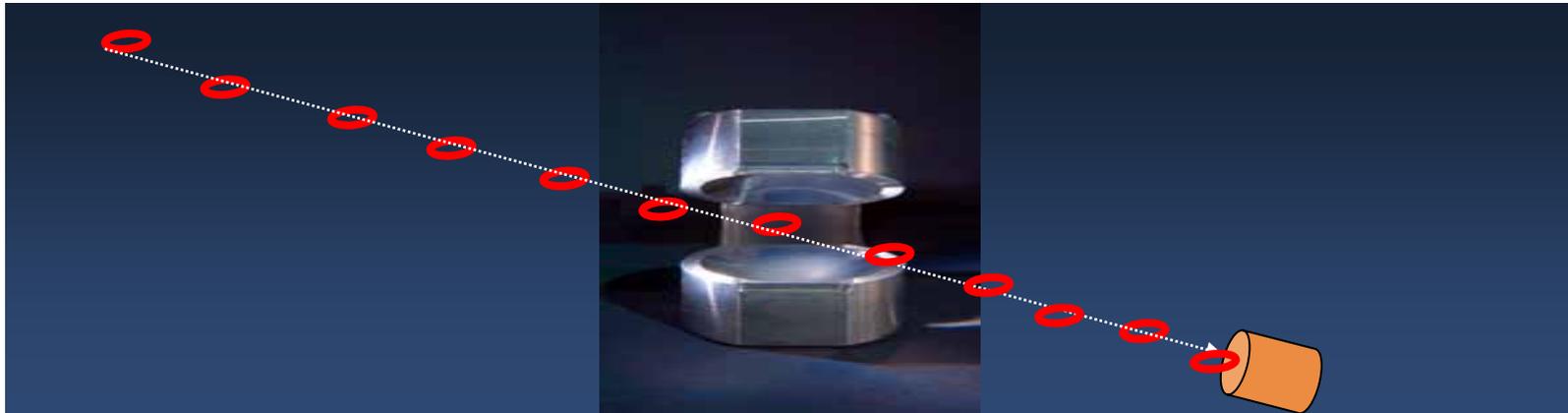


Voir sans détruire la lumière: vie et mort de photons dans une cavité

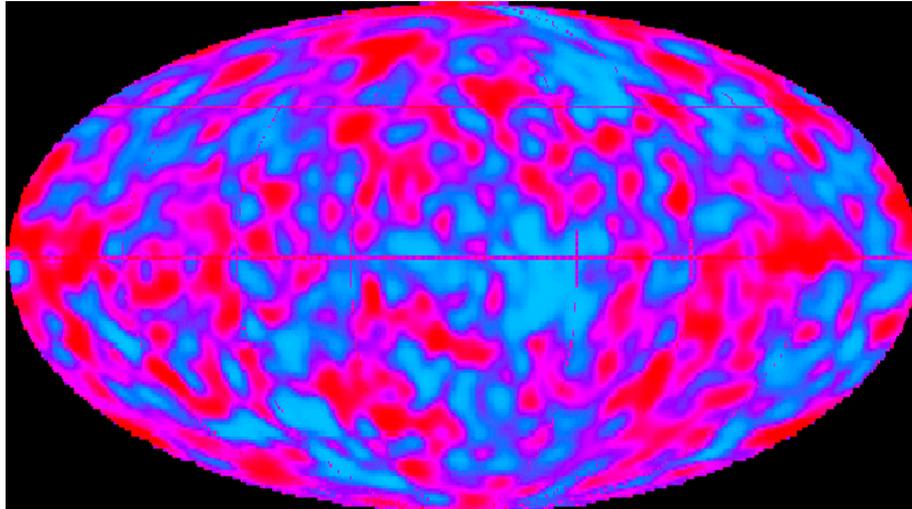
*Serge Haroche,
Ecole Normale Supérieure & Collège de France*



Un train d'atomes extrait continûment et **non-destructivement** de l'information d'un champ quantique piégé dans une cavité

Test fondamental de la théorie de la mesure & génération d'états non-classiques du champ.

Le photon, particule omniprésente et évasive



COBE satellite map of the cosmic blackbody background

*Sa masse est nulle....
....et il se déplace à la vitesse
maximale (vitesse de la lumière)*

*Il véhicule (presque) toute
l'information sur l'Univers....
....mais il est en général détruit
en nous livrant son message*

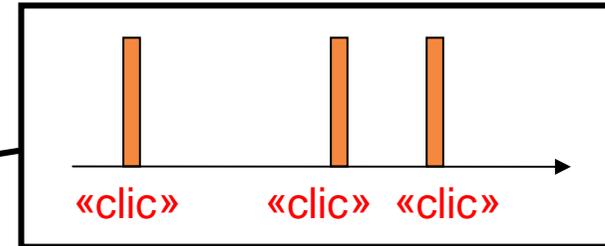
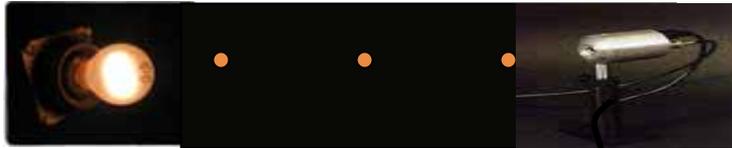
Dans l'espace libre il est éternel....

...mais est très fragile et survit mal en captivité

Nous observons les photons dans des conditions très inhabituelles, en les piégeant pendant un temps perceptible et en les détectant de façon répétée sans les détruire.

Une nouvelle façon de « voir »

La détection des photons: chronique d'une mort annoncée



$$1 \xrightarrow{\text{clic}} 0$$

Le clic « vide » le champ:

le photon meurt en livrant son message

Cette destruction n'est pas « fatale »: la physique quantique autorise une observation moins brutale!

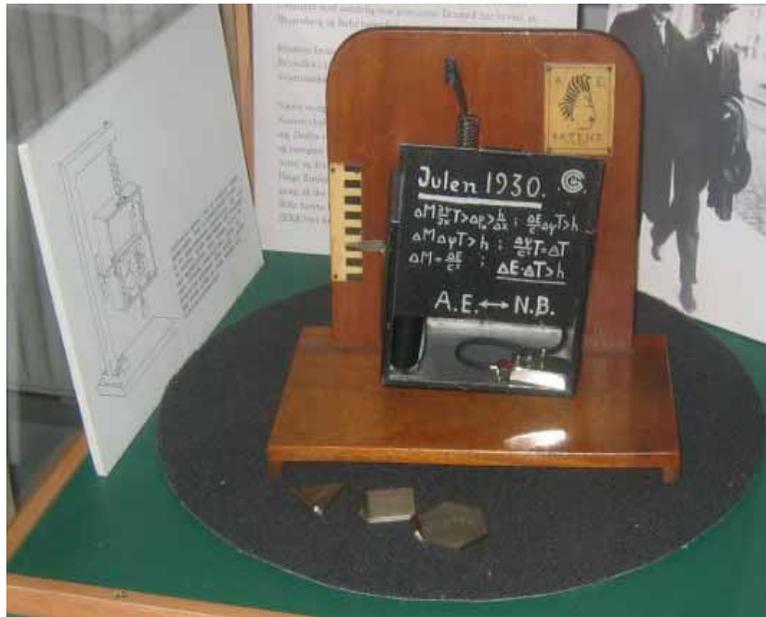
Une mesure Quantique Non-Destructive (QND) réaliserait:

$$1 \xrightarrow{\text{clic}} 1 \xrightarrow{\text{clic}} 1 \xrightarrow{\text{clic}} \text{°K°K°K} \xrightarrow{\text{clic}} 1 \quad ?$$

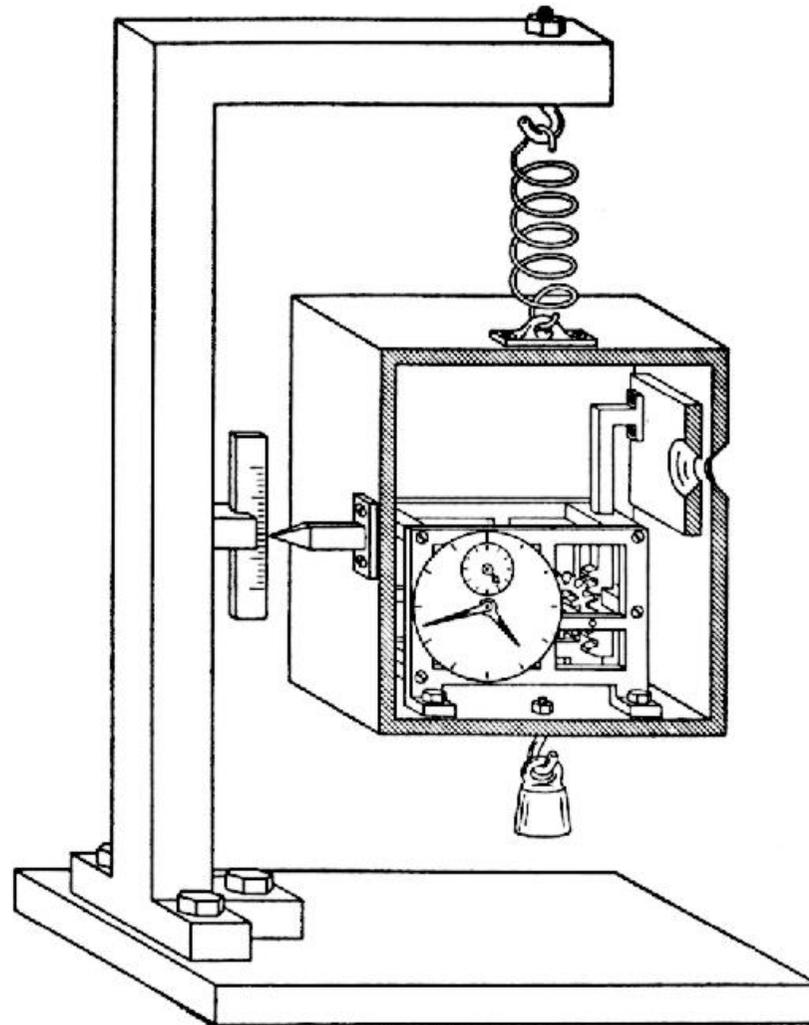
**Il faut un détecteur transparent sensible à un seul photon...
...et une boîte gardant très longtemps les photons en vie**

Pour mesures QND de lumière «intense», voir P.Grangier et al, Nature 396, 537 (1998).

Notre expérience est une version moderne et réelle de l'expérience de pensée d'Einstein et Bohr...



*«Réalisation» par Gamow
de la boîte à photon
de E & B (1930)
Institut Niels Bohr*



Quantum Nondemolition Measurement of Small Photon Numbers by Rydberg-Atom Phase-Sensitive Detection

M. Brune, S. Haroche, V. Lefevre, J. M. Raimond, and N. Zagury^(a)

*Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne,
24 rue Lhomond, F-75231 Paris CEDEX 05, France*

(Received 18 April 1990)

We describe a new quantum nondemolition method to monitor the number N of photons in a microwave cavity. We propose coupling the field to a quasis resonant beam of Rydberg atoms and measuring the resulting phase shift of the atom wave function by the Ramsey separated-oscillatory-fields technique. The detection of a sequence of atoms reduces the field into a Fock state.

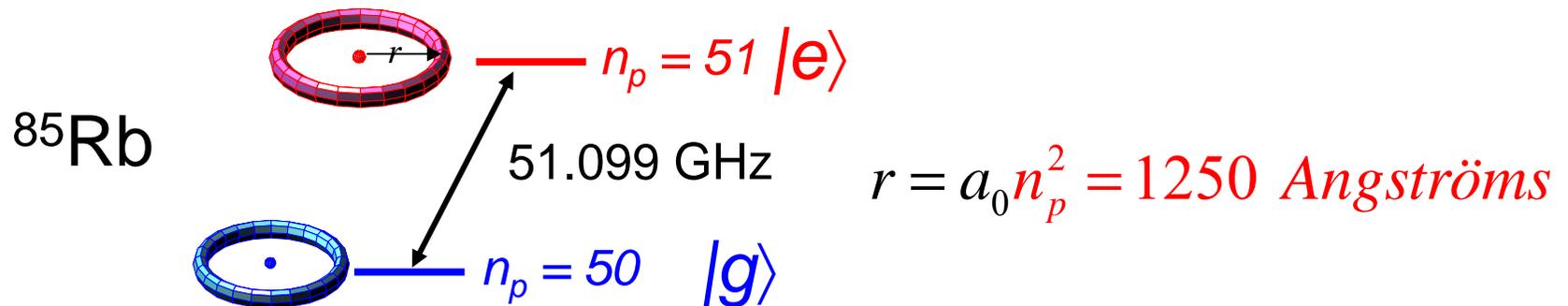
un projet à très long terme!

La lumière change la fréquence d'une horloge atomique ultra-sensible au champ. La détection du retard de l'horloge permet de compter les photons un à un...

