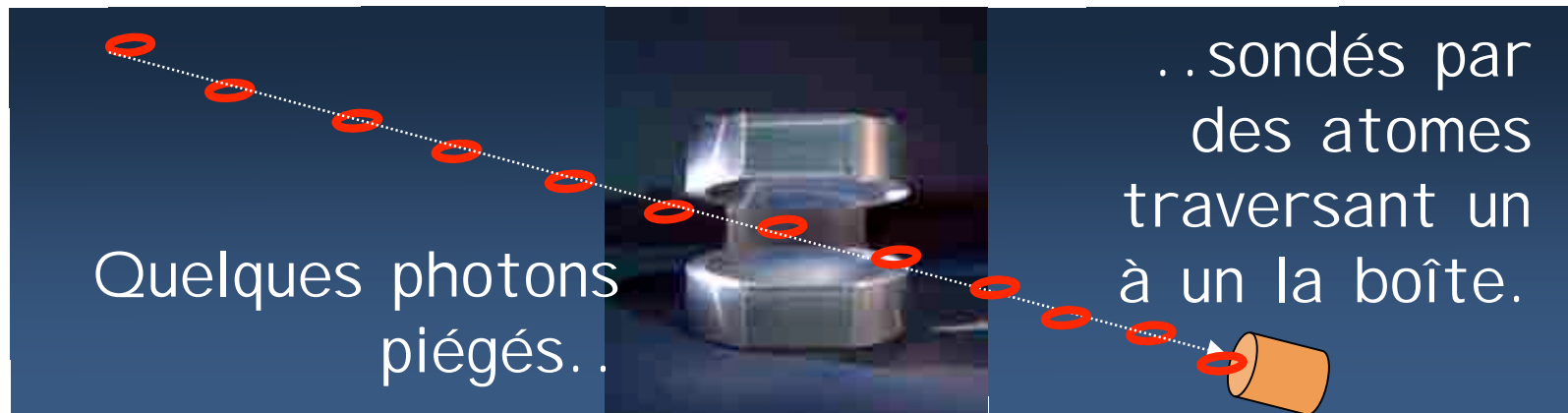


Tests fondamentaux de physique quantique dans une boîte à photons

IAP, 12 Mars 2010

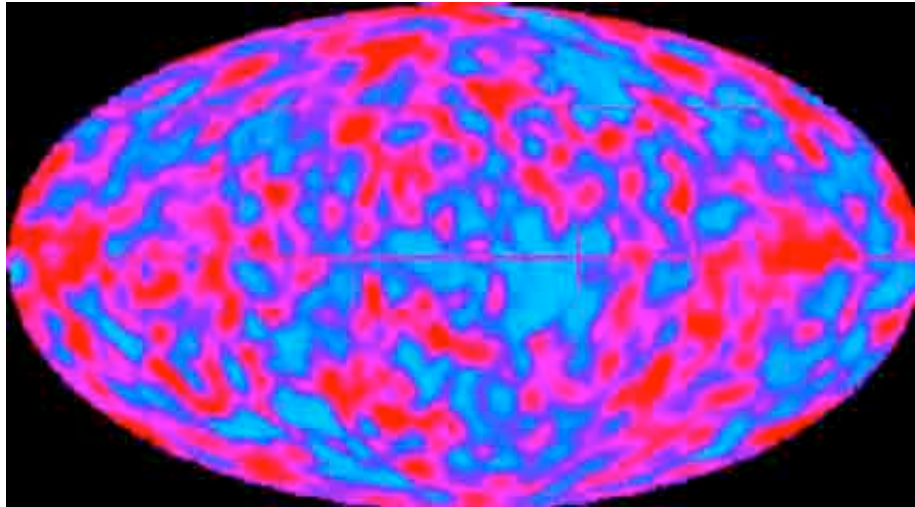


*Tests de la théorie quantique de la mesure
&*

exploration de la frontière quantique-classique

*Un "laboratoire idéal" pour tester des effets
susceptibles d'applications en information quantique*

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*

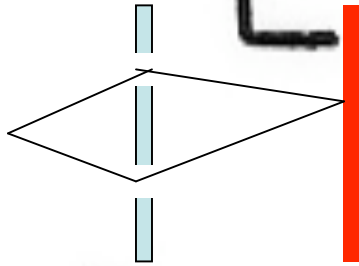
Dans l'espace libre il est éternel....

