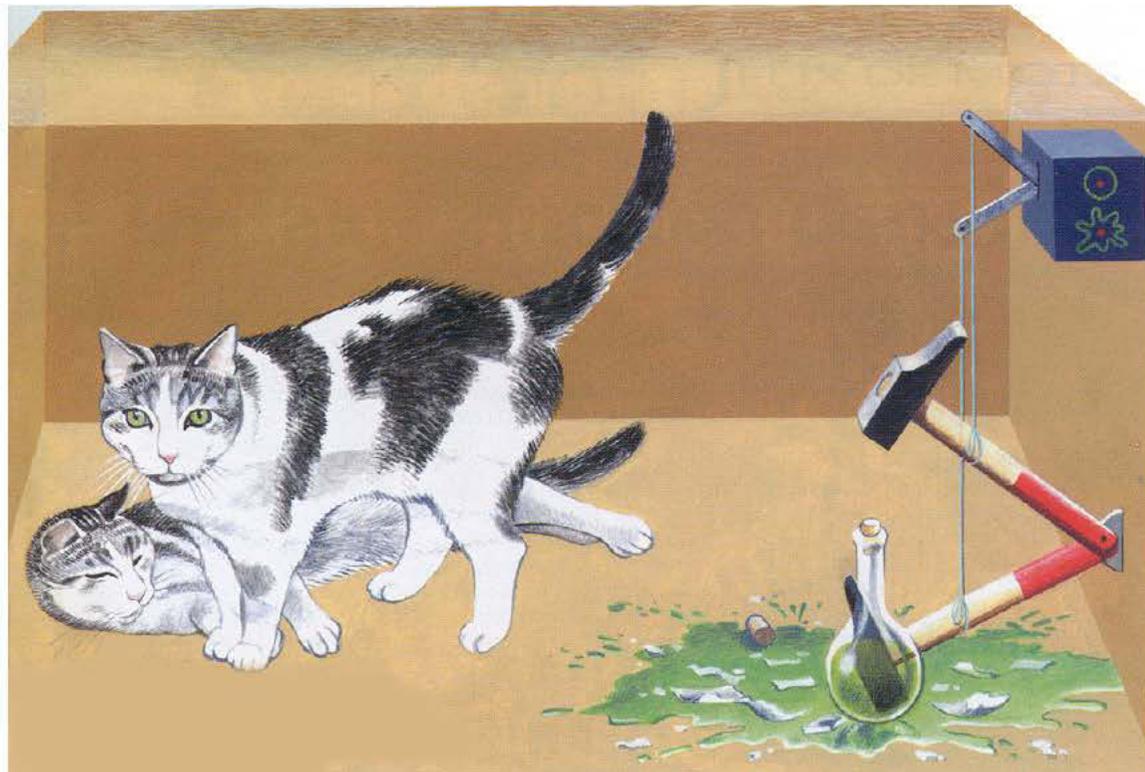
Intrication  
entre la  
particule et la  
fente

- Fente microscopique mise en mouvement quand la particule est défléchie: information sur le chemin et pas de frange
- Fente macroscopique ne subit pas de déflexion: pas d'information sur le chemin et franges visibles
- Onde et particule sont des aspects complémentaires d'un objet quantique

# Histoire du chat de Schrödinger: Un gros système couplé à un seul atome finit dans une étrange superposition...



$$a_{\text{vivant}} | \text{atom} \text{ cat} \rangle + b_{\text{mort}} | \text{atom} \text{ angel} \rangle$$



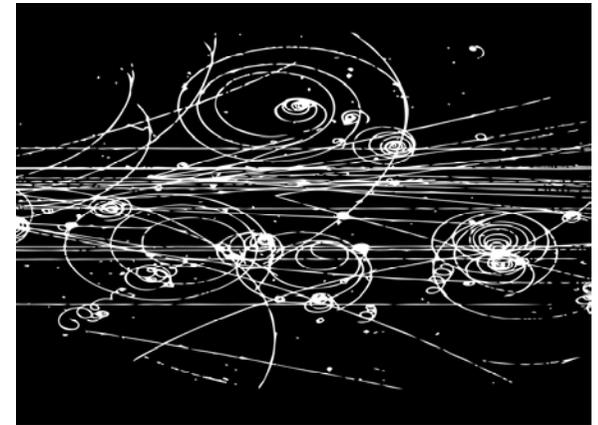
Une fable qui  
montre que le  
principe de  
superposition  
mène, pour deux  
systèmes ayant  
interagi, à la  
notion  
d'intrication  
quantique..et  
pose le problème  
de la limite  
classique-  
quantique

# L'opinion des fondateurs de la théorie quantique sur les expériences de pensée

*« We never experiments with single electrons, atoms or small molecules...In thought experiments we assume that we do. It always results in ridiculous consequences... » (Schrödinger, « Are there quantum jumps?», British Journal for the Philosophy of Sciences, 3, 233 1952)*

Schrödinger savait que des particules individuelles pouvaient être détectées, mais, disait-il, c'était par des observations « *post mortem* », qui détruisaient l'objet observé....

Chambre  
à bulles  
(CERN)

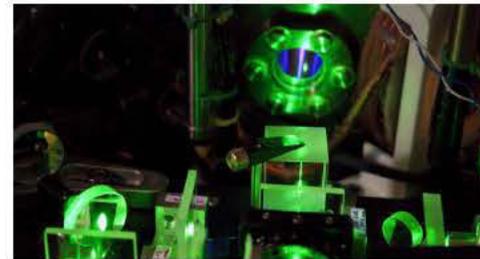


*"...It is fair to state that we are not experimenting with single particles, any more than we can raise Ichthyosauria in the zoo. We are scrutinising records of events long after they have happened." (Schrödinger, ibid)*

# Comment des expériences de pensée contrôlant tout un "zoo de particules" sont devenues réelles

De nouvelles technologies:

Lasers accordables



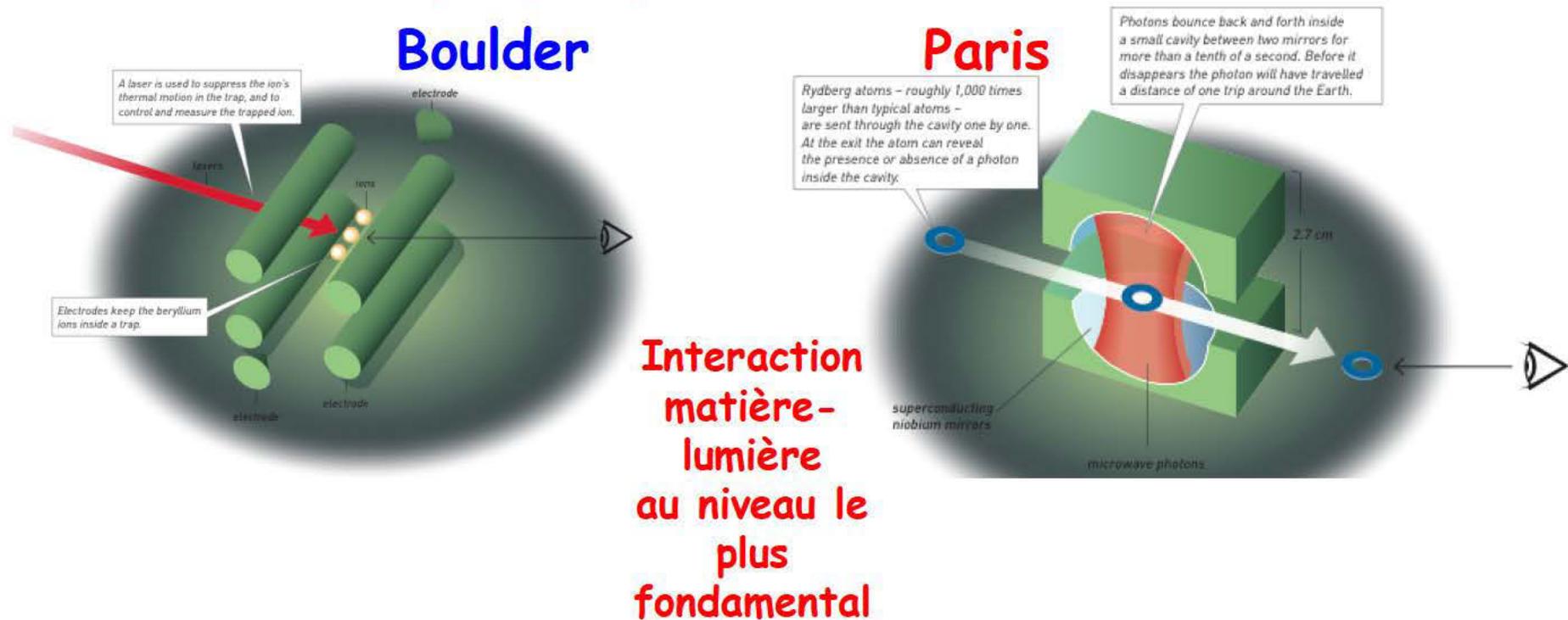
Ordinateurs rapides



Matériaux  
supraconducteurs

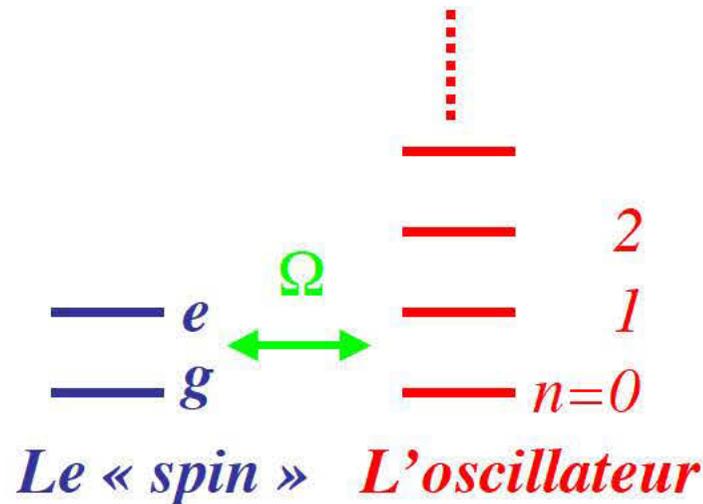


# Contrôle de particules dans un monde quantique (physique « in vivo »)



Les deux faces d'une même médaille:  
manipulation non destructive  
d'atomes uniques avec des photons ou  
de photons uniques avec des atomes

# Le modèle de Jaynes-Cummings (1963): un oscillateur harmonique quantique couplé à un système à deux niveaux (« spin »)



*Hamiltonien standard*

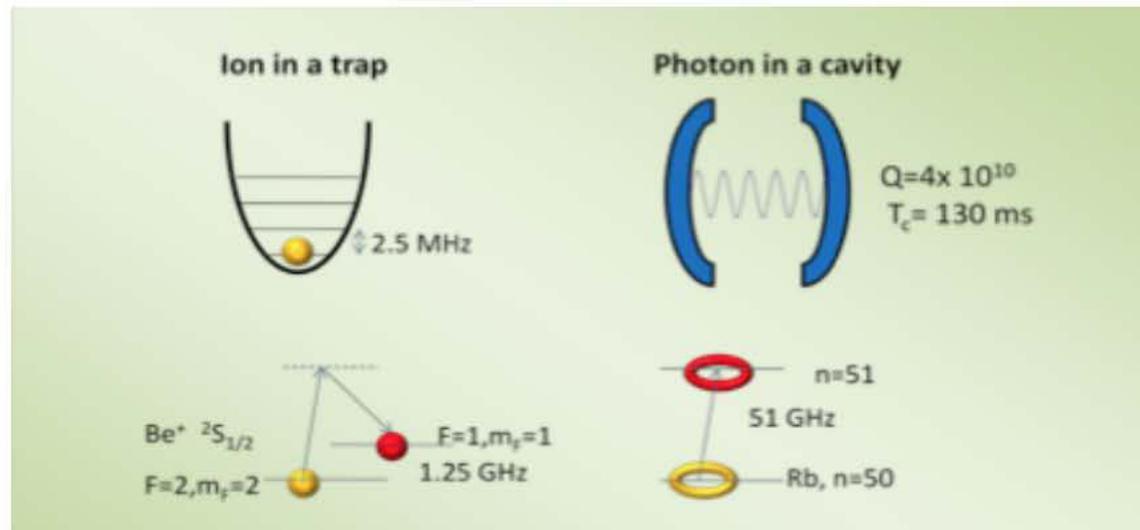
$$H = \hbar\omega_{at} \frac{\sigma_z}{2} + \hbar\omega_c a^\dagger a + \frac{\hbar\Omega}{2} [\sigma_+ a + \sigma_- a^\dagger]$$

**Ion piégé:**

« spin »: 2 niveaux internes de l'ion

Oscillateur: vibration de l'ion dans le piège

Couplage: lasers induisant une transition changeant l'état interne et de vibration