Plan

1. Une horloge atomique pour compter les photons
2. Une cavité de super Q comme piège à photon
3. Mesure QND répétée d'un quantum de lumière:
naissance, vie et mort d'un photon
4. Comptage QND de plusieurs photons:
"effondrement" progressif de la fonction d'onde de la lumière
5. Trajectoires stochastiques du nombre de photons et sauts quantiques de la lumière
6. Perspectives

Un détecteur ultra-sensible: l'atome de Rydberg circulaire

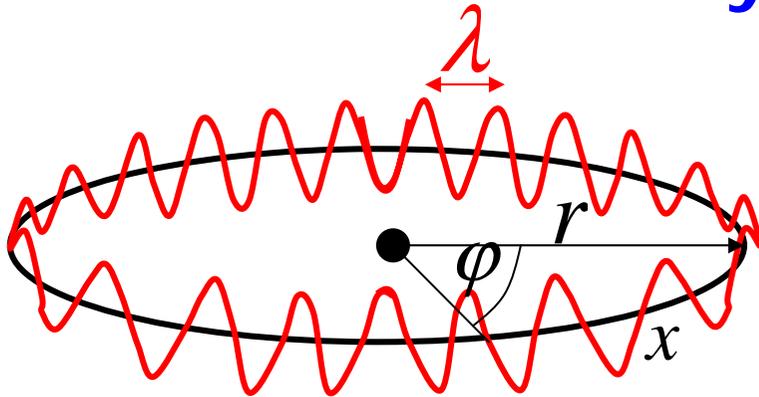


- n_p grand, *moment angulaire maximal*
- durée de vie: 30 ms \Rightarrow faible dissipation
- dipôle électrique géant \Rightarrow grand couplage au champ
- L'atome à 2 niveaux se comporte comme un «spin»

préparation complexe avec lasers et radiofréquence

Raimond, Brune and Haroche, RMP, 73, 565 (2001)

Un peu de mécanique quantique: fonction d'onde électronique de l'atome de Rydberg



Condition de quantification:

$$2\pi r = n_p \lambda$$

fonction d'onde $\Psi(x)$ le long de l'orbite circulaire:

$$\Psi(x) = e^{\frac{2i\pi x}{\lambda}} = e^{\frac{in_p x}{r}} = e^{in_p \varphi} \quad ; \quad \varphi = \frac{x}{r} \quad \varphi: \text{angle azimuthal}$$

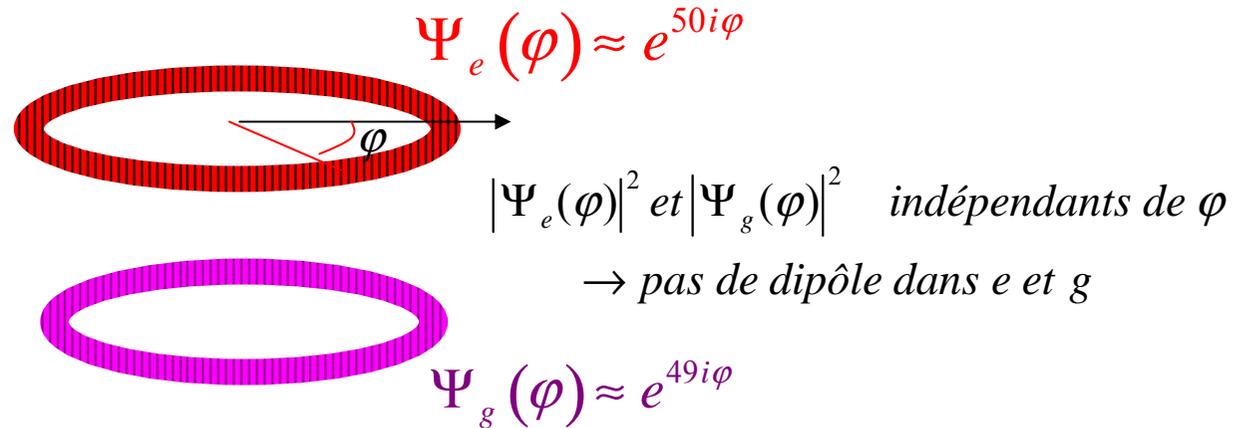
Dans un état de Rydberg circulaire, la probabilité de présence de l'électron est identique dans toutes les directions:

$$P(x) = |\Psi(x)|^2 \quad \text{indépendant de } x \text{ (et de } \varphi)$$

Dipôle électrique nul

Superposition d'états et interférence quantique: préparation d'un dipôle atomique

Les fonctions d'onde des états excités varient en $e^{in\varphi}$



Une impulsion micro-onde à la fréquence de la transition (51 GHz) d'amplitude et de durée convenable transforme l'état g en une superposition symétrique des états e et g . La probabilité de présence de l'électron en fonction de φ devient:

$$|\Psi_{e+g}(\varphi)|^2 = |e^{50i\varphi} + e^{49i\varphi}|^2 \approx 1 + \cos \varphi$$

$\varphi=\pi$
Amplitudes de signes opposés:
interférence destructive

$\varphi=0$
Amplitudes de même signe:
interférence constructive

Par effet d'interférence quantique entre les fonctions d'onde, la probabilité de présence de l'électron est maximum à $\varphi=0$, nulle à $\varphi=\pi$: l'atome acquiert un dipôle électrique.

Le dipôle atomique comme horloge

La
superposition
d'états
possède un
dipôle
électrique...

Ce dipôle tournant
est l' "aiguille"
d'une horloge
atomique



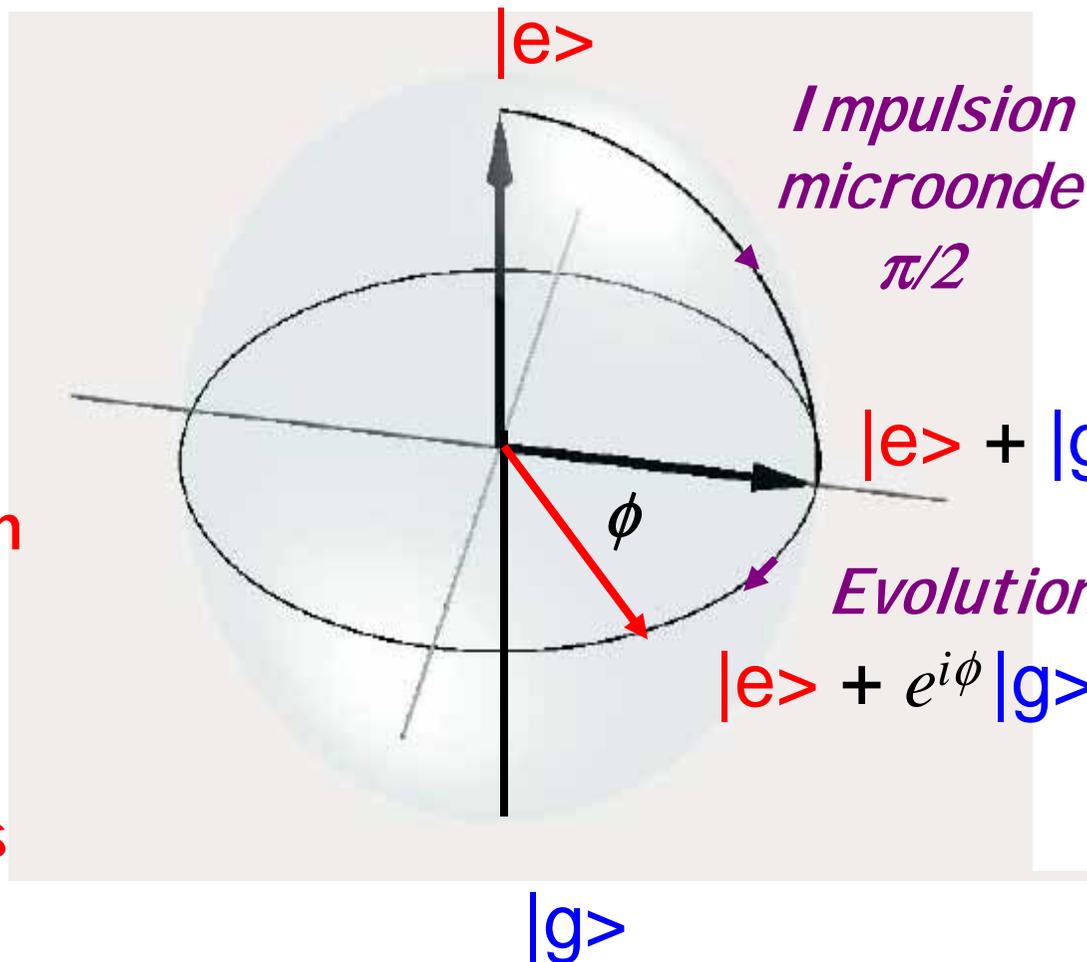
...qui
précesse
dans le plan
de l'orbite
de Rydberg
à la
fréquence de
la transition
entre les
deux états
(51 GHz)

Représentation d'un atome à deux niveaux comme un vecteur (spin) sur une sphère

Comment détecter la position de l' «aiguille»?

États d'énergie: le spin pointe le long des poles

Superposition symétrique d'états: basculement du spin dans le plan équatorial

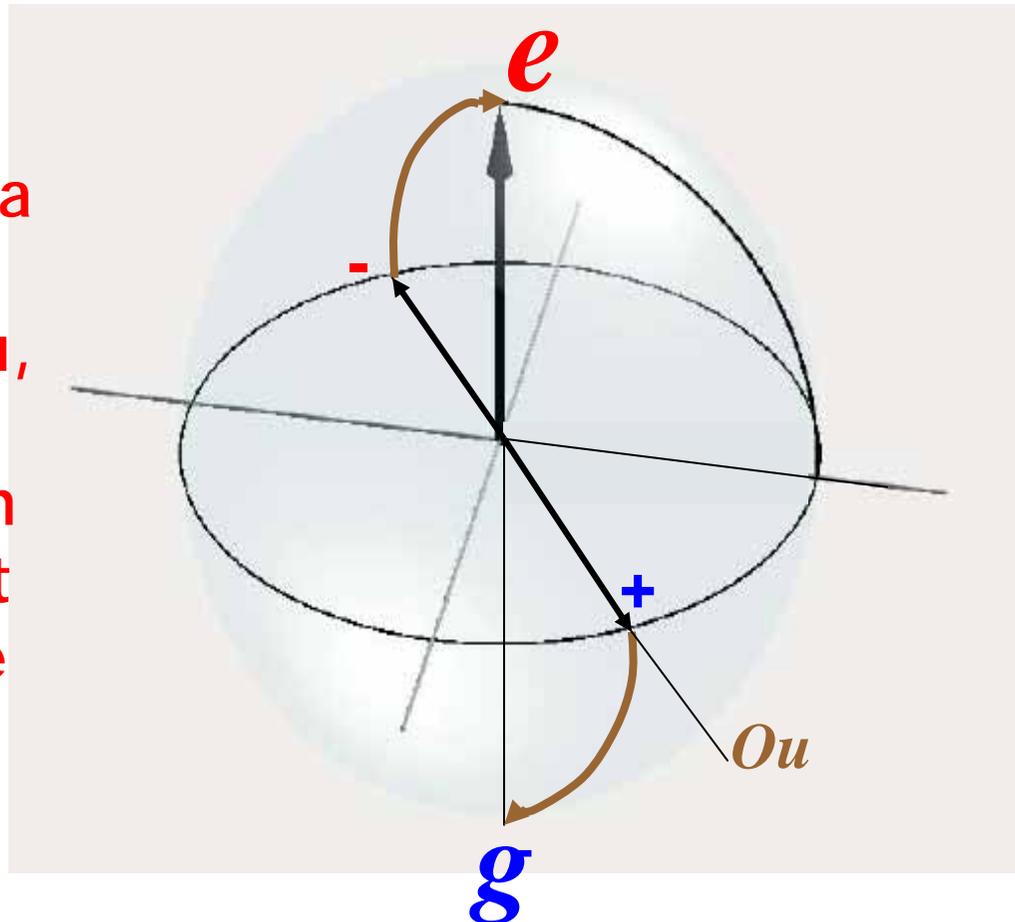


Le spin représente alors le dipôle électrique tournant dans le plan de l'orbite de Rydberg circulaire

Détection binaire du dipôle le long de Ou

Une 2nde impulsion micro-onde transforme la superposition e-g (dipôle le long de Ou) en état e ou g (« mapping » $Ou \rightarrow Oz$)

Si le dipôle pointe dans la direction - le long de Ou , la superposition atomique est transformée en état e



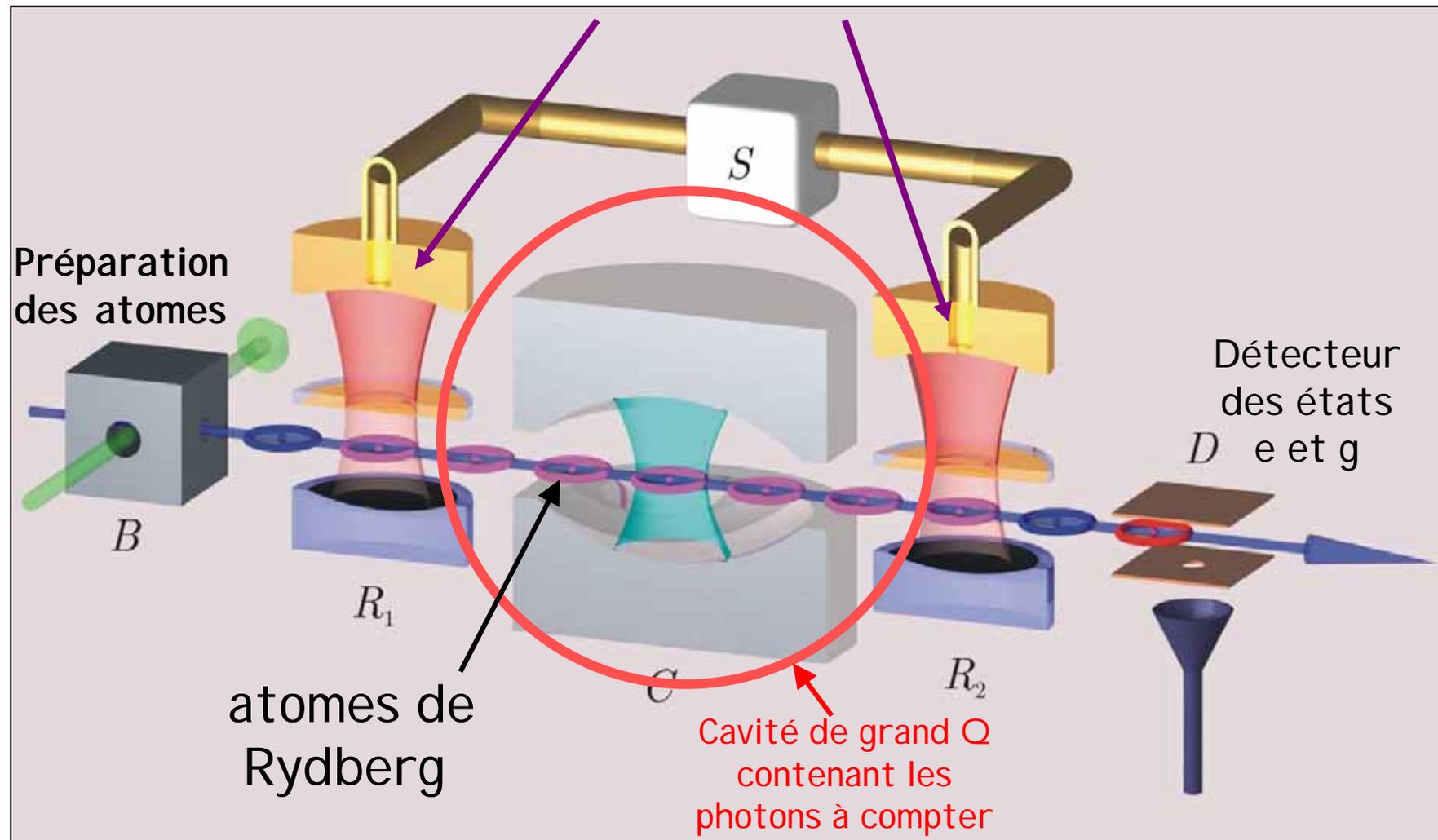
Si le dipôle pointe dans la direction + le long de Ou , la superposition atomique est transformée en état g

La mesure finale de l'énergie atomique (e ou g) fournit une information binaire (- ou +) sur la direction du dipôle le long de Ou . On choisit la direction de detection Ou en ajustant la phase de la 2nde impulsion

Comment compter les photons avec l'horloge?