...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 »

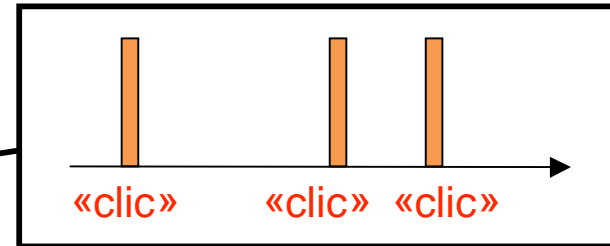
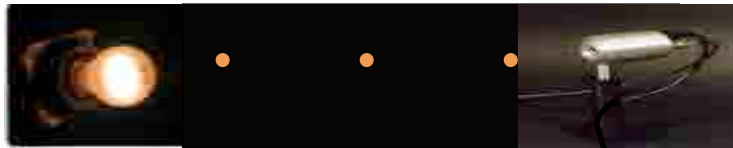
LIGHT IS A



Ambigramme de Douglas Hofstadter

WTFIVE!

La détection des photons: chronique d'une mort annoncée



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

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

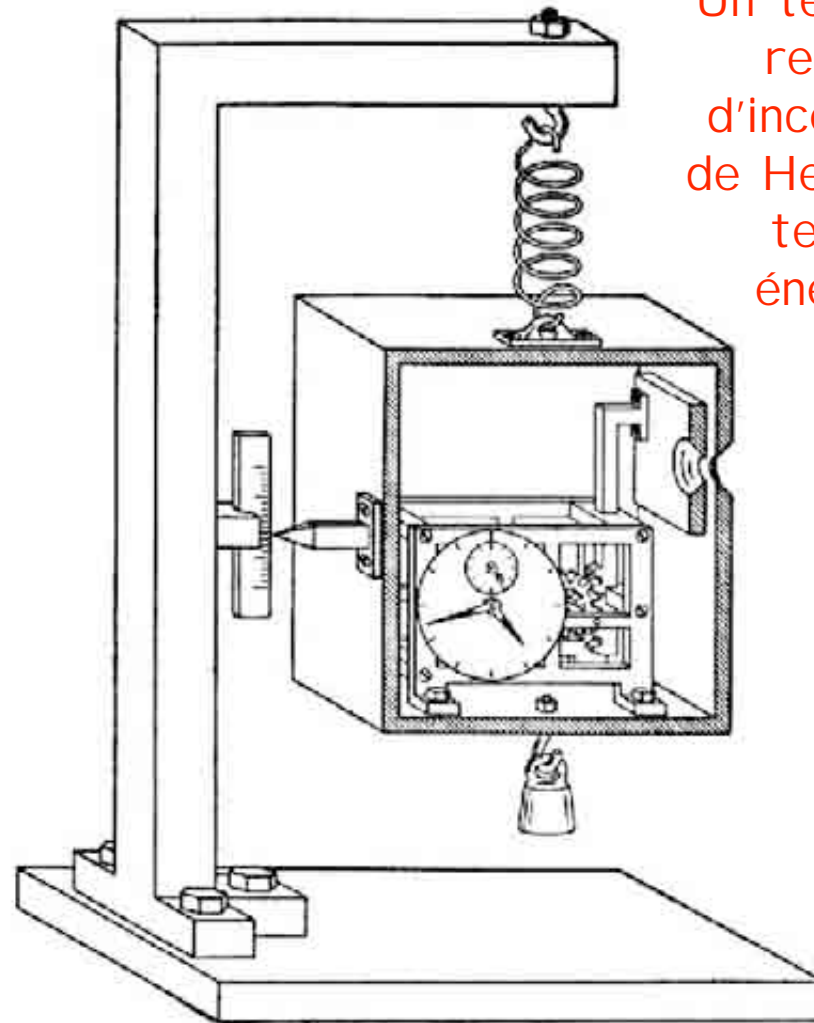
Une mesure Quantique Non-Destructive (QND) réaliserait:

$$1 \xrightarrow{\text{clic}} 1 \xrightarrow{\text{clic}} 1 \xrightarrow{\text{clic}} \dots \xrightarrow{\text{clic}} 1 \quad ?$$

Il faut un détecteur transparent sensible à un seul photon...