**Photon piégé:**

« spin »: 2 états de Rydberg d'atome traversant la cavité

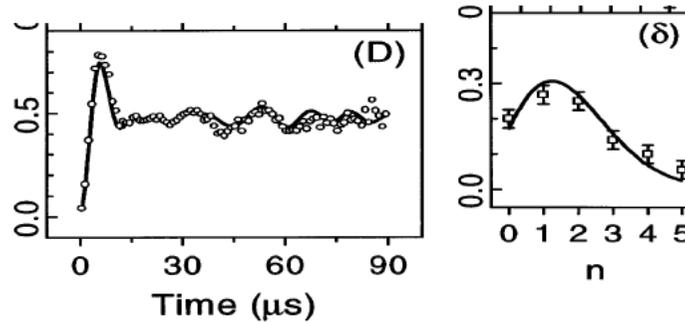
Oscillateur: mode du champ dans la cavité

Couplage: absorption et émission de photons par les atomes dans la cavité

# Similitude entre les expériences de photons et d'ions piégés:

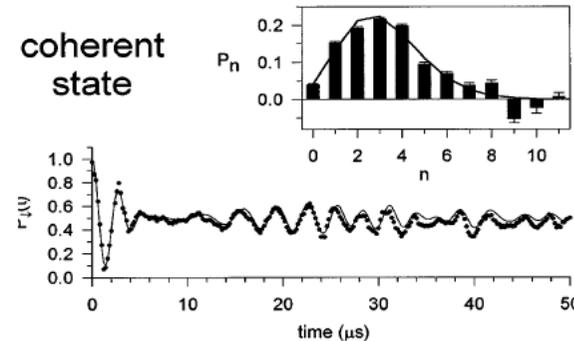
Oscillation de Rabi d'un atome dans un petit champ cohérent dans une cavité

Trapped photons (CQED):  
Brune et al,  
PRL, 76, 1800  
(1996)



Oscillation de Rabi d'un ion oscillant dans un piège

Trapped ions:  
Meekhof et al,  
PRL, 76, 1796  
(1996).



Dans les deux cas, l'oscillation présente un battement entre fréquences différentes: l'oscillateur est dans une superposition d'états de nombre de photons (ou phonons) différents, chacun correspondant à une fréquence de Rabi propre. La transformée de Fourier du signal permet de reconstruire la distribution (poissonnienne) du nombre de quanta dans l'état de l'oscillateur...

## I-B

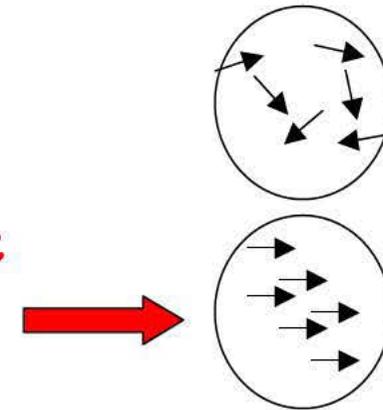
# Les débuts à l'ENS des recherches ayant conduit aux expériences de photons piégés

Les expériences sur l'atome habillé par des photons de radiofréquence (ENS) ont constitué une initiation aux méthodes de manipulation des atomes par la lumière. Traitant des nombres de photons très élevés, elles étaient parfaitement interprétables en termes classiques pour le champ. Elles ont néanmoins permis d'introduire en physique atomique une approche de type « Electrodynamique quantique » qui devait se révéler ensuite indispensable pour interpréter des expériences concernant de petits nombre de photons. Les expériences de battement quantique (Stanford) ont illustré l'importance des concepts de superposition d'états et d'interférence quantique qui devaient aussi jouer un rôle essentiel dans la physique de manipulation de photons individuels.



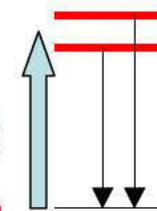
Thèse avec Claude Cohen-Tannoudji à l'ENS  
(1967-71)

Expériences de  
pompage optique &  
formalisme de l'Atome  
Habillé



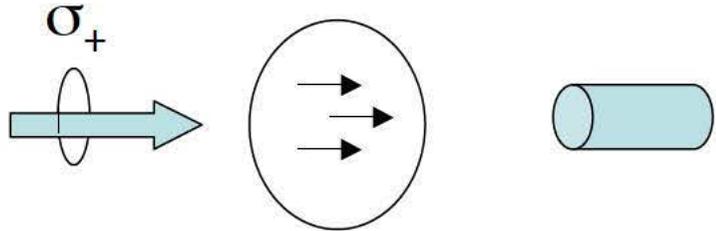
Postdoc avec Arthur Schawlow à Stanford  
(1972-73)

Battements quantiques  
excités par lasers  
accordables à colorants  
(évolution temporelle de  
superpositions d'états)

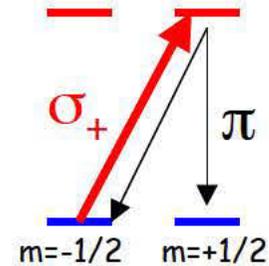
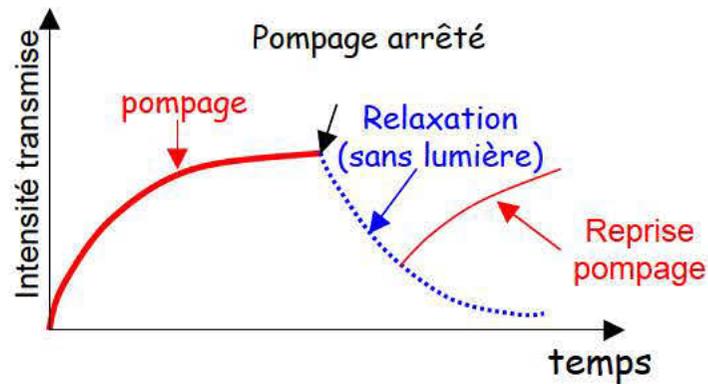


(1921-1999)

# Le pompage optique (PO)



Au fur et à mesure que le pompage progresse, le nombre d'atomes capables d'absorber le faisceau de pompage diminue et la lumière transmise par la cellule augmente.