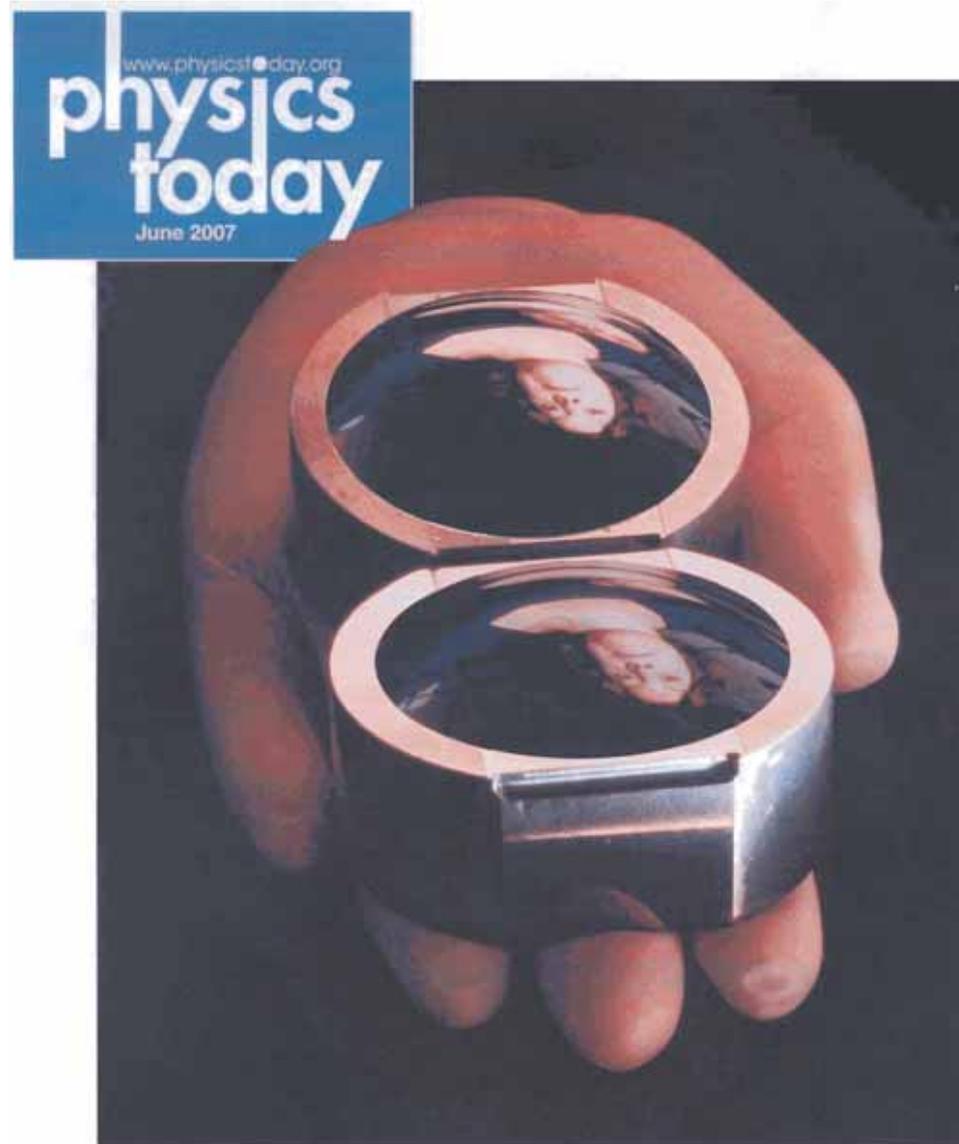
La lumière, piégée dans une cavité à l'intérieur de l'horloge, modifie, sans être absorbée, la fréquence de rotation du « spin-aiguille »

Impulsions micro-onde
(préparant et détectant le dipôle)



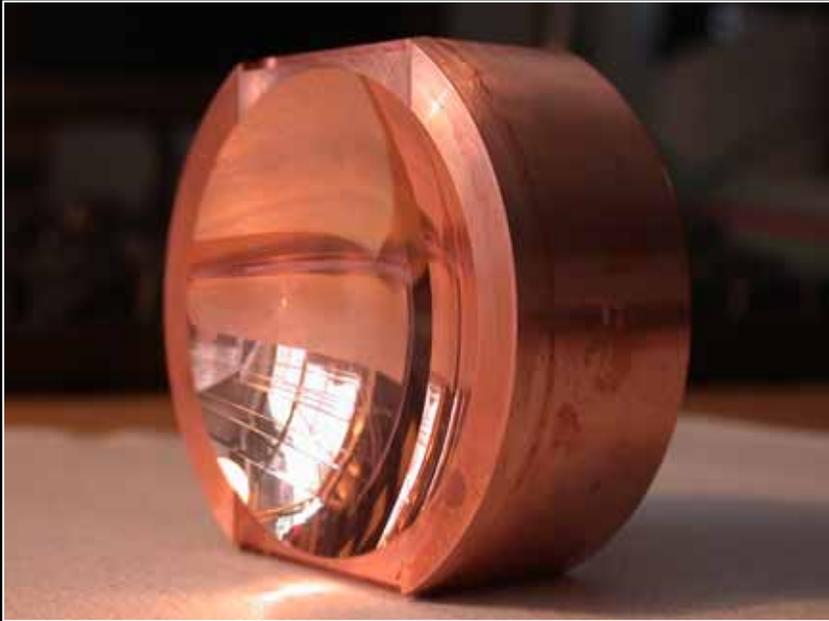
2.

Une cavité de super-Q comme piège à photon



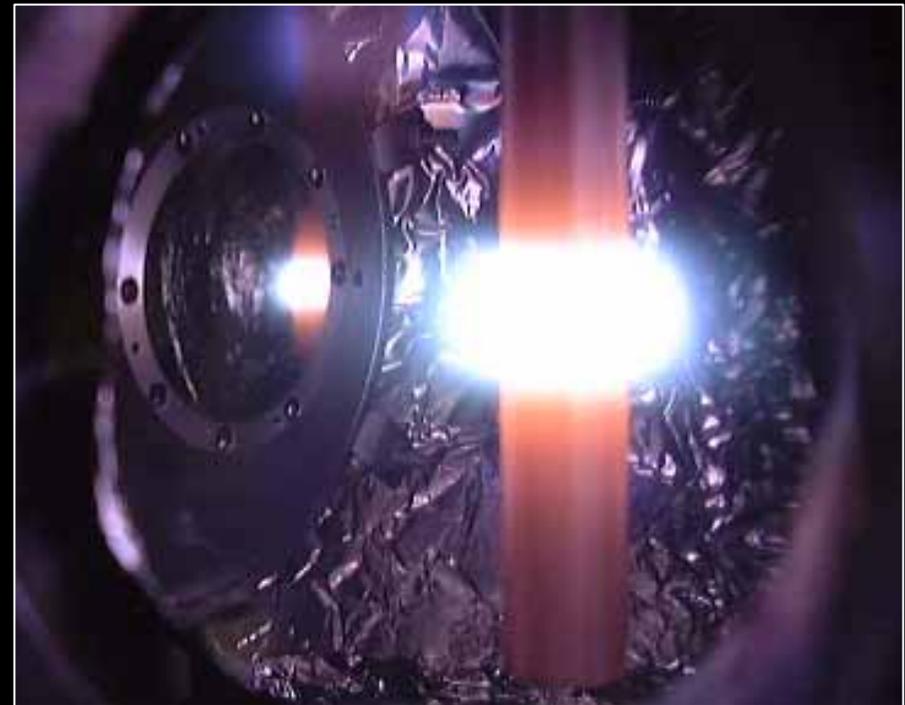
Trapping the light fantastic

Miroirs de cuivre traités au Niobium

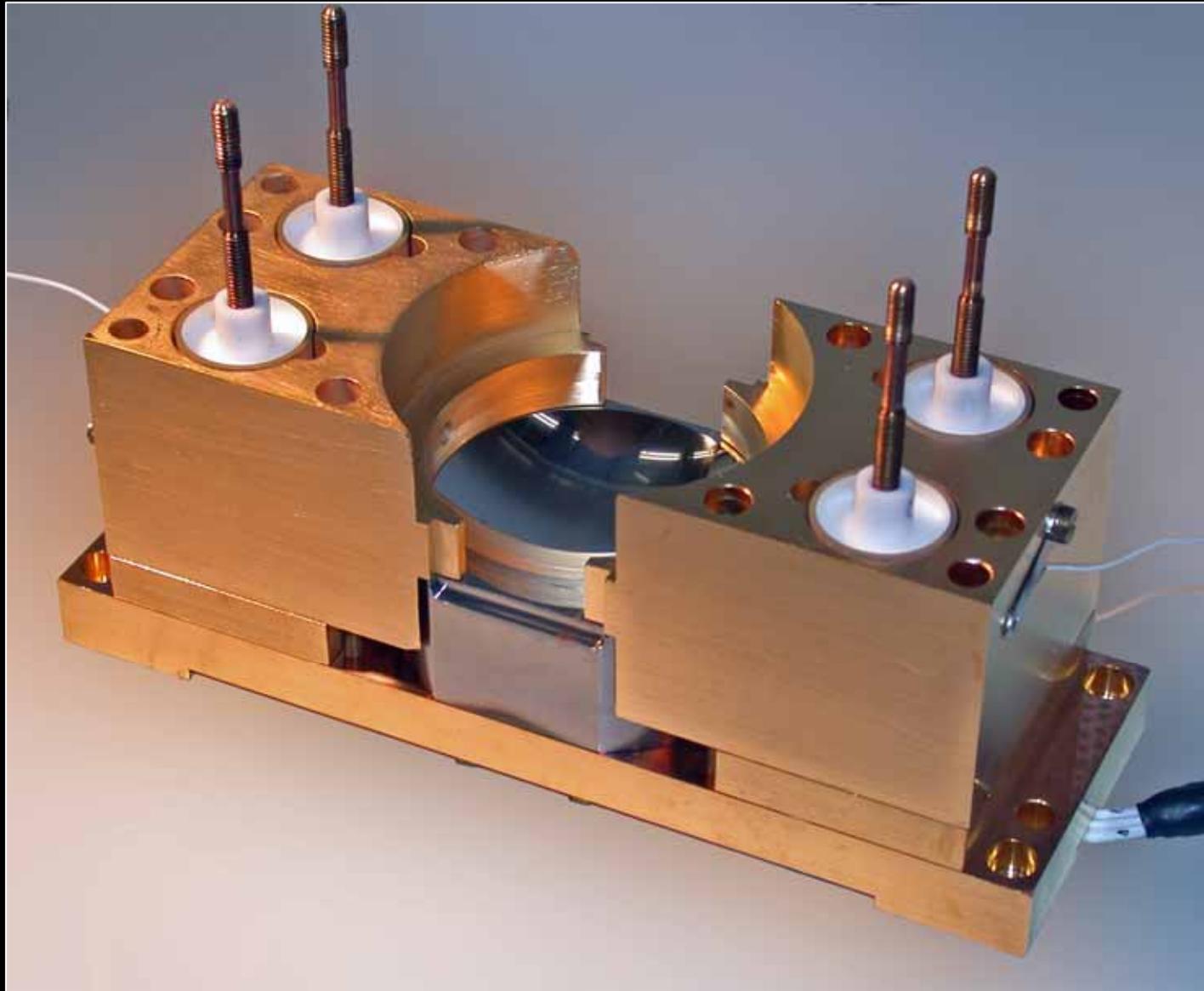


Diamond machined
~1 μm ptv form accuracy
~10 nm roughness
Toroidal è single mode

- Sputter 12 μm of Nb
Particles accelerator
technique
Sputtering at CEA, Saclay
*[E. Jacques, B. Visentin, P.
Bosland]*

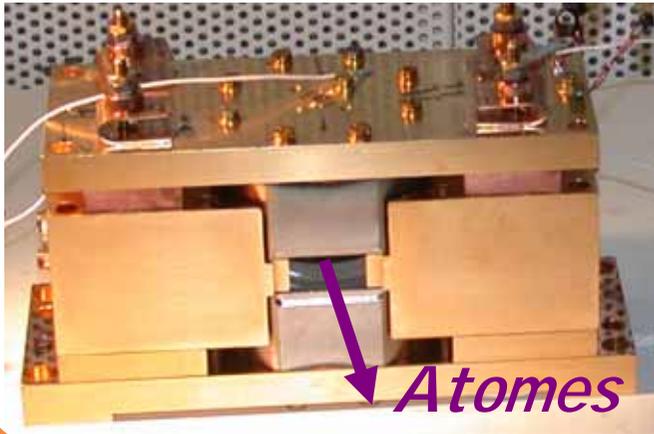


La cavité (demi montée)



Une boîte à photon exceptionnelle

S.Kuhr et al, Applied Physics Letters, 90, 164101 (2007)



$$T_c = 0.130 \text{ s}$$

$$Q = \omega T_c = 4.2 \cdot 10^{10}$$

Un photon rebondit en moyenne 1,3 milliards de fois avant de disparaître!

Les meilleurs miroirs jamais réalisés!

La lumière se propage entre les miroirs sur une distance égale au tour de la Terre pendant son temps d'amortissement.... ..

...et quelques photons (chanceux) parcourent la moitié de la distance Terre-Lune!

...après la vue d'artiste, l'appareil réel

Atomes

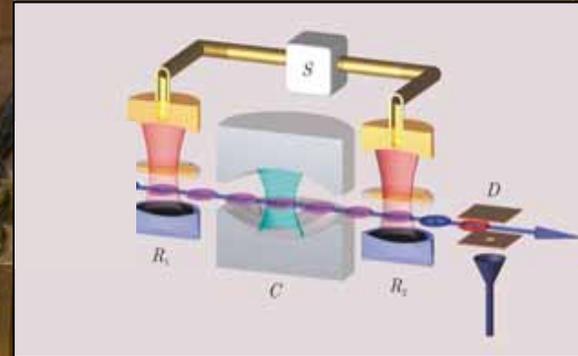


R_1

C_1

R_2

Cavité



Cœur froid (base d'un cryostat à hélium):
boîte de 40 cm de côté
40 kg de cuivre doré et de Niobium
Température: 0.8 K
temps de refroidissement: 24 heures
Au-dessous de 2K pendant 18 mois!

3.

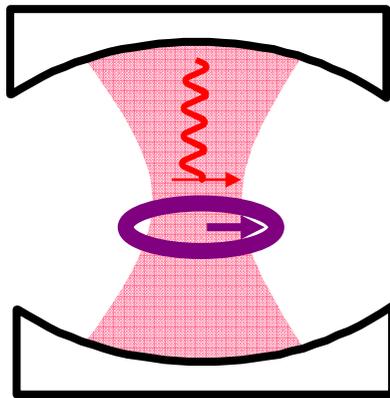
Mesure QND répétée d'un quantum de
lumière:
naissance, vie et mort d'un photon

S.Gleyzes et al, Nature, 446, 297 (2007)

La lumière retarde l'horloge

La cavité a une fréquence $\nu = \nu_{at} + \delta$ légèrement différente de la fréquence de rotation du dipôle atomique: les photons ne peuvent être absorbés et l'horloge atomique est '*transparente*'...