...et une boîte gardant très longtemps les photons en vie

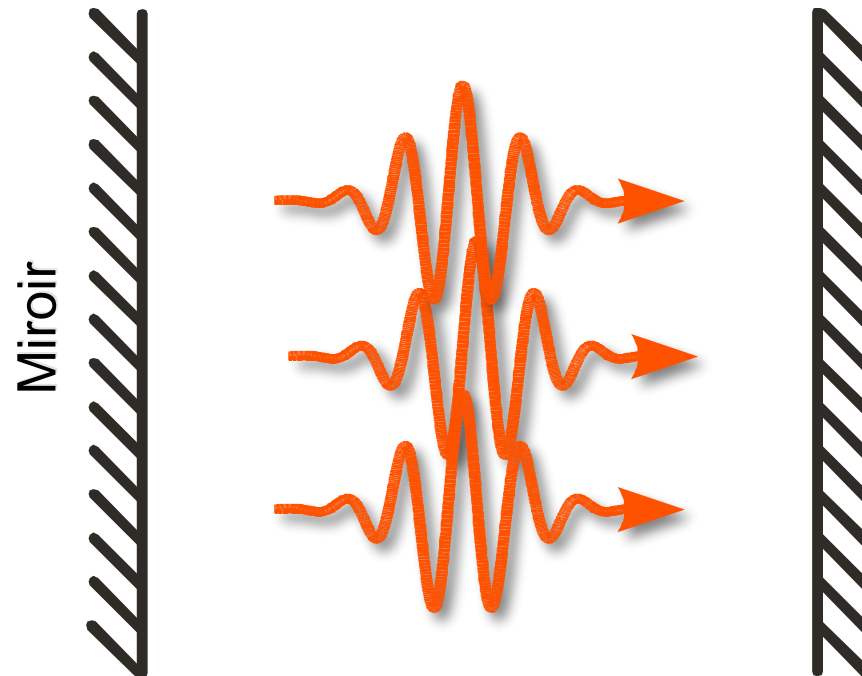
Notre expérience est une version moderne et réelle de l'expérience de pensée d'Einstein et Bohr...



Un test de la relation d'incertitude de Heisenberg temps-énergie?

Piéger un photon

Résonateur Fabry-Pérot



Exigences: réflexion (quasi)-**parfaite** sur les miroirs !!!
(**ni** absorption, **ni** transmission, **ni** diffusion)

L'Électrodynamique quantique en cavité:

une scène pour mettre en scène l'interaction
matière-rayonnement au niveau le plus fondamental

Un **atome** interagit avec
un (ou quelques) **photon(s)**
dans une boîte

Une **suite d'atomes** traverse la
cavité, se couple avec le champ et
emporte de l'information sur la
lumière

Les photons réfléchis sur les
miroirs repassent un très
grand nombre de fois sur
l'atome: la cavité amplifie de
façon spectaculaire le
couplage **matière-lumière**



Les meilleurs
miroirs au
monde: plus
d'un milliard
de rebonds et
un parcours
replié de
40000 km
pour la
lumière!
Photons
piégés
pendant plus
d'un dixième
de seconde!

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)

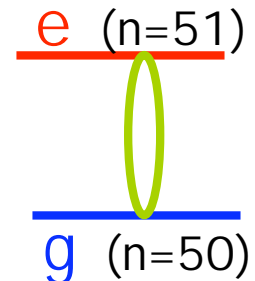
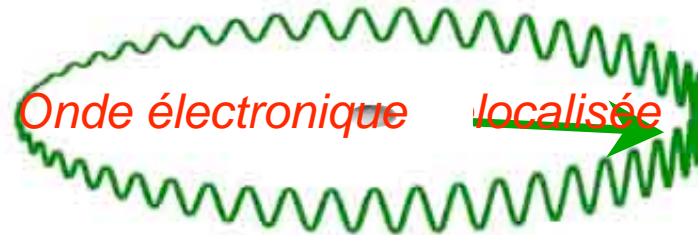
We describe a new quantum nondemolition method to monitor the number N of photons in a microwave cavity. We propose coupling the field to a quasis resonant beam of Rydberg atoms and measuring the resulting phase shift of the atom wave function by the Ramsey separated-oscillatory-fields technique. The detection of a sequence of atoms reduces the field into a Fock state. With realistic Rydberg atom-cavity systems, small-photon-number states down to $N=0$ could be prepared and continuously monitored.

un projet à très long terme!