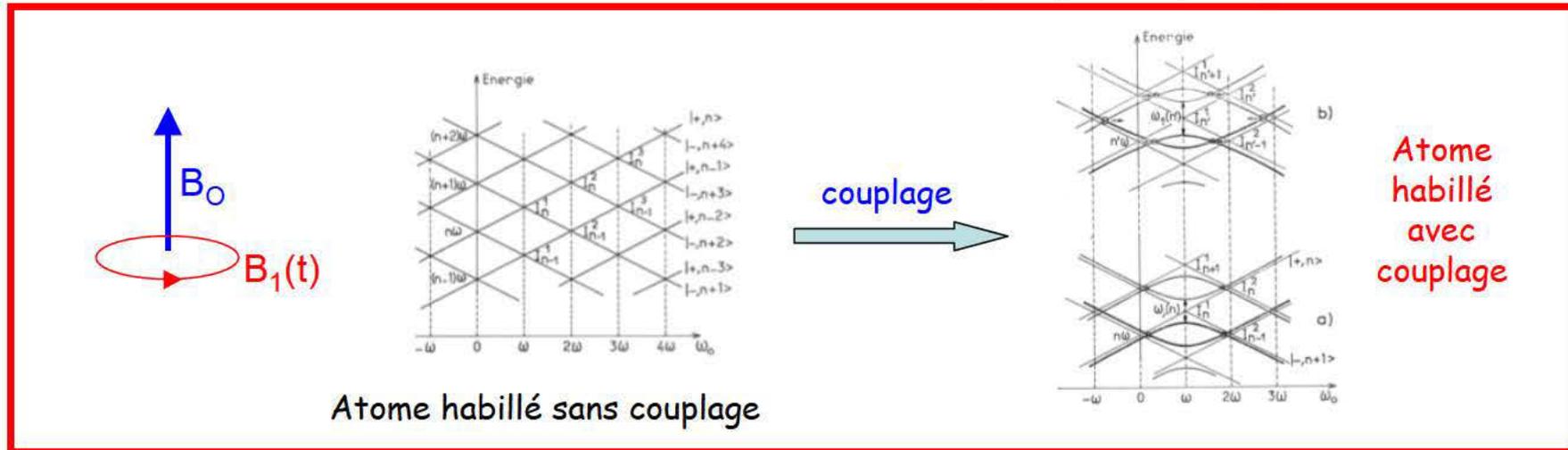
Après quelques cycles d'absorption-fluorescence, les atomes sont pompés dans l'état  $m=+1/2$ : orientation du moment magnétique atomique

Exemple de manipulation d'atomes par PO

Le refroidissement d'un ion piégé s'effectue par **pompage optique**: éclairé sur la raie latérale rouge (fréquence  $\omega_{eg} - \omega$ ), l'ion fluoresce surtout à la fréquence  $\omega_{eg}$ , perdant un phonon à chaque cycle. Lorsqu'il arrive à l'état fondamental de vibration, il ne peut ni absorber le faisceau de pompage ni fluorescer (état « noir »)

# L'atome habillé en « champ tournant » : réalisation du modèle de Jaynes-Cummings

$$V = \frac{\hbar\Omega}{2} [a\sigma_+ + a^\dagger\sigma_-] \quad ; \quad \sigma_\pm = \frac{1}{2}[\sigma_x \pm i\sigma_y] \Rightarrow \sigma_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}; \sigma_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$



## Etats propres et niveaux d'énergie de l'atome habillé

$$|+\rangle_n = -\sin\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|+, n\rangle + \cos\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|-, n+1\rangle$$

$$|-\rangle_n = \cos\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|+, n\rangle + \sin\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|-, n+1\rangle$$

$$E_n^\pm = (n+1/2)\hbar\omega \pm \frac{\hbar}{2}\sqrt{\Delta^2 + \Omega_n^2}$$

$$\Omega_n = \Omega\sqrt{n+1} \quad ; \quad \Delta = \omega_0 - \omega$$

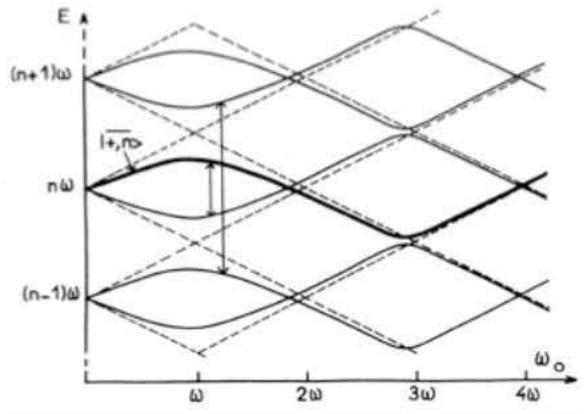
$$\tan\theta_n = \frac{\Omega_n}{\Delta} \quad (-\pi < \theta_n \leq 0)$$

## Oscillation de Rabi à résonance ( $\theta_n = \pi/2$ )

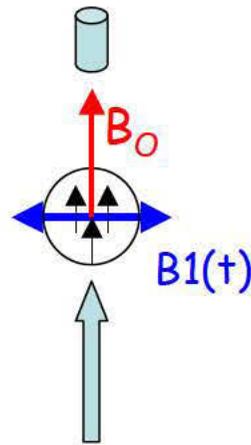
$$|\Psi(0)\rangle = |+, n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|+\rangle_n + |-\rangle_n] \Rightarrow |\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|+\rangle_n e^{-i\Omega_n t/2} + |-\rangle_n e^{i\Omega_n t/2}] = \cos\frac{\Omega_n t}{2}|+, n\rangle + \sin\frac{\Omega_n t}{2}|-, n+1\rangle$$

Battement quantique entre niveaux de l'atome habillé...

# L'atome habillé en champ linéaire $\sigma$ : transitions à $2p+1$ quanta



$$V = \frac{\hbar\Omega}{2}(a + a^\dagger)\sigma_x$$

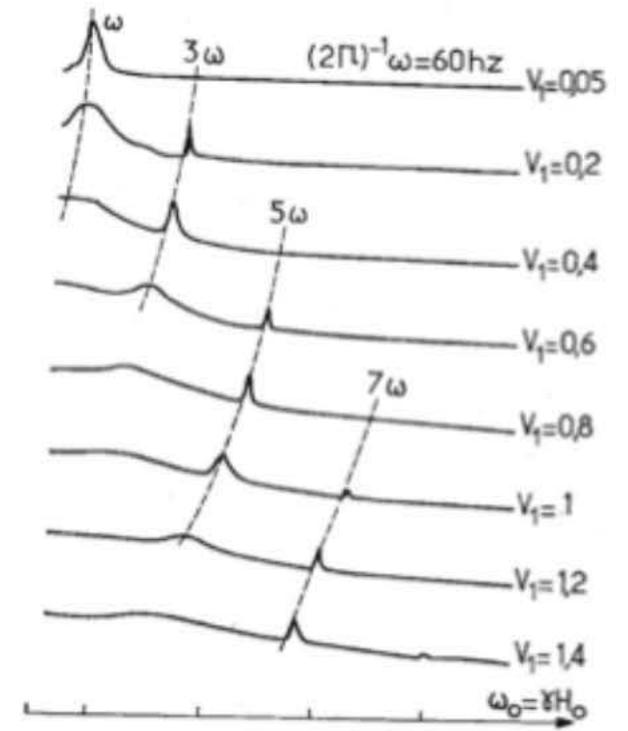


Couplage à l'ordre  $2p+1$  entre les états  $|+, n\rangle$  et  $|-, n+2p+1\rangle$  qui se croisent pour  $\omega_0 = (2p+1)\omega$