...mais le champ électrique associé aux photons perturbe la rotation de l' '*aiguille*'...



$$E_{\text{photon}} \approx \sqrt{\frac{h\nu}{\epsilon_0 V_{\text{boîte}}}} \approx 10^{-3} \text{ V / m}$$

$$E_{\text{atome}} \approx \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_{at}^2} \approx 10^5 \text{ V / m}$$

Le champ électrique d'un photon, cent millions de fois plus petit que le champ atomique vu par l'électron, modifie légèrement la fréquence de l'horloge

$$\left[\frac{\Delta\nu_{at}}{\nu_{at}} \right]_{\text{par photon}} = 4.10^{-13} \frac{\nu_{at}}{\delta} \longrightarrow \left[\frac{\Delta\nu_{at}}{\nu_{at}} \right]_{\text{par photon}} = 4.10^{-7} \quad \text{pour } \delta = 10^{-6} \nu_{at} = 50 \text{ kHz}$$

Un photon peut retarder l'horloge de 1seconde/mois

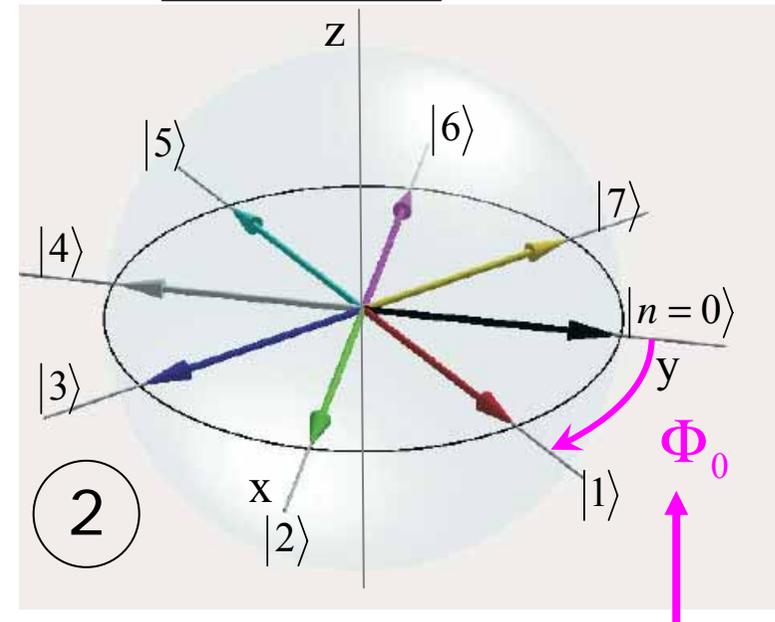
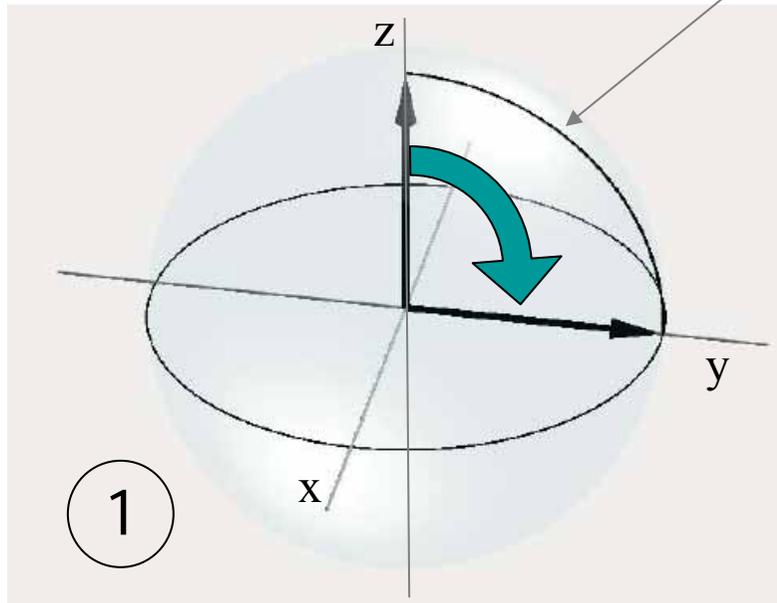
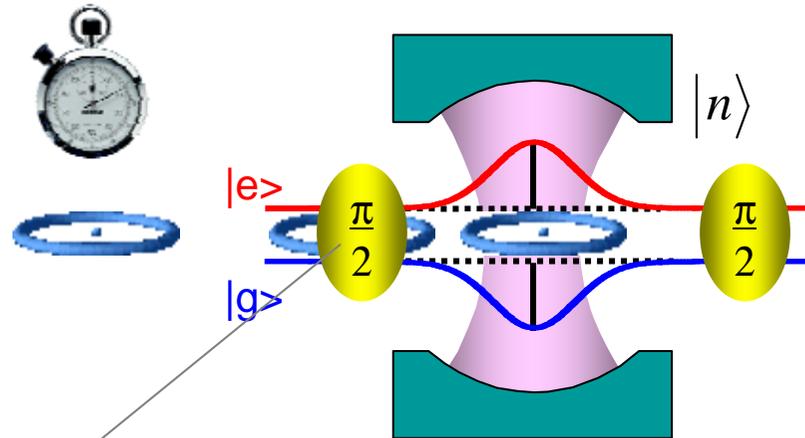
$$\left[\Delta\nu_{at} \right]_{\text{par photon}} = 4.10^{-7} \nu_{at} = 20 \text{ kHz} \longrightarrow \left[\Delta\Phi_{at} \right]_{\text{par photon}} = 2\pi \Delta\nu_{at} \cdot t_{\text{transit}} = \pi$$

Pendant le temps de transit d'un atome (30 μs), l' aiguille fait 1.5 millions de tours et un photon peut la déphaser d' un demi-tour.

Un déphasage par photon plus petit est réalisé en augmentant δ

Détection du déphasage de l'horloge

1. Démarrer le "chrono"
(1^{ère} Impulsion).
2. Rotation du dipôle dans
le plan de l'orbite
circulaire: l'horloge "bat"



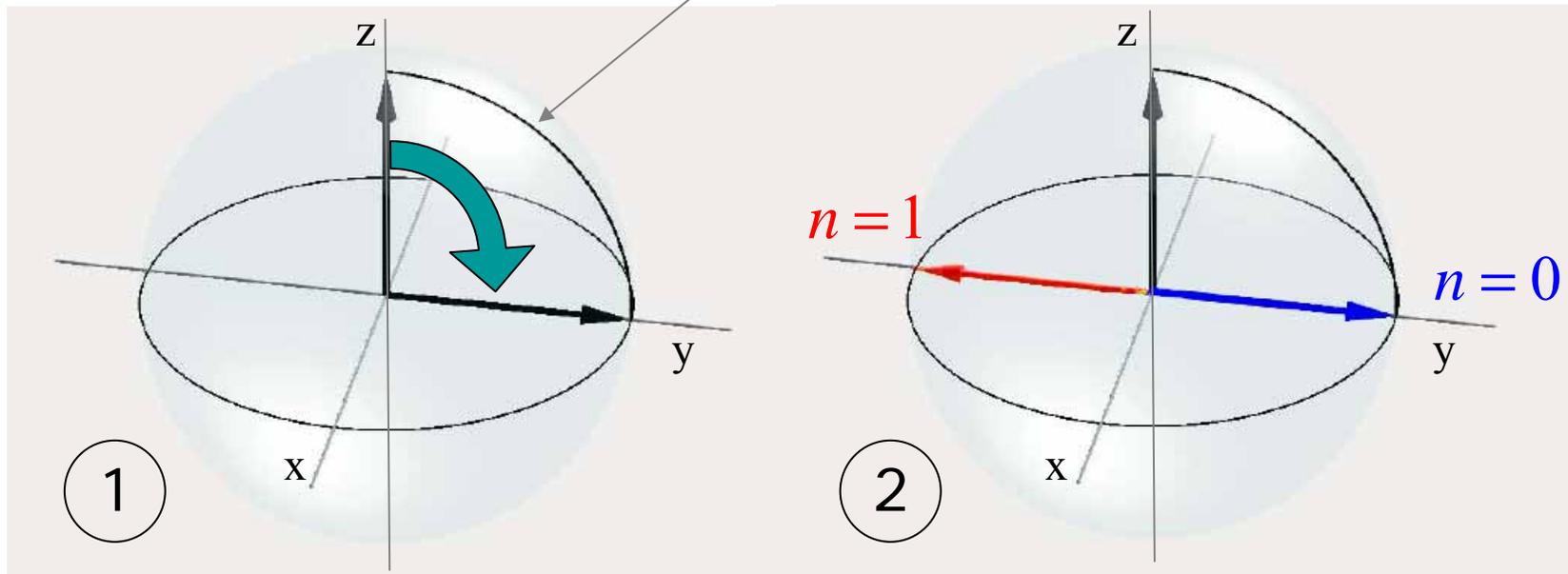
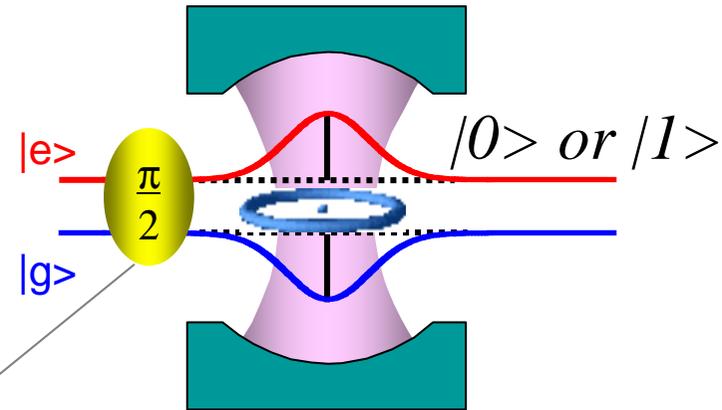
Déphasage par photon

Le retard de l'horloge est proportionnel à n : comptage non-destructif de photon par la mesure de la direction finale du dipôle (utilise la 2^{nde} impulsion)

Détecter 0 ou 1 photon

Réglage du déphasage
à π par photon:

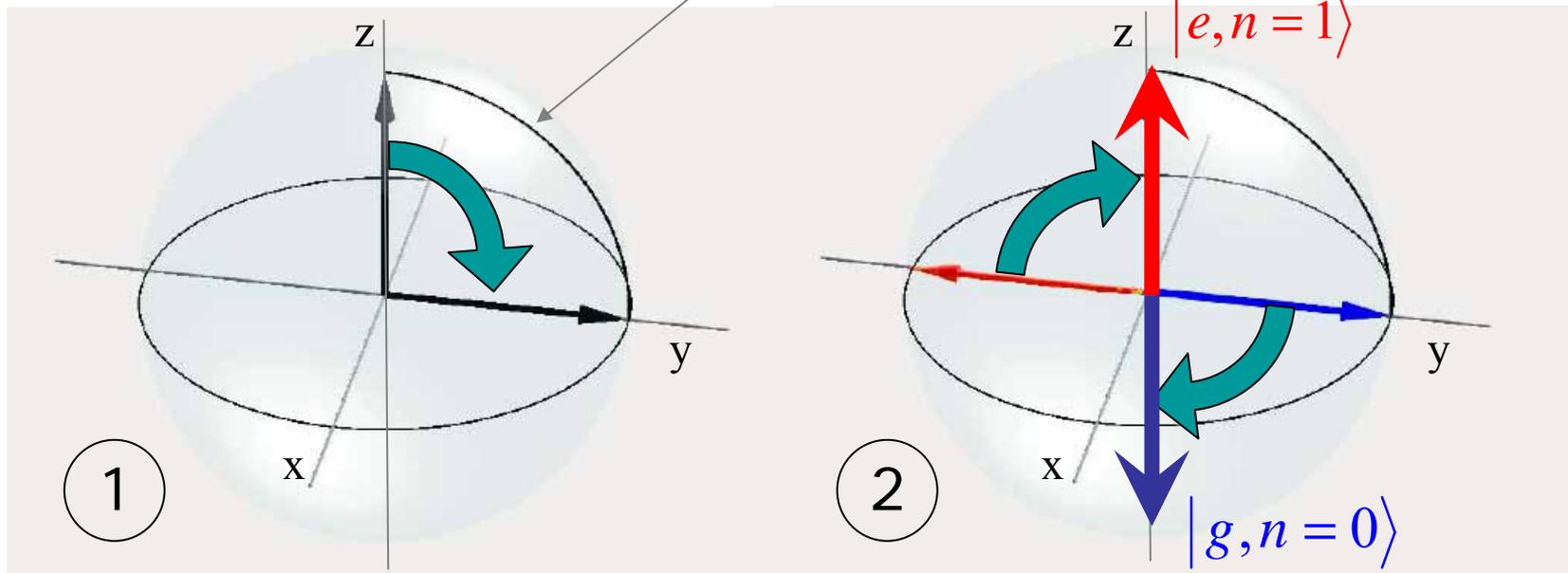
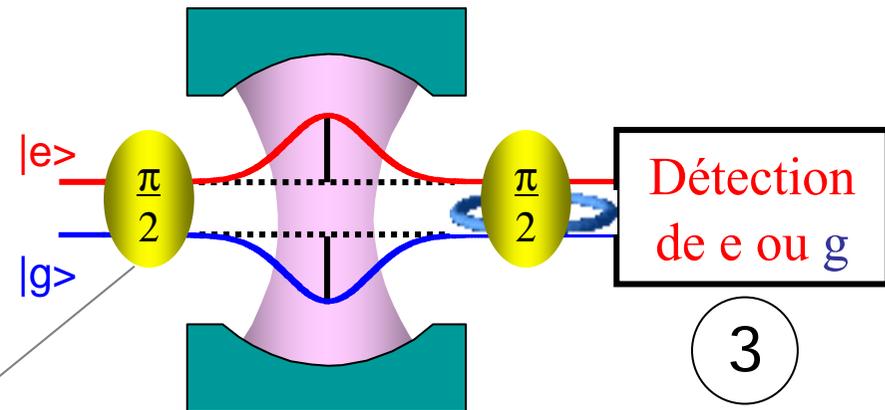
$$\Phi_0 = \pi$$



Le dipôle atomique pointe dans deux directions opposées selon que $n=0$ ou 1 .