Les atomes de Rydberg traversant la cavité sont de petites horloges atomiques ultra-sensibles à la lumière (micro-onde). La détection du retard de ces horloges permet de compter les photons un à un...

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

Atome dans état de Rydberg:
électron sur orbite géante de
1 dixième de micron de diamètre



Atome dans état fondamental:
électron sur orbite de
diamètre de l'ordre de 10^{-10} m

*L'électron est localisé sur son orbite
par une impulsion micro-onde
superposant deux états de Rydberg
voisins e et g : $|e\rangle \rightarrow |e\rangle + |g\rangle$*

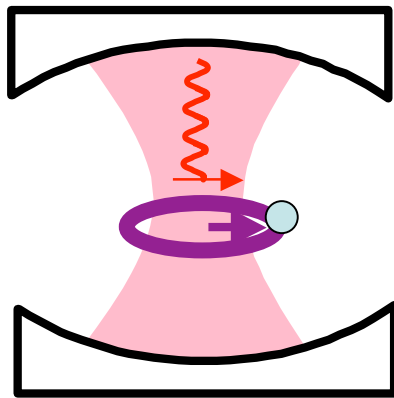
Le paquet électronique localisé tourne autour du noyau à la fréquence de transition entre les deux états (51 GHz) comme une aiguille d'horloge sur un cadran.

En présence de photons non-résonnants, cette fréquence est légèrement modifiée, ce qui retarde l'horloge

Comment la lumière perturbe l'horloge

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

...mais le champ électrique associé aux photons piégés déplace les niveaux d'énergie (**light-shift**) et perturbe la rotation de l'aiguille atomique...



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

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

Le champ électrique d'un photon, environ cent million de fois plus petit que le champ de Coulomb vu par l'électron de Rydberg, modifie légèrement la fréquence de l'horloge.

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

Un seul photon peut retarder l'horloge d' une seconde/mois

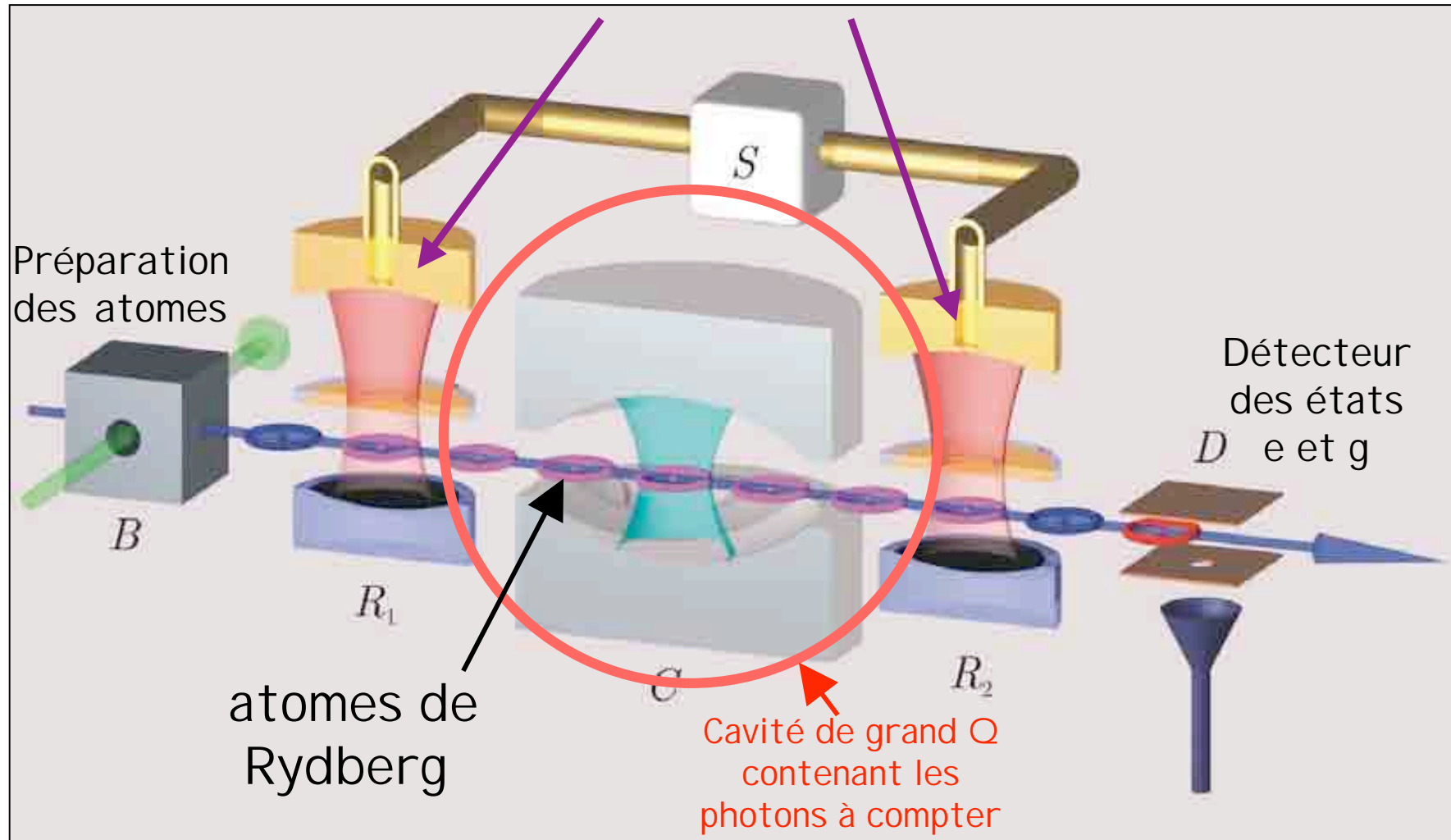
$$\left[\Delta\nu_{\text{at}} \right]_{\text{par photon}} = 4.10^{-7} \nu_{\text{at}} = 20 \text{ kHz} \longrightarrow \left[\Delta\Phi_{\text{at}} \right]_{\text{par photon}} = 2\pi \Delta\nu_{\text{at}} \cdot t_{\text{transit}} = \pi$$