Exemple pour  $2p+1=3$ :

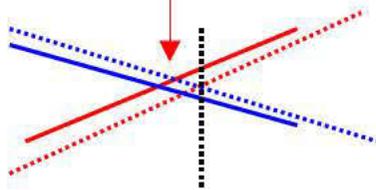
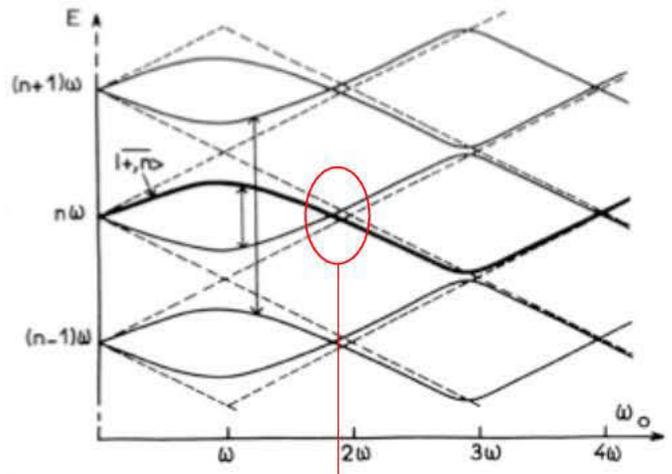
$$\langle +, n | V | -, n+1 \rangle \langle -, n+1 | V | +, n+2 \rangle \langle +, n+2 | V | -, n+3 \rangle$$

Interprétation en terme de moment angulaire: le champ  $\sigma$  est une superposition de champs  $\sigma_+$  et  $\sigma_-$ : en absorbant  $p$  photons de l'un et  $p+1$  de l'autre, on réalise une transition de spin résonante pour  $\omega_0 = (2p+1)\omega$  qui conserve l'énergie et le moment angulaire



Spectre de transitions à plusieurs quanta observé sur  $\text{Hg}^{199}$  pompé optiquement le long de  $B_0$

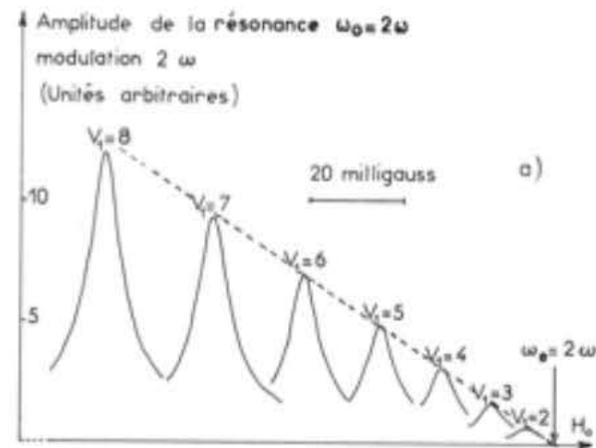
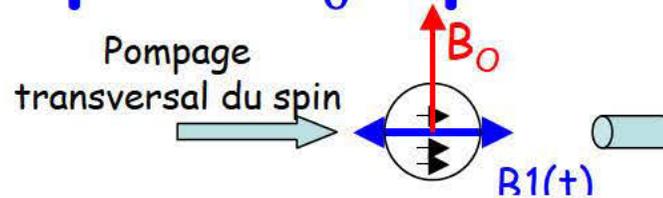
# Nouvelles résonances en pompage transversal pour $\omega_0 = 2p\omega$



$$|+, n\rangle^{(h)} = |+, n\rangle + \alpha |-, n+1\rangle + \dots$$

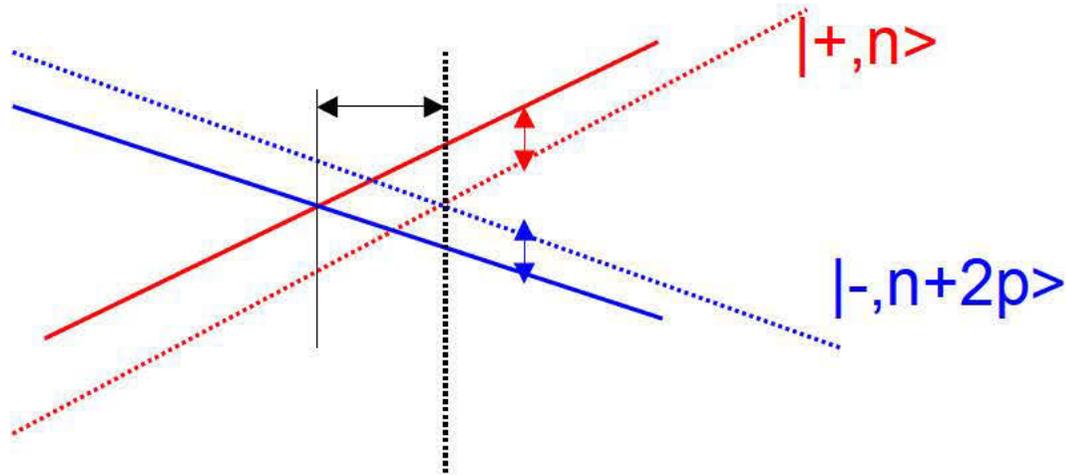
$$|-, n+2\rangle^{(h)} = |-, n+2\rangle + \beta |+, n+1\rangle + \dots$$

$${}^{(h)}\langle +, n | S_x | -, n+2 \rangle^{(h)} = \alpha^* \beta \langle + | S_x | - \rangle \neq 0$$



Le pompage transversal prépare une superposition des états  $|+, n+1\rangle$  et  $|-, n+1\rangle$  qui contiennent le même nombre de photons rf. La perturbation induite par le champ fait apparaître au deuxième ordre une superposition des états habillés  $|+, n\rangle^{(h)}$  et  $|-, n+2\rangle^{(h)}$  dont la phase n'évolue pas pour  $\omega_0 \sim 2\omega$ : résonance de croisement de niveaux (déplacée vers les champs faibles d'une quantité proportionnelle à l'intensité du champ rf). Résonances analogues pour  $\omega_0 = 4\omega, 6\omega \dots$ )