Détecter 0 ou 1 photon

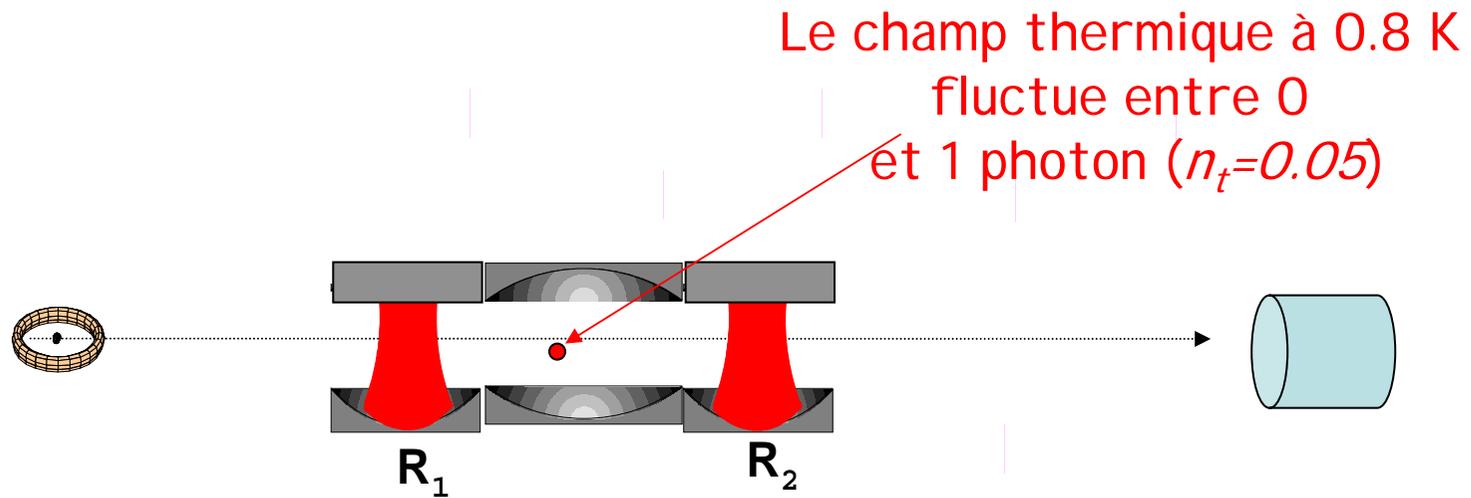
La seconde impulsion a une phase réglée pour exciter l'atome dans e si $n=1$ et le déexciter dans g si $n=0$ (analogie avec une balance)



$g \rightarrow$ l'horloge compte 0 photon

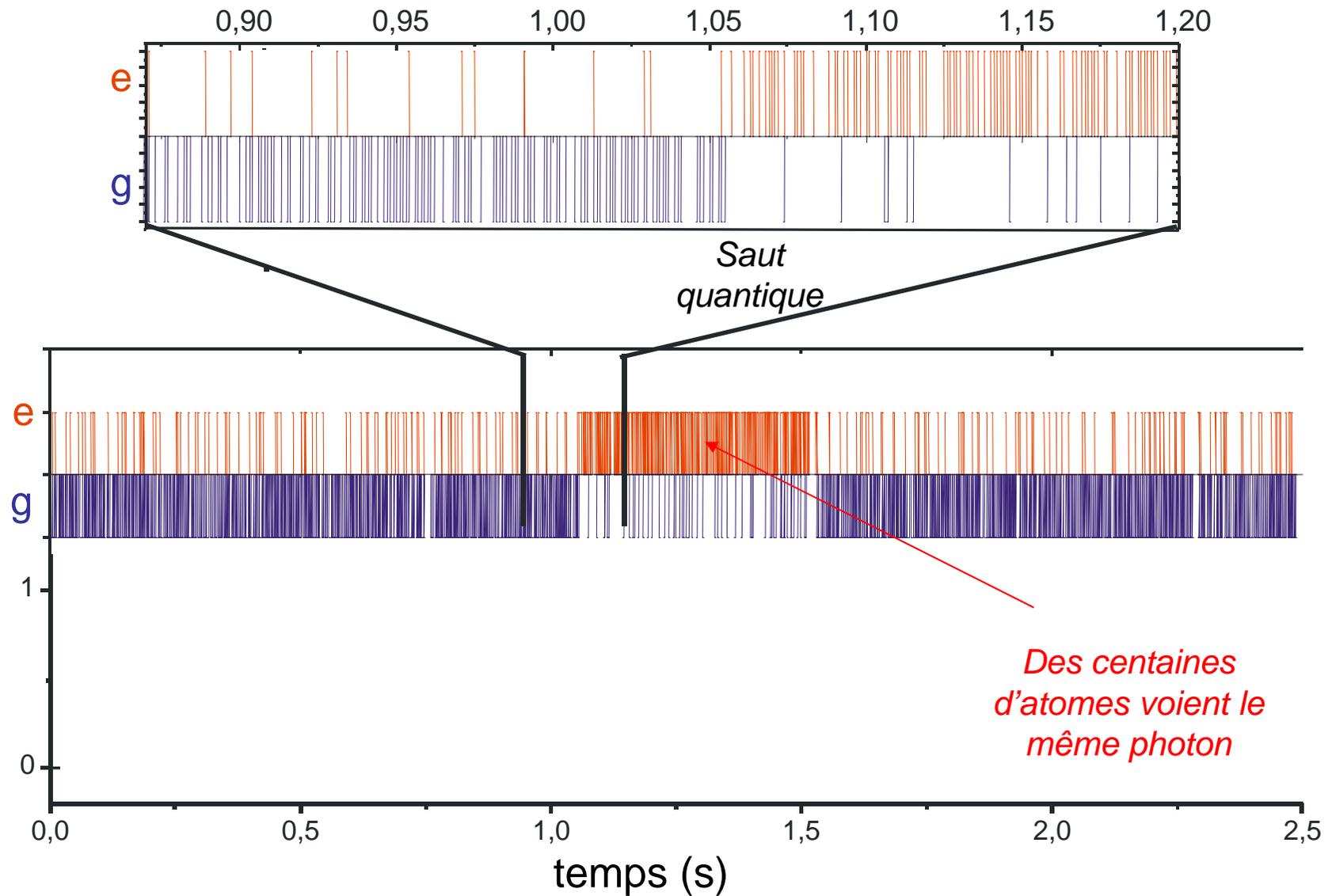
$e \rightarrow$ l'horloge compte 1 photon sans le détruire

Mesure répétée d'un petit champ thermique (cavité à $T=0.8\text{K}$)

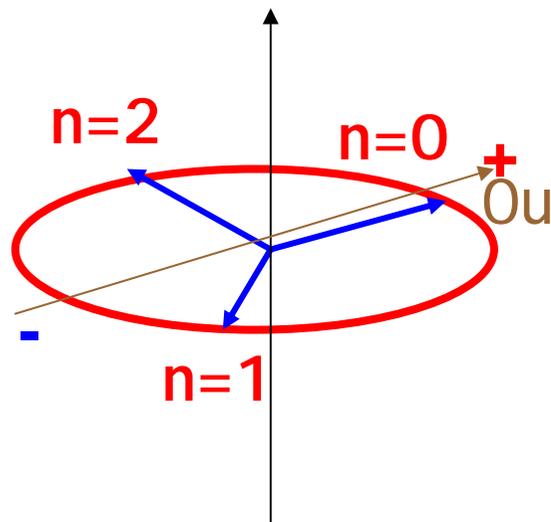


e ou g?

Naissance, vie et mort d'un photon



Un problème d'information: on ne peut compter plus d'un photon avec un seul atome



Pour distinguer entre 0,1 et 2 photons, on règle le déphasage pour avoir 3 directions du dipôle à $2\pi/3$.

La mesure du dipôle se ramène à celle d'un spin, **quantité bi-valuée**. Une fois choisie la direction de mesure, on ne peut trouver le dipôle qu'aligné le long de cette direction (résultat noté +) ou anti-aligné (-).

Si on choisit la direction **Ou** correspondant au dipôle pointant le long de «**n=0**» et qu'on trouve le résultat +, on conclut qu'il y a peut-être 0 photon, mais peut-être aussi 1 ou 2 (un spin le long de 1 ou 2 a une probabilité non-nulle d'être mesuré + le long de **Ou**).

Si on trouve le résultat - **on est sûr qu'il n'y a pas 0 photon** car la probabilité qu'un spin soit détecté dans l'état opposé à sa direction est nulle. **L'état à 0 photons est décimé**. On ne peut décider entre $n = 1$ et 2.

Un atome à deux états, qui transporte un bit d'information ne peut suffire à distinguer à coup sûr plus de deux valeurs possibles. Il fournit une information partielle, qui doit être complétée par d'autres atomes...

4.

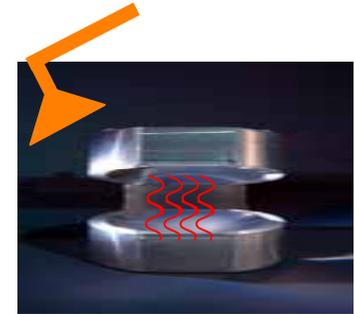
Comptage QND de plusieurs photons:
"effondrement" progressif de la fonction
d'onde de la lumière

C.Guerlin et al, Nature, 448, 889 (23 August 2007)

Champ cohérent contenant plusieurs photons dans la cavité

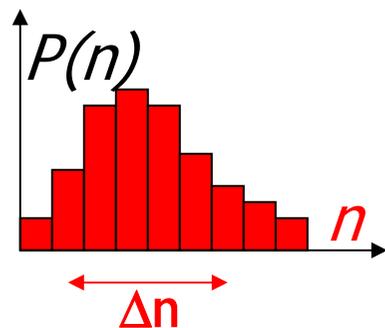


Injection d'un petit champ dans la cavité en utilisant une source cohérente de microonde couplée par diffraction sur les bords des miroirs



La phase du champ étant bien définie, le nombre de photons est incertain (conséquence de la relation d'incertitude temps-énergie de Heisenberg):

$$\Delta n \Delta \phi \geq 1/2$$



Champ cohérent microscopique contenant en moyenne 3 à 4 photons ($\Delta n=2$, $\Delta \Phi= 0.25$ rad).

La distribution du nombre de photon est théoriquement une loi de Poisson. Le champ est préparé dans une superposition cohérente d'états nombre de photons:

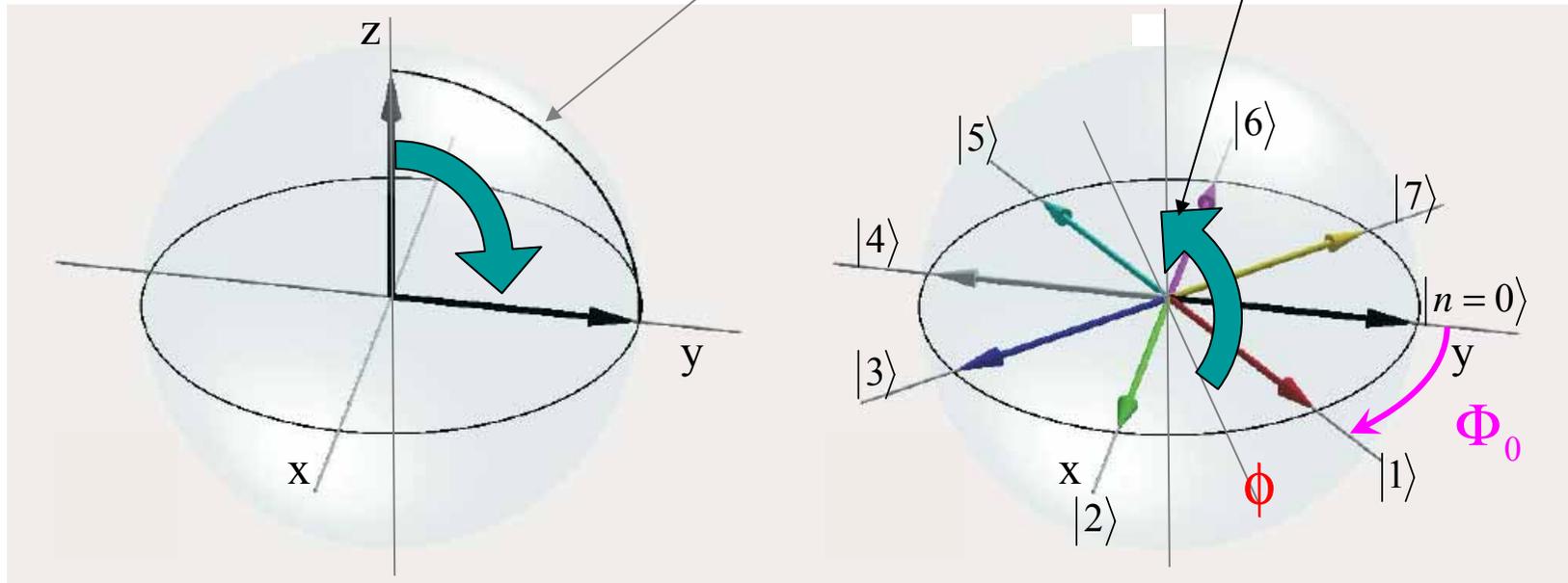
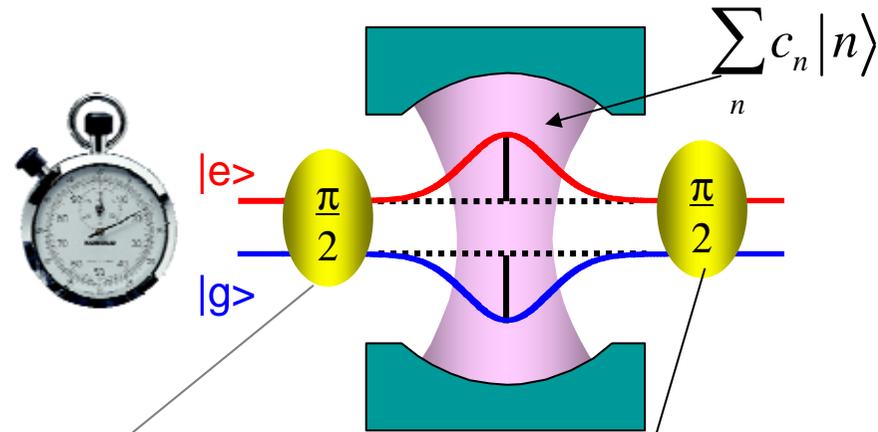
$$|\Psi_{champ}\rangle = \sum_n C_n |n\rangle \quad ; \quad P(n) = |C_n|^2 : \text{ probabilité de } n \text{ photons}$$

On règle l'amplitude du champ injecté pour avoir $0 \leq n \leq 7$
valeurs possibles de n)

(8

Comptage non-destructif de n photons ($n > 1$)

L'aiguille est mesurée dans la direction ϕ (la 2nde impulsion reporte cette direction sur l'axe polaire Oz avant détection de l'énergie atomique).

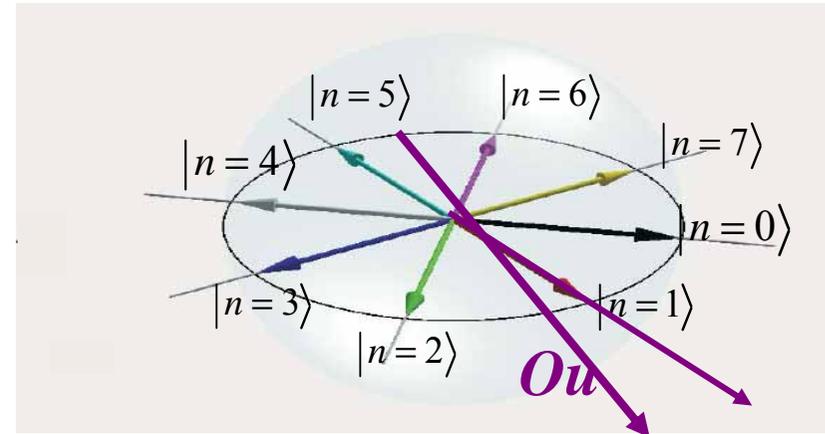


Information extraite du 1^{er} atome ($\Phi_0 = \pi/4$)

La détection du 1^{er} atome donne une information partielle:

Détection dans la direction *Ou* et spin trouvé dans l'état + :

→ $n = 1, 0$ ou 2 plus probable que $4, 5$ ou 6 .
Conclusions inversées si spin dans l'état -.