Pendant que l'atome traverse la cavité (30 μs), l'aiguille fait 1.5 millions de tours et un photon la déphase d'un demi tour. Un déphasage par photon plus petit est réalisé en augmentant δ .

Compter les photons avec une horloge atomique

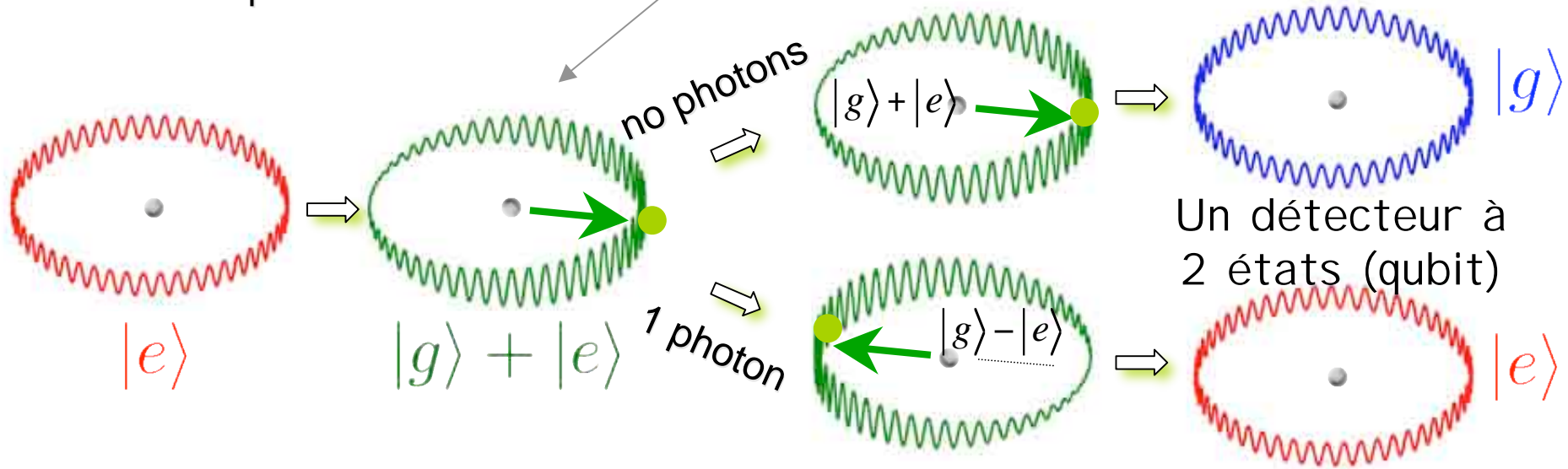
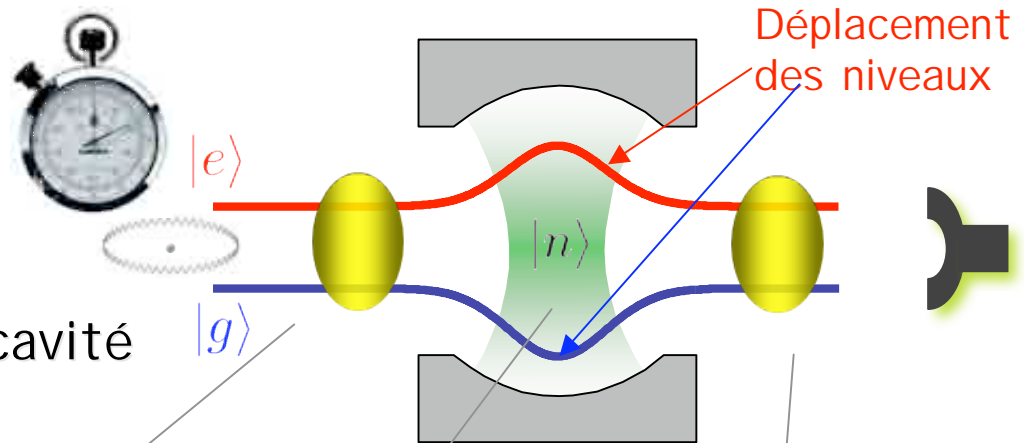
La lumière, piégée dans une cavité à l'intérieur de l'horloge, modifie, sans être absorbée, la fréquence de rotation de « l'électron-aiguille »