# Déplacement radiatif des niveaux d'énergie de l'atome habillé



Déplacement  
proportionnel au  
nombre de photons  
(ou au carré du champ  
rf)

$$\omega_1 = \gamma B_1 = \frac{\Omega \sqrt{n}}{2}$$

$$\omega_0 = 2p\omega$$

$$\delta E_{+,n} = \frac{|\langle +,n | V | -,n+1 \rangle|^2}{E_{+,n} - E_{-,n+1}} + \frac{|\langle +,n | V | -,n-1 \rangle|^2}{E_{+,n} - E_{-,n-1}} = \hbar \frac{\Omega^2(n+1)}{4(\omega_0 - \omega)} + \hbar \frac{\Omega^2 n}{4(\omega_0 + \omega)} \sim \hbar \frac{\Omega^2 n}{\omega} \frac{p}{4p^2 - 1}$$

$$\delta E_{-,n+2p} = \frac{|\langle -,n+2p | V | +,n+2p-1 \rangle|^2}{E_{+,n} - E_{-,n+1}} + \frac{|\langle -,n+2p | V | +,n+2p+1 \rangle|^2}{E_{+,n} - E_{-,n+1}} \sim -\hbar \frac{\Omega^2 n}{\omega} \frac{p}{4p^2 - 1}$$

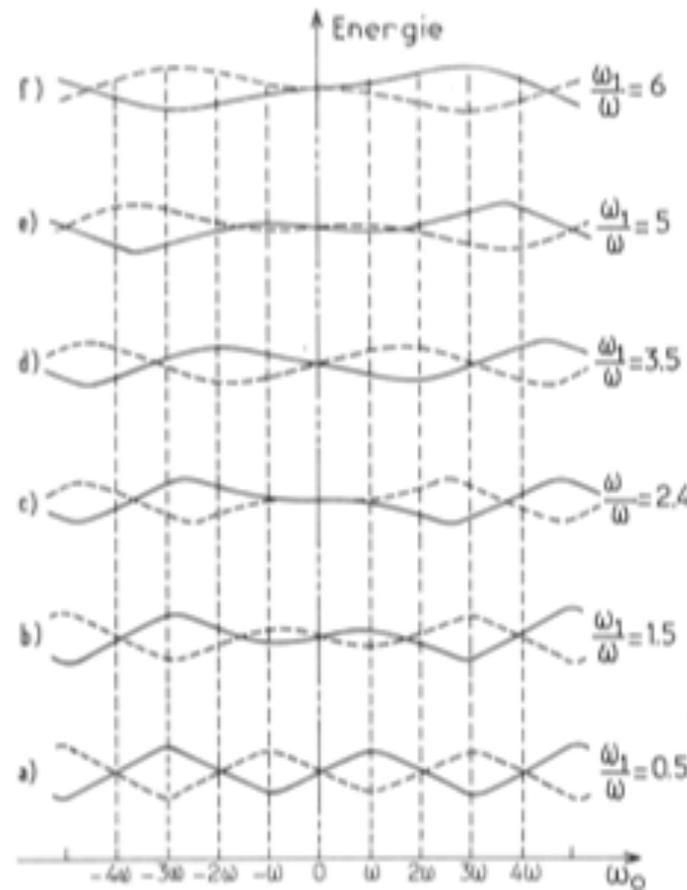
Nous  
retrouverons cet  
effet pour  
compter des  
photons sans les  
détruire...

Déplacement de la résonance  
(Bloch-Siegert shift)

$$\omega_0 = 2p\omega + \frac{1}{\hbar} (\delta E_{-,n+2p} - \delta E_{+,n}) = 2p\omega - \frac{\Omega^2 n}{\omega} \frac{2p}{4p^2 - 1}$$

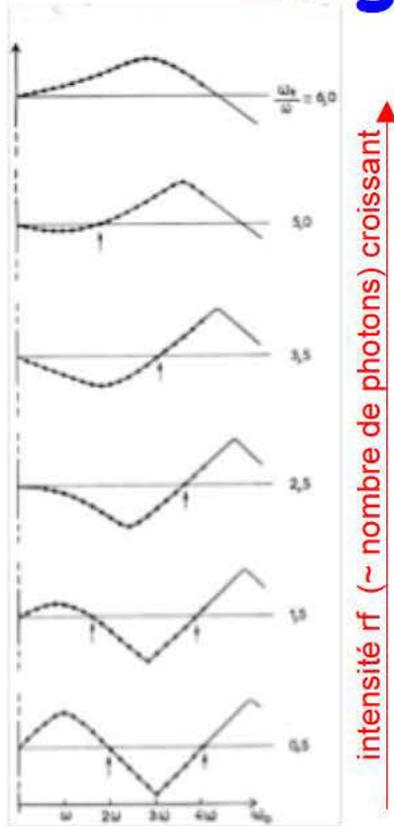
# L'atome habillé en couplage fort: modification du moment magnétique

Déformation progressive des fuseaux d'énergie de l'atome habillé en champ  $\sigma$  lorsque on monte en énergie dans le diagramme

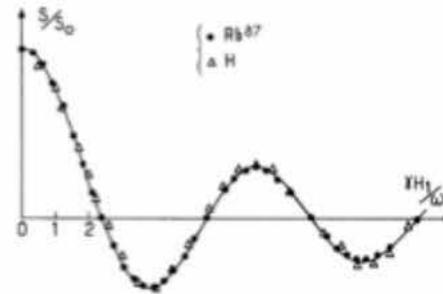


Les résonances  $\omega_0=2p\omega$  convergent vers le champ nul lorsque le nombre de photons augmente. Lorsque la résonance  $\omega_0=2\omega$  arrive en champ nul, les niveaux partent de  $\omega_0=0$  avec une pente nulle (annulation anisotrope du moment magnétique et du facteur de Landé de l'atome habillé). La pente des niveaux s'inverse ensuite, jusqu'à l'annulation suivante du moment magnétique, correspondant à la coalescence en champ nul du croisement  $\omega_0=4\omega$ , et ainsi de suite. Les annulations successives du facteur de Landé correspondent aux zéros de la fonction de Bessel  $J_0(\Omega\sqrt{n}/\omega)$

# Modification et annulation du moment magnétique de l'atome habillé



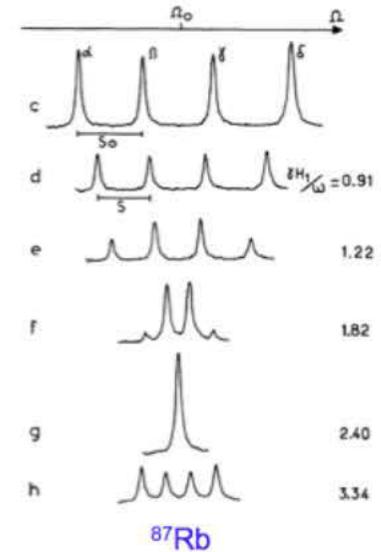
Evolution des niveaux d'énergie de l'atome habillé en champ rf  $\sigma$ : la pente des niveaux en champ nul s'annule lorsque les croisements de niveaux «  $\omega_0 = 2p\omega$  » viennent se confondre avec le croisement en  $B=0$