Loi de Bayes: la probabilité $P(n | \pm)$ d'avoir n photons un fois le spin trouvé dans l'état \pm est proportionnelle à la probabilité inverse $P(\pm | n)$ de trouver l'état \pm lorsque on a n photons:

$$P(n | \pm) = \frac{P(n)P(\pm | n)}{\sum_n P(n)P(\pm | n)}$$

Les $P(\pm | n)$ dépendent de l'angle (*Ou, spin_n*) (Stern-Gerlach):

$$P(j | n) = \frac{1}{2} [1 + \cos(n\Phi_0 - \phi - j\pi)] \quad ; \quad (j = 0 \text{ ou } 1 \text{ pour spin } + \text{ ou } -)$$

D'où la probabilité inférée du nombre de photons après détection de l'atome:

$$P^{(0)}(n) = |c_n|^2 \xrightarrow{\text{détection } j} P^{(1)}(n) \propto |c_n|^2 [1 + \cos(n\Phi_0 - \phi - j\pi)] / 2$$

Exemple:

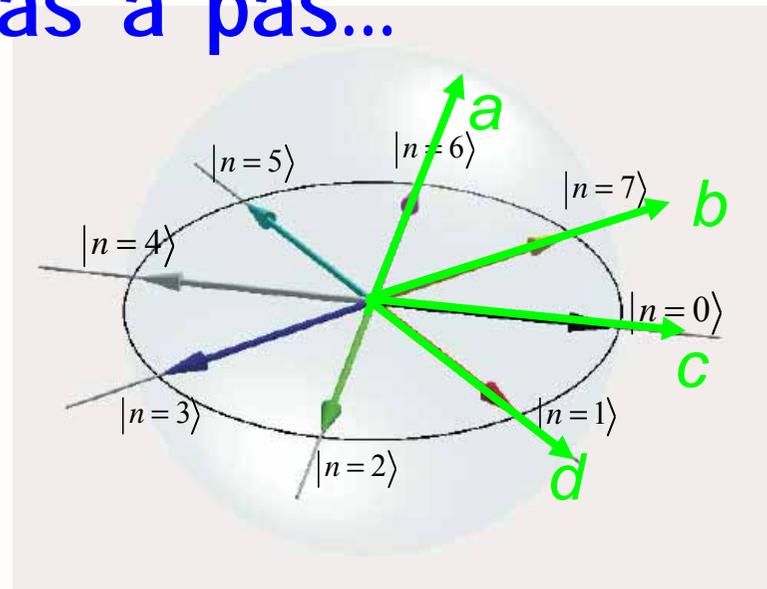
Détection le long de $|n=1\rangle$

décimation aléatoire de nombres de photons (logique Bayésienne)

L'information est acquise pas à pas...



Pour préciser le nombre de photons, on envoie des atomes un à un....



...et on change la direction de détection du spin pour décimer des nombres *différents*

$$P^{(N)}(n) = \frac{P^{(0)}(n)}{2Z} \prod_{k=1}^N [1 + \cos(n\Phi_0 - \phi(k) - j(k)\pi)] / 2$$

a/b/c/d
0/1

Lecture du spin

000101101010001011001°K

Direction

abdcadbcbadcaabcbacd b°K

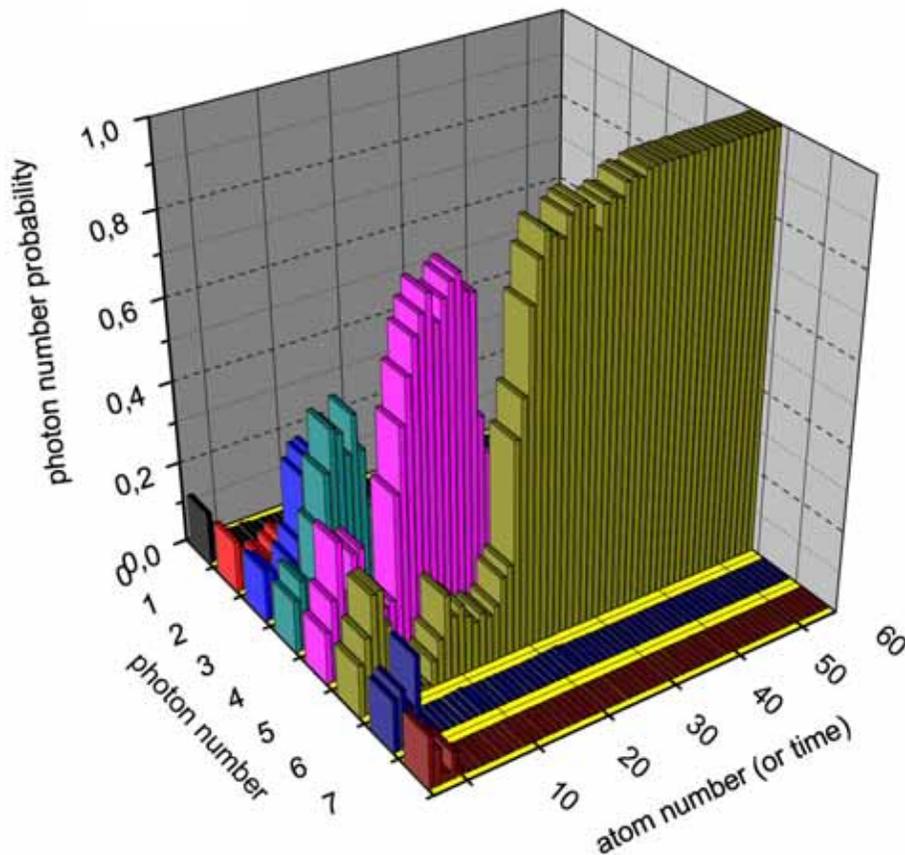
$$P^{(N)}(n) \longrightarrow \delta(n - n_0)$$

Effondrement progressif!

Convergence d'un état cohérent vers un état de Fock: effondrement de Ψ en temps réel!

Spin 000101101010001011001°K

Direction *a b d c a d b c b a d c a a b c b a c d b*°K



Distribution $P(n)$ inférée à partir d'une séquence expérimentale, au fur et à mesure que le nombre d'atomes augmente.

La distribution initiale est plate (aucune connaissance a priori, si ce n'est $n < 8$).

Résultat aléatoire puisque dépendant des valeurs imprévisibles obtenues par mesures de « spins » individuels.

Le nombre de photons n'a pas de « réalité » avant la mesure. C'est le processus d'acquisition d'information qui le rend « réel » (avec un « prix à payer »: la perte d'information sur la phase)

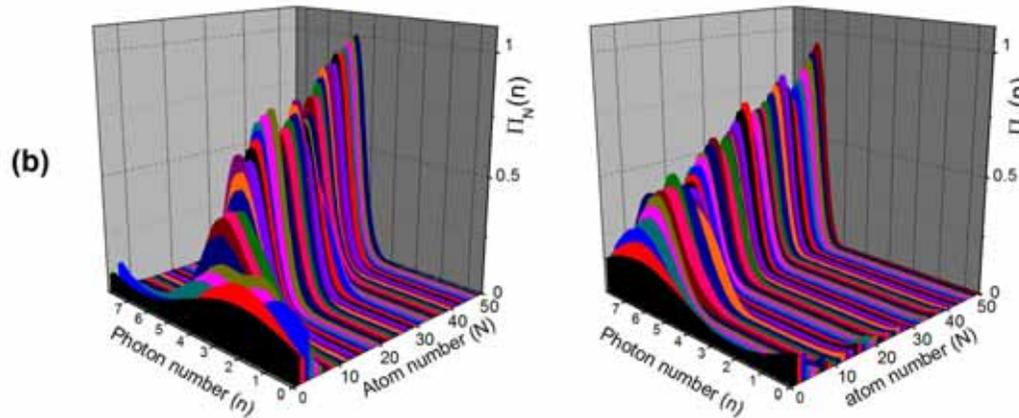
Deux séquences correspondant au même champ cohérent initial

2 Suites de données

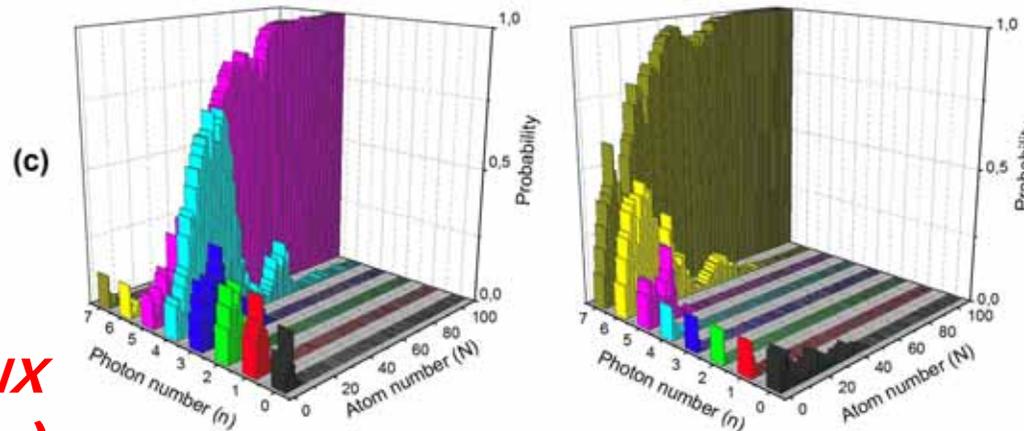
j 11011111111110011101101111
i ddcbccabcdaadaabaddbadbc

j 0001000110110000001010110
i ddcaddabbccdcchcdaabbccab

Produits de cosinus correspondant à la détection d'atomes successifs



Distribution inférée du nombre de photons



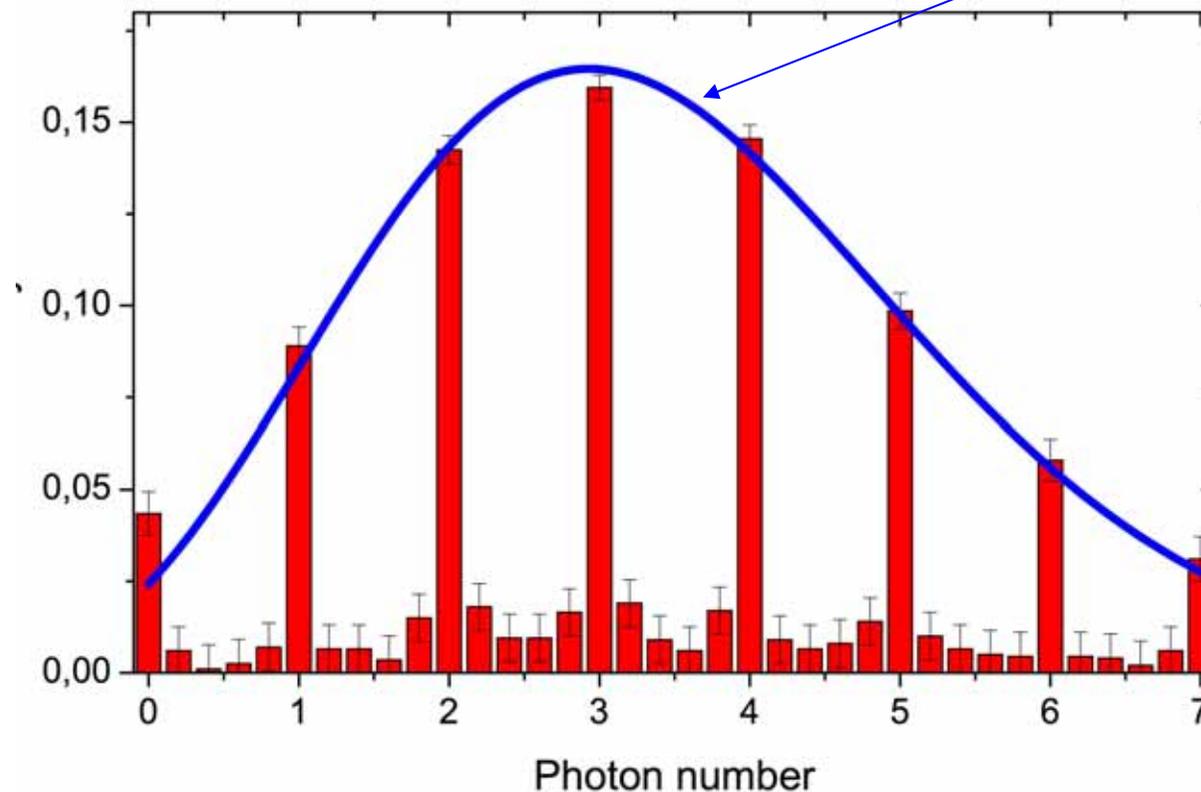
Dieu joue aux dés (Einstein)

« Collapse » dans $n=5$

Collapse dans $n=7$

Analyse statistique de 2000 séquences: l'histogramme des états de Fock obtenus donne bien la loi de Poisson!