Impulsions micro-onde localisant l'électron sur son orbite puis détectant sa position



Mesure de la phase de l'horloge ($n=0$ ou 1)

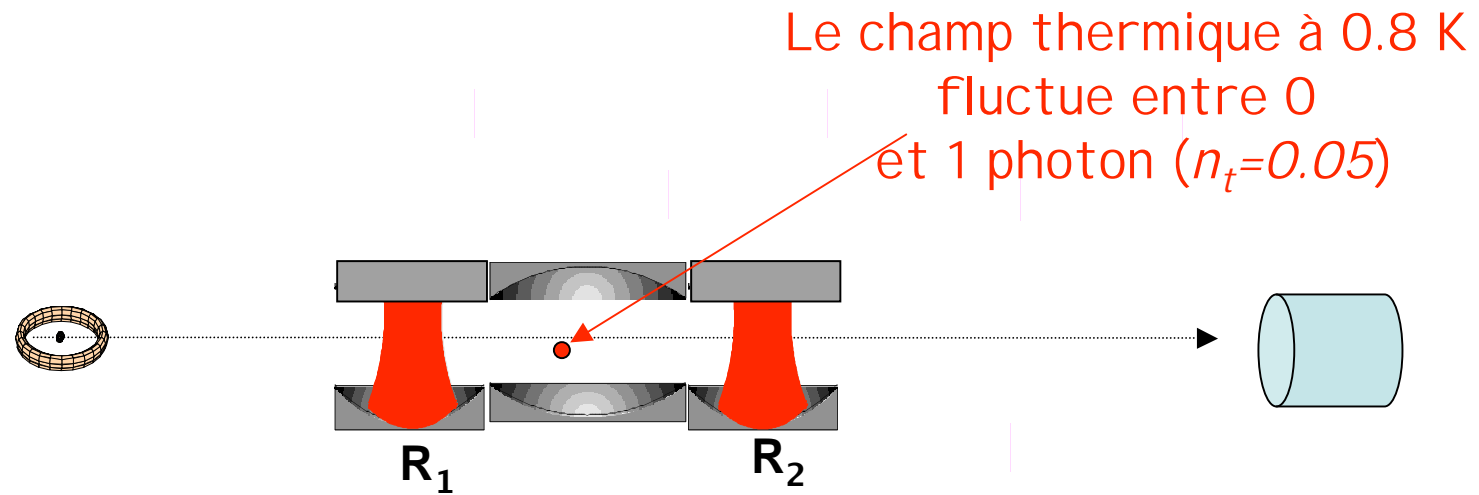
1. Déclenchement de l' horloge:
Impulsion micro-onde
2. Déphasage de l'horloge:
interaction avec le champ de la cavité
3. Mesure de l'horloge:
Seconde impulsion et détection de l'état atomique