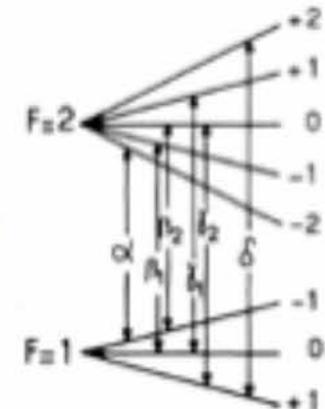
Variation du moment magnétique de l'atome habillé (facteur de Landé): les zéros successifs de la fonction de Bessel correspondent aux coalescences des résonances de croisement de niveau en champ nul

$$\omega_0^{(h)} = \omega_0 J_0 \left( \frac{\Omega \sqrt{n}}{\omega} \right) = \omega_0 J_0 \left( \frac{\omega_1}{\omega} \right)$$

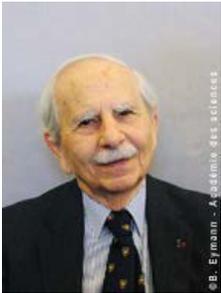
Effet stimulé analogue au « moment magnétique anormal de l'électron ( $g=2$ ) » induit par les fluctuations du vide



<sup>87</sup>Rb



Observation de la variation du facteur de Landé sur le spectre hyperfin du Rubidium



N° d'enregistrement  
au C.N.R.S.  
AD 5942

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES  
présentée  
A L'UNIVERSITE PARIS VI

per

Serge H A R O C H E

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse :

"ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES PROPRIETES PHYSIQUES  
D'ATOMES HABILLES PAR DES PHOTONS DE RADIOFREQUENCE"

Soutenue le 24 JUIN 1971 devant la Commission d'Examen :

MM. A. KASTLER	Président
J. BROSSEL	} Examineurs
C. COHEN-TANNOUJJI	
A. ABRAGAM	
P.G. DE GENNES	

1971 - 12

tel-00011809, version 1 - 8 Mar 2006



## Pourquoi quantifier un champ manifestement classique?

$$b_{\text{photon}} = \sqrt{\frac{\mu_0 \hbar \omega}{2V_0}} \sim 6.10^{-14} G$$

( $\omega / 2\pi = 1\text{kHz}$ ;  $V_0 = 10 \text{ dm}^3$ )

Fréquence de Rabi associée à 1 photon:

$$\Omega \sim \gamma b_{\text{photon}} \sim 10^{-10} \text{ Hz}$$

...multipliée par 15 ordres de grandeur dans nos expériences actuelles de Cavity QED!

Un champ rf de 1G contient environ  $10^{26}$  photons: la différence entre  $n$  et  $n+1$  est totalement négligeable ainsi que la fluctuation relative en  $1/\sqrt{n}$  du nombre de photons dans un champ rf cohérent

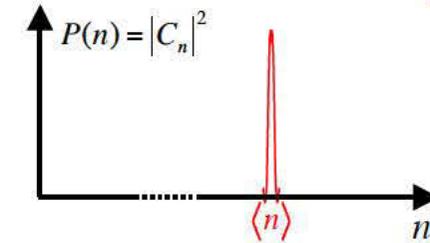
Tous les effets décrits dans ma thèse sont donc parfaitement classiques (explicables par une théorie traitant le champ comme une perturbation classique dépendant du temps)

L'approche quantique fournit cependant une vision synthétique du système et permet de prévoir et de comprendre les effets mieux que le point de vue semi-classique...

...et la question ironique d'A.Abragam a fait germer l'idée de chercher à réaliser une situation expérimentale où la quantification du champ deviendrait vraiment nécessaire ( $n$  de l'ordre de 1 ?)

# Un champ cohérent avec $n \gg 1$ est classique

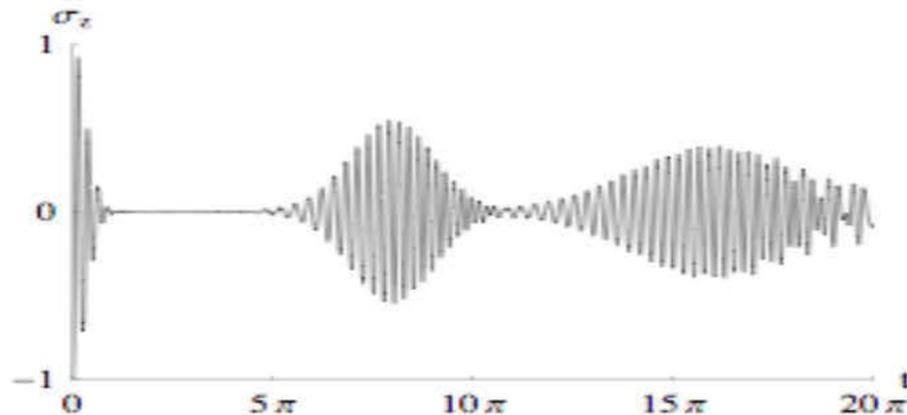
$$|\alpha\rangle = \sum_n C_n |n\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \rightarrow \langle n \rangle = |\alpha|^2 ; \quad \delta n = \sqrt{\langle n \rangle} = |\alpha| ; \quad \frac{\delta n}{\langle n \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\langle n \rangle}}$$



$$P_e(t) = \sum_n |C_n|^2 \cos^2\left(\frac{\Omega\sqrt{n+1}}{2}t\right) \approx \cos^2\left(\frac{\Omega\sqrt{\langle n \rangle}}{2}t\right)$$

Précession de Rabi sinusoidale à la fréquence  $\Omega\sqrt{\langle n \rangle}$

Les effets quantiques sur l'oscillation de Rabi ne se manifestent que lorsque la fluctuation  $\delta n/n$  devient non négligeable. La variation de la fréquence de Rabi sur la largeur de la distribution  $P(n)$  est de l'ordre de  $\Omega\delta n/\sqrt{\langle n \rangle} = \Omega$ . Les différentes composantes de Rabi se brouillent donc au bout d'un temps de l'ordre de  $1/\Omega$ , soit  $\sqrt{\langle n \rangle}$  périodes d'oscillation. Pour les champs de rf des expériences sur l'atome habillé, cela correspond à  $\sim 10^{13}$  oscillations!