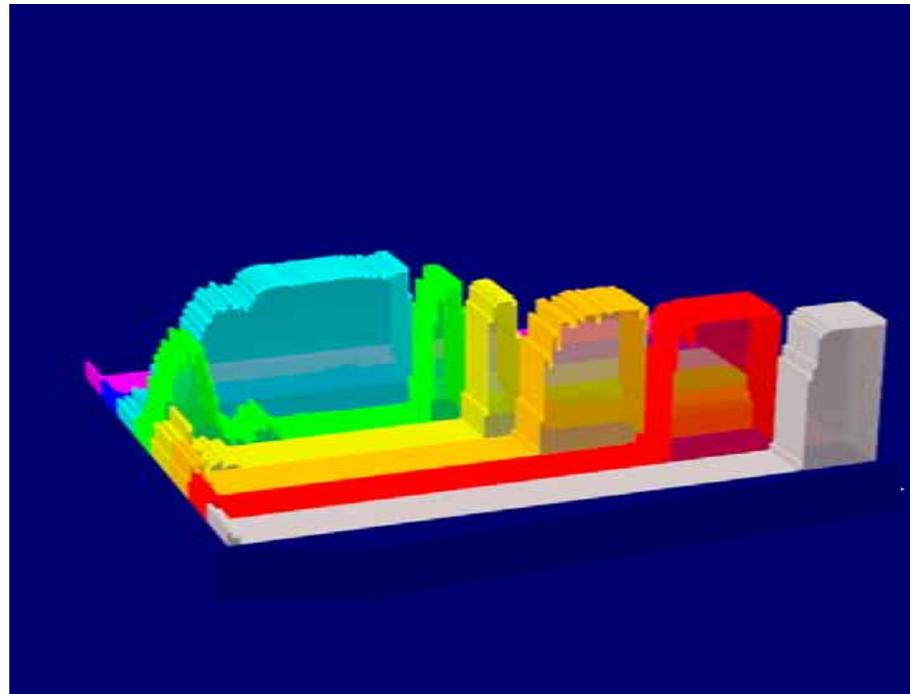
Champ cohérent de
 $\langle n \rangle = 3.43$



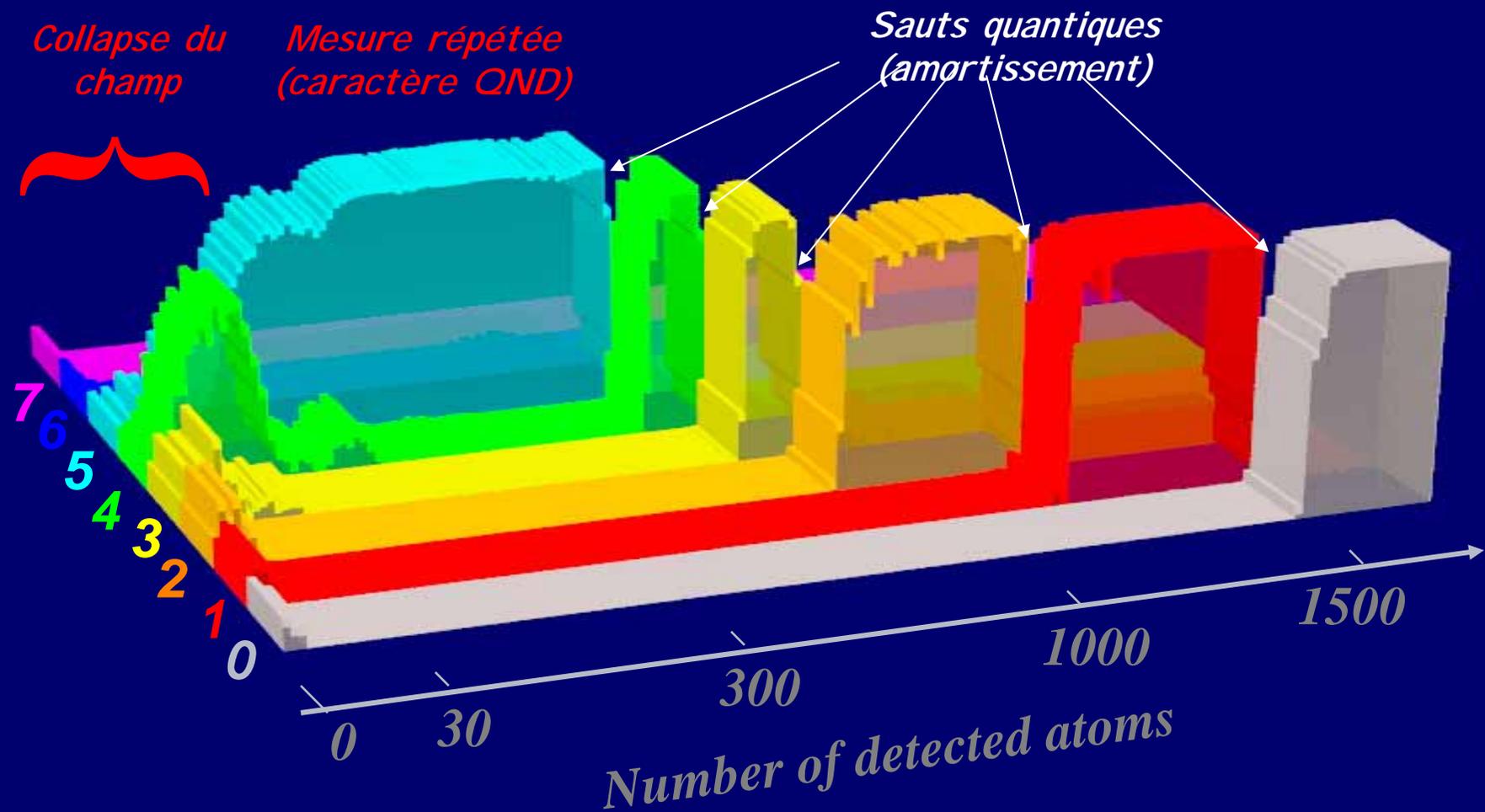
I Illustration du postulat sur la statistique de la mesure

5.

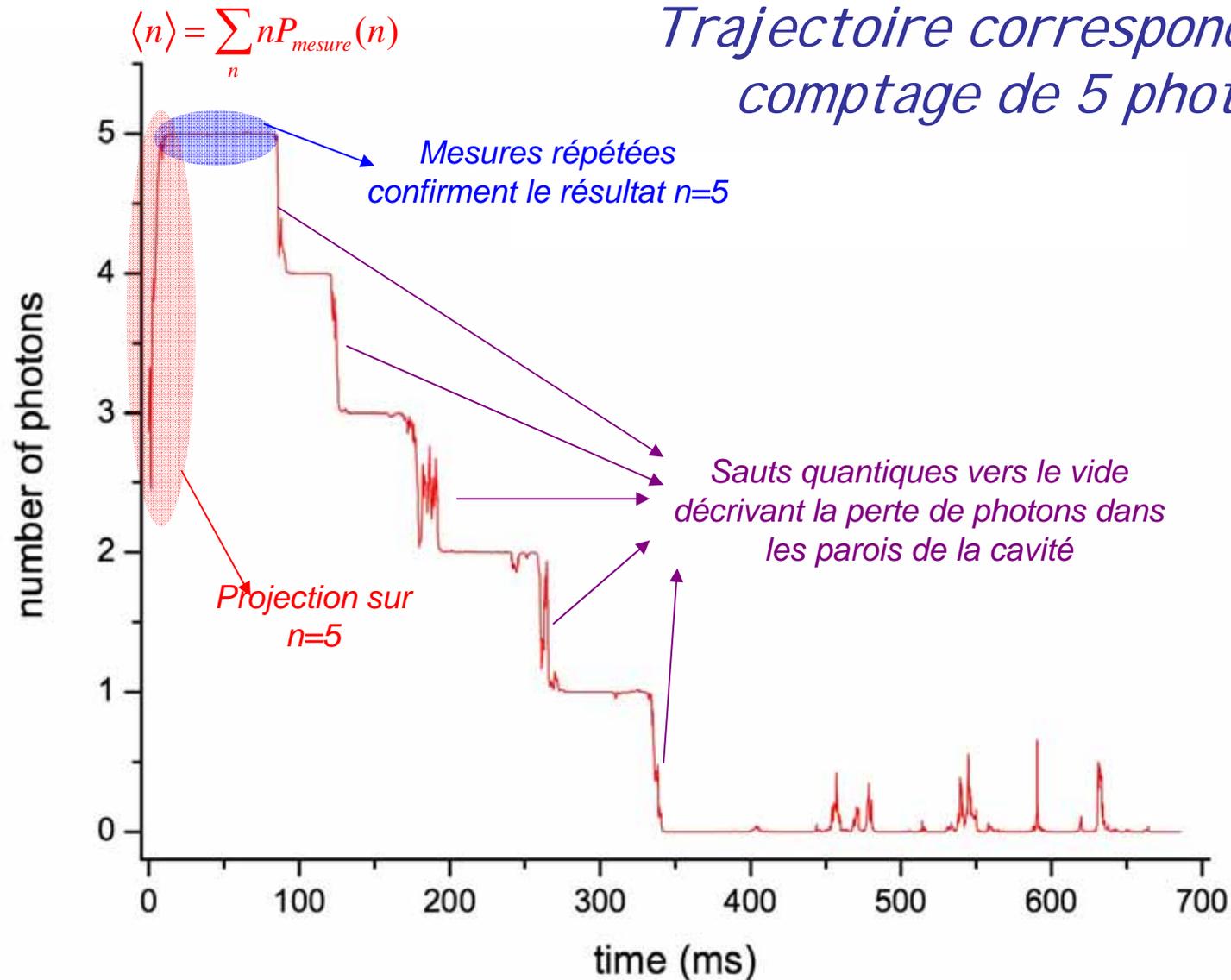
Trajectoires stochastiques du nombre de photons
et sauts quantiques de la lumière



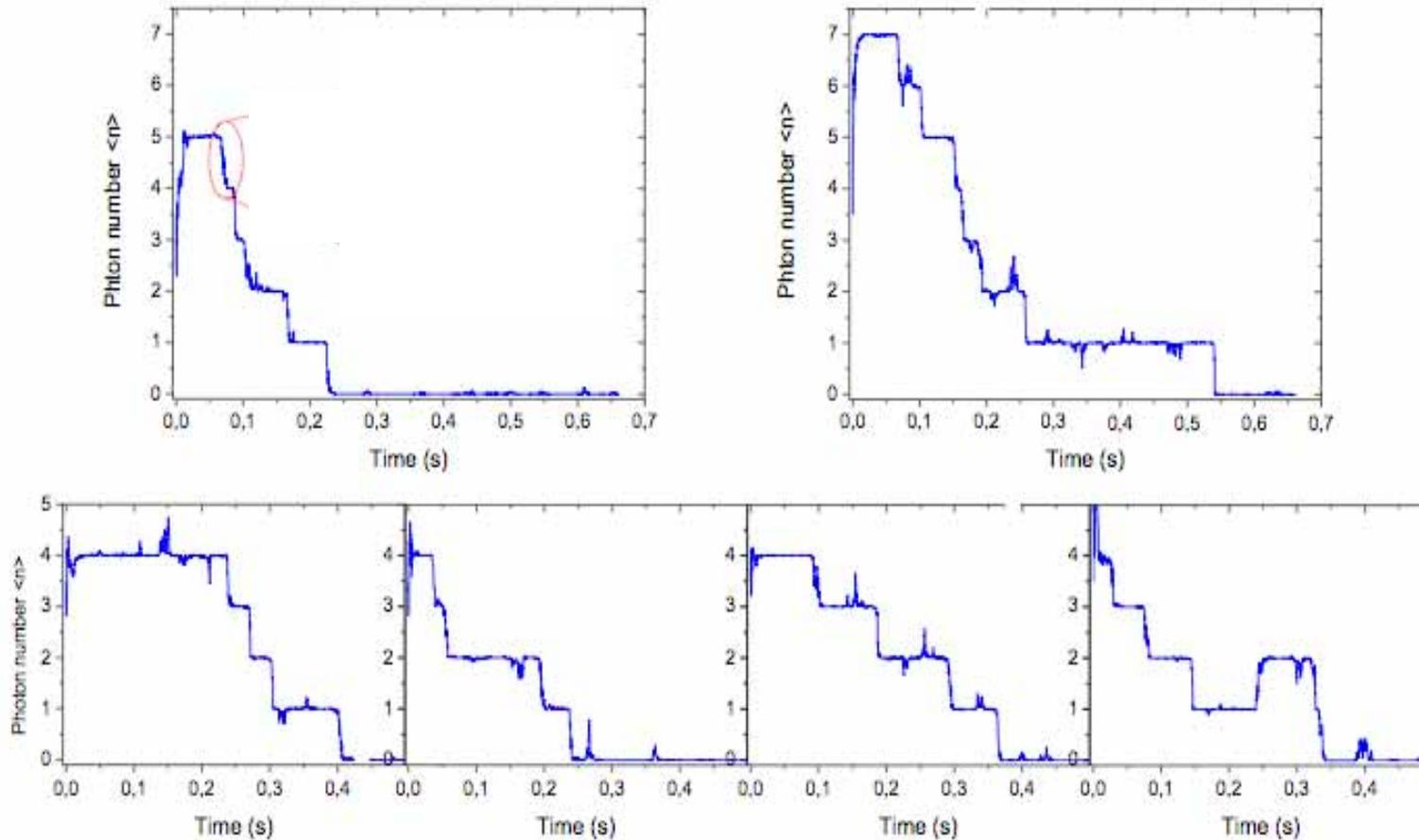
Evolution de la distribution du nombre de photons dans une longue suite de mesures



Evolution du nombre moyen de photons dans une longue suite de mesures



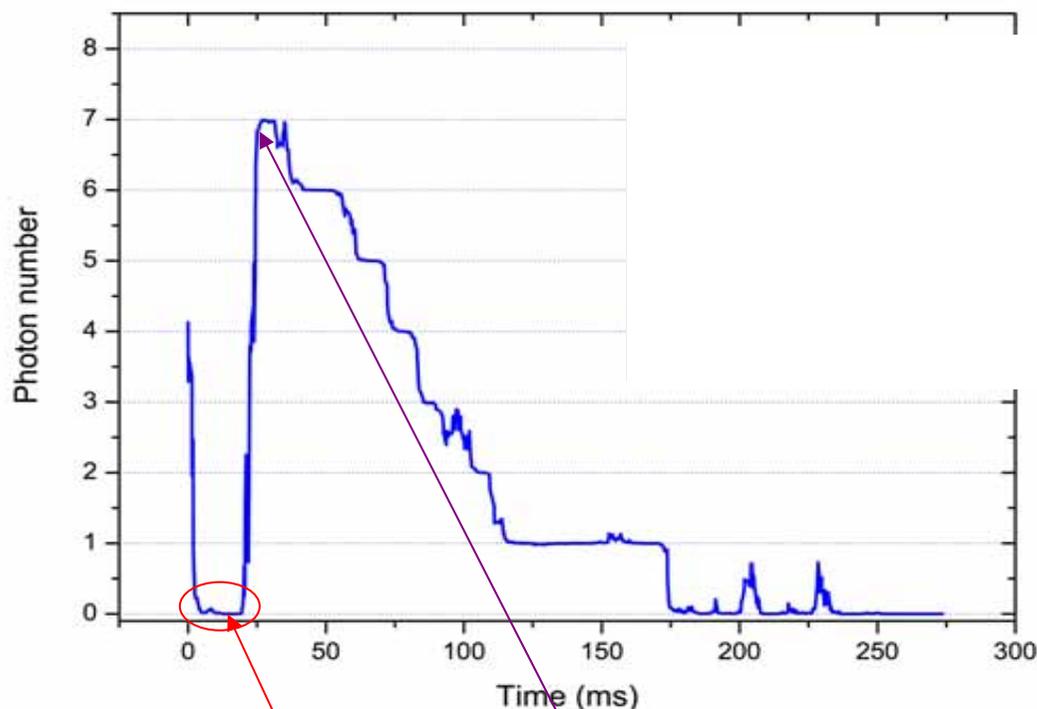
Autres réalisations...