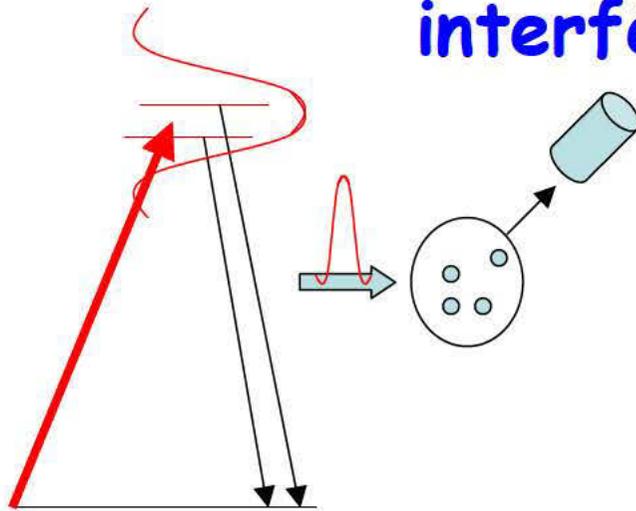


Oscillation de Rabi dans un champ cohérent contenant  $\langle n \rangle = 16$  photons en moyenne

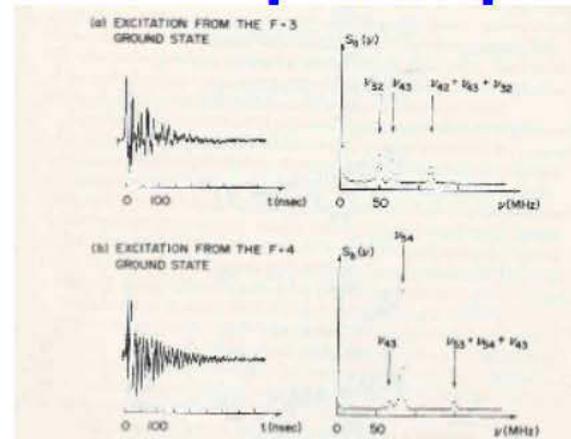
Pour des champs vraiment microscopiques, on doit observer un effondrement des oscillations de Rabi, suivi au bout de  $\langle n \rangle$  périodes, d'une renaissance (collapse and revivals). Les signaux présentés plus haut (diapo 15) montrent qu'on observe effectivement ce phénomène en Cavity QED...

Eberly et al, Phys.Rev.Lett.44, 1323 (1980)

# Stage postdoctoral à Stanford: les battements quantiques ou une autre introduction aux superpositions d'états et interférences quantiques



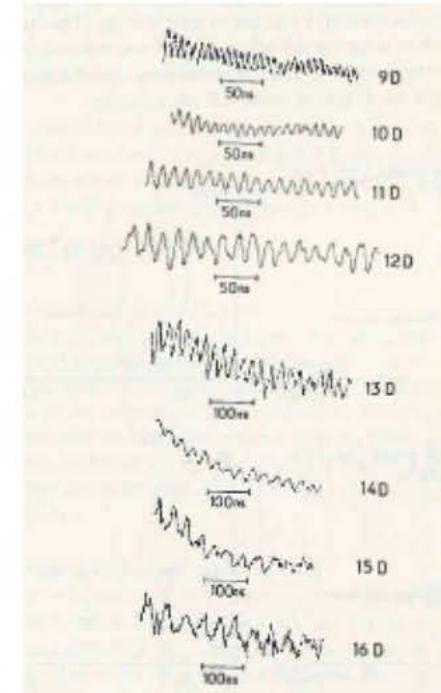
Excitation par une impulsion laser de quelques nanosecondes d'une superposition d'états de structure hyperfine ou fine: observation de battements dans la lumière de fluorescence aux fréquences de Bohr de ces structures



Battements de structure hyperfine dans le Cesium

S. Haroche, J. Paisner and A.L. Schawlow, P.R.L. 30, 948 (1973)

Un effet d'interférence quantique qui doit être observable atome par atome (comme l'expérience de Young): la diffusion d'un photon se fait par plusieurs chemins. Les amplitudes associées à ces chemins interfèrent tant qu'on ne peut savoir par quel niveau excité le système est passé. La probabilité de détecter le photon présente des oscillations temporelles, analogues aux franges spatiales de l'expérience de Young.



Battements de structure fine dans le Sodium

S.Haroche, C.Fabre and M.Gross, Opt.Comm. 13, 393 (1975)

# Conclusion de la première leçon

Les recherches effectuées à l'ENS sur l'atome habillé ont révélé l'intérêt de la quantification du champ pour décrire de façon simple et synthétique les propriétés d'atomes en interaction avec des photons. Les champs mis en jeu contenaient cependant des nombres gigantesques de photons (de l'ordre du nombre d'Avogadro!), si bien que tous les effets observés avaient une interprétation classique. Pour arriver au niveau où des effets à un seul photon deviendraient décelables, il fallait gagner 14 à 15 ordres de grandeur sur le couplage atome-mode du champ. Dans les trente années qui ont suivi, ces ordres de grandeur ont été obtenus en (i) passant à des transitions dipolaires électriques au lieu de transitions magnétiques nucléaires (5 ordres de grandeur), (ii) en utilisant des atomes de Rydberg à très grand couplage avec le champ (3 ordres de grandeur), (iii) en passant de fréquences rf de l'ordre du kHz à des fréquences millimétriques (4 ordres de grandeur sur le champ par photon) et (iv) en réduisant le volume effectif occupé par le champ (2 ordres de grandeur). Nous raconterons cette progression dans les leçons suivantes. Les travaux commencés à Stanford sur les battements quantiques m'ont par ailleurs initié à l'utilisation des lasers accordables qui ont révolutionné la physique atomique et l'optique quantique dans les années 1970. Ils ont permis de préparer les atomes de Rydberg nécessaires à nos expériences ultérieures.

Référence: Serge Haroche, « Une étude théorique et expérimentale des propriétés physiques d'atomes en interaction avec des photons de radiofréquence », *Annales de Physique (Paris)*, 6, 189 et 327 (1971)

# Chaire de Physique Quantique: Séminaires de l'année 2012-2013

**12 Mars 2013:** *La mesure du temps au 21<sup>ème</sup> siècle*

**Christophe Salomon**, *Laboratoire Kastler Brossel de l'ENS*

**19 Mars 2013:** *Precision laser spectroscopy of Hydrogen*

**Theodor Hänsch**, *Max Planck Institute of Quantum Optics, Garching et Université LMU, Munich*

**26 Mars 2013:** *Single atom clocks*

**David Wineland**, *National Insititute of Standards and Technology, Boulder, Etats-Unis*

**2 Avril 2013:** *Probing and controlling quantum matter using ultra-cold quantum gases*

**Immanuel Bloch**, *Max Planck Institute of Quantum Optics, Garching et Université LMU, Munich*

**9 Avril 2013:** *Cavity quantum electrodynamics with superconducting circuits*

**Andreas Wallraff**, *ETH, Zurich*

**16 Avril 2013:** *Horloges à atomes neutres dans les domaines micro-onde et optique: recherche de la performance ultime et applications*

**Sébastien Bize**, *SYRTE, Observatoire de Paris*