Quatre trajectoires suivant un collapse dans $n=4$

Un processus fondamentalement aléatoire (les durées des marches fluctuent d'une réalisation à l'autre et seules les distributions de leurs probabilités peuvent être calculées)

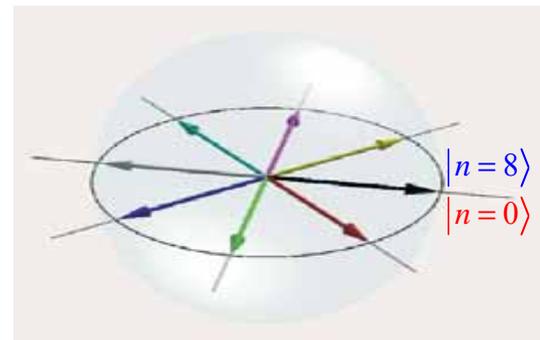
Un état exotique non-classique



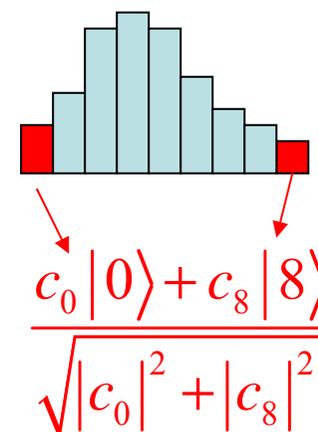
La détection QND modulo 8 projette le champ dans une superposition cohérente du vide et de 8 photons!

Décroissance de l'état:

$$c_0 |0\rangle + c_8 |8\rangle \longrightarrow |7\rangle$$



L'horloge compte n modulo 8 et ne distingue pas 0 de 8



$$\frac{c_0 |0\rangle + c_8 |8\rangle}{\sqrt{|c_0|^2 + |c_8|^2}}$$

La perte de photons augmente l'énergie moyenne!

6.

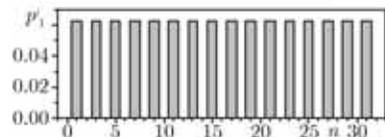
Perspectives

Superpositions
d'états
photoniques...



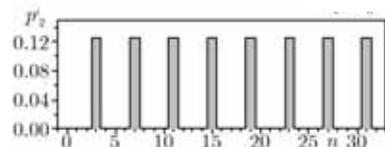
..du type
« chats de
Schrödinger »

Comptage digital optimal: diviser par 2 le déphasage par photon après chaque atome



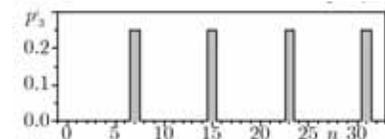
????1

Après le 1^{er} atome (déphasage π par photon), un nombre de photons sur 2 est décimé: une mesure de la parité qui détermine le dernier bit de n en base 2



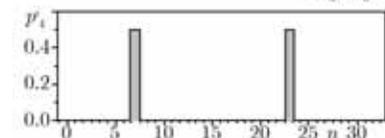
???11

Après le 2nd atome (déphasage $\pi/2$ par photon), un nombre de photons restant sur 2 est décimé: le nombre de photons est compté modulo 4, définissant l'avant dernier bit de n



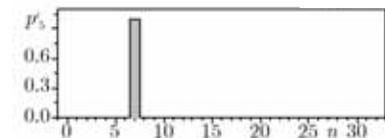
??111

Après le 3^{ème} atome (déphasage $\pi/4$ par photon), le nombre de photons est compté modulo 8, définissant le bit suivant de n



?0111

Après le 4^{ème} atome (déphasage $\pi/8$ par photon), le nombre de photons est compté modulo 16, fixant le bit suivant de n



00111

Après le 5^{ème} atome (déphasage $\pi/16$ par photon), il ne reste plus qu'une valeur de n qui est ainsi défini en notation binaire

$$0 \times 2^4 + 0 \times 2^3 + 1 \times 2^2 + 1 \times 2^1 + 1 \times 2^0 = 7$$

La phase de détection doit être ajustée à chaque pas, en fonction des résultats antérieurs.

Simulation du comptage QND d'un nombre de photons entre 0 et 31 (00000 et 11111 en notation binaire)

Action en retour sur la phase du champ cohérent initial de la mesure QND de n

Distribution de l'amplitude complexe du champ

La phase, observable complémentaire de n est brouillée: action en retour ou «back action»

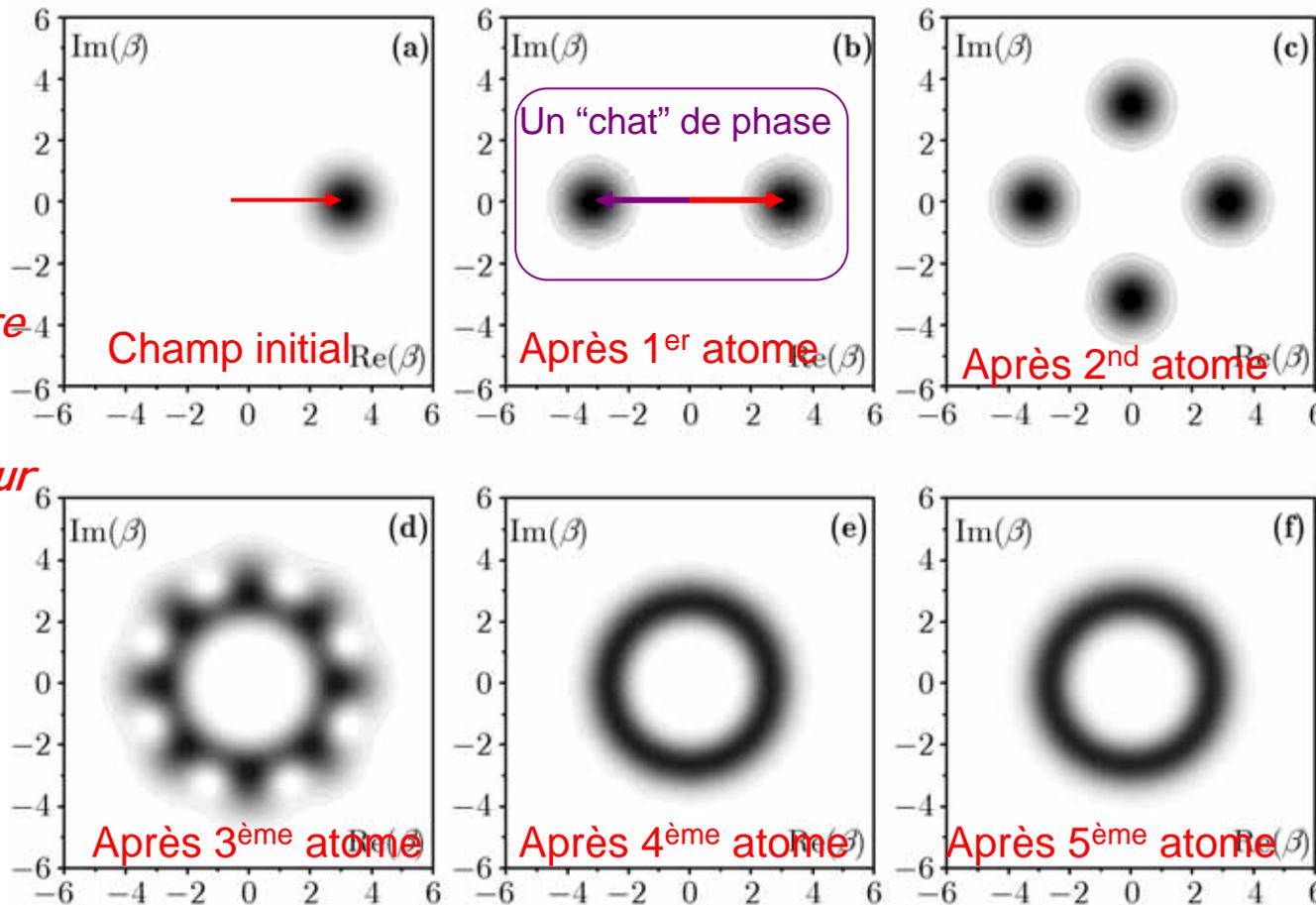
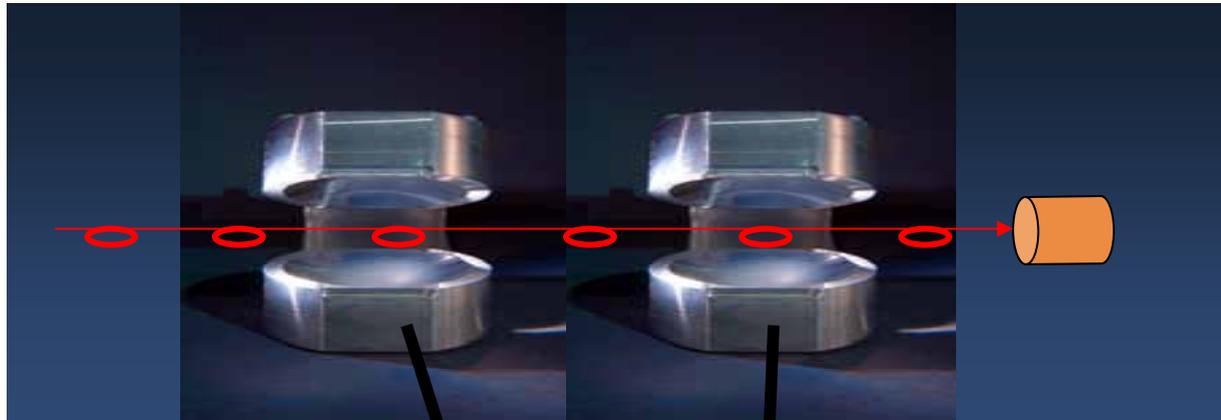


Illustration de l'incertitude phase-nombre de photons et principe de la génération d'états "chat de Schrödinger"

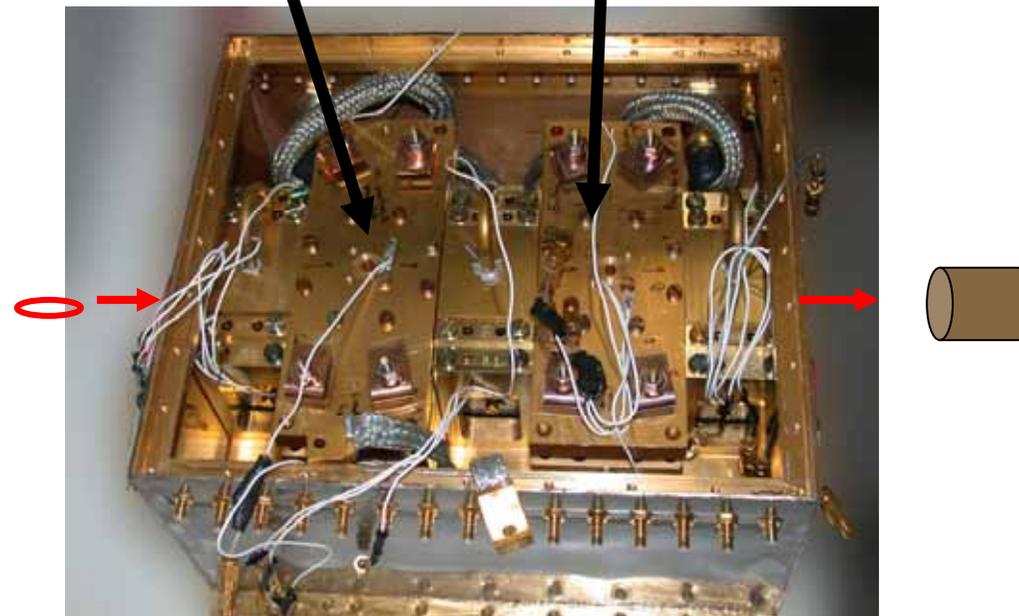
Expériences bientôt généralisées à deux cavités pour études de la non-localité sur des états mésoscopiques

Davidovich et al,
PRL, 71, 2360
(1993)

Davidovich et al,
PRA, 53, 1295
(1996)



*P.Milman et al,
EPJD, 32,233
(2005)*



Le photon n'est pas condamné à périr à la détection!

Le développement des cavités micro-onde de super Q ouvre la voie à une **nouvelle manière de "voir" la lumière:**

Des photons uniques peuvent être observés continûment sur des temps macroscopiques sans être détruits. Le champ "piégé" devient ainsi un objet d'étude. Ses trajectoires "stochastiques" deviennent observables.

En terme d'information, le contrôle par un photon de l'état d'un atome décrit **l'opération d'une porte logique quantique**. Mesurer le champ d'une façon QND revient ainsi à faire de l'information quantique...en opérant en succession des centaines de portes..

Plusieurs photons peuvent être comptés de façon QND. L'effondrement progressif de la fonction d'onde du champ dans une mesure continue est observé pour la première fois. L'expérience génère des états à nombre de photons définis (états de Fock) et **d'autres états non-classiques**.

Dans un comptage QND de photons, la phase du champ (variable complémentaire) subit une action en retour conduisant à la génération d'états de type "chats de Schrödinger" dont la décohérence pourra être analysée en détails. Exploration de la frontière quantique-classique.

Les expériences seront bientôt étendues à deux cavités (non-localité dans des systèmes mésoscopiques de plusieurs particules)



Emis

Paris Cavity QED group



S. H.

Jean-Michel Raimond

Michel Brune



CQED Experiments

efan Kuhr

Dotsenko

S. Gleyzes

C.Guerlin

J.Bernu

S.Deléglise

C.Sayrin

U. Busk Hoff

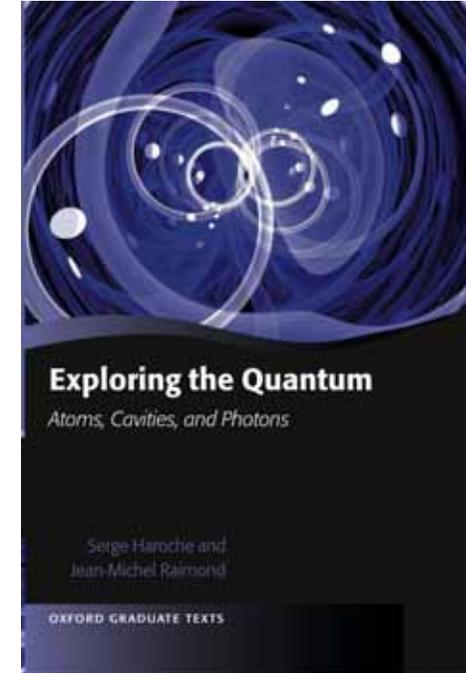
Superconducting atom chips

Gilles Nogues

A.Lupascu

T.Nirrengarten

A.Emmert C.Roux



Exploring the Quantum
Atoms, cavities and Photons

S.Haroche and J-M.Raimond

Oxford University Press

*F.Schmidt-Kaler, E.Hagley, C.Wunderlich, P.Milman, A. Qarry,
F.Bernardot, P.Nussenzweig, A.Maali, J.Dreyer, X.Maître,
A.Rauschenbeutel, P.Bertet, S.Osnaghi, A.Auffeves, T.Meunier, P.Maioli,
P.Hyafil, J.Mosley*





S.Gleyzes

S.Kuhr



C.Guerlin

S.Deléglyze

J.Bernu

C.Sayrin