Déphasage par photon $\varphi_0 = \pi$

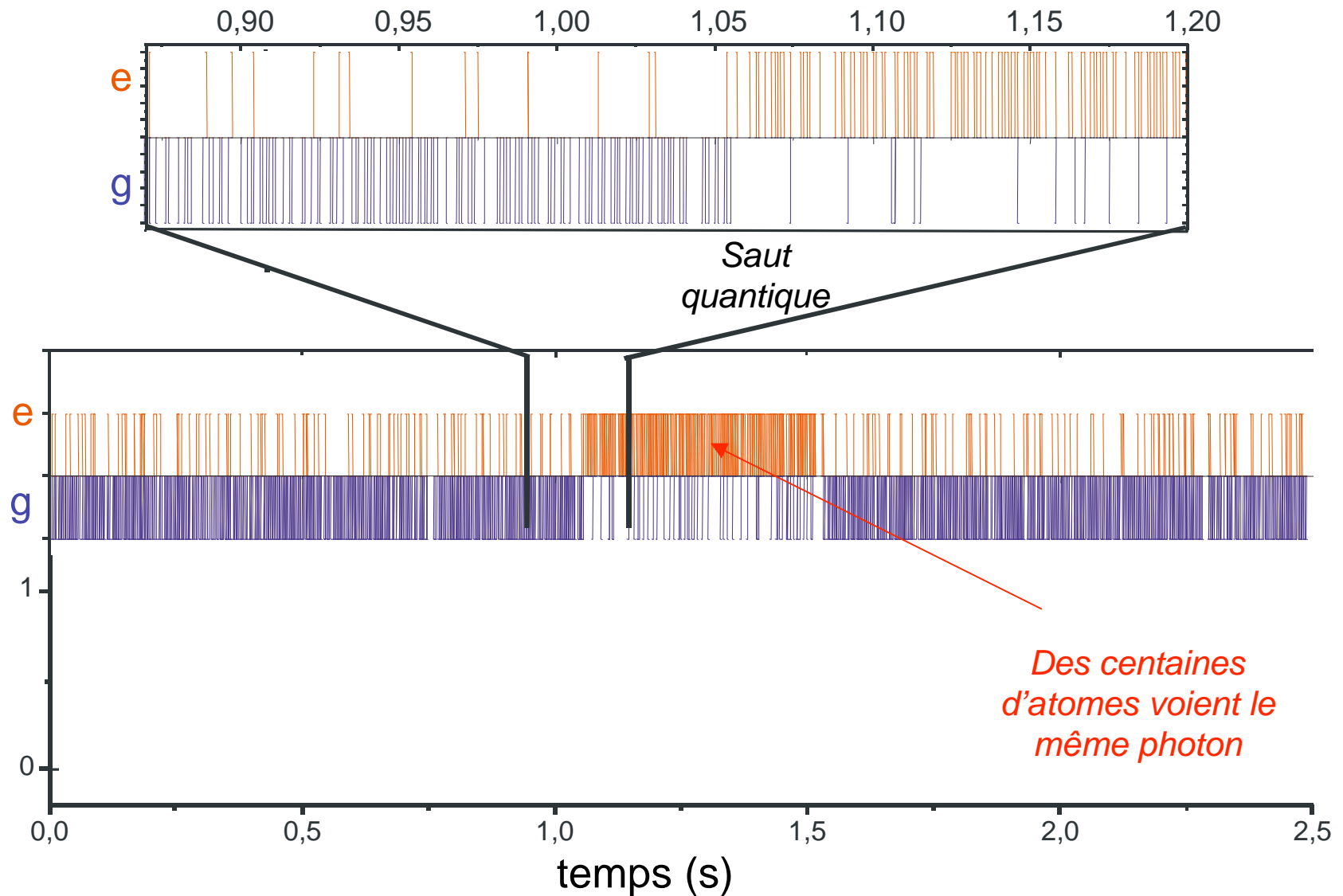
Etat atomique (e/g) corrélé au nombre de photons (1/0)

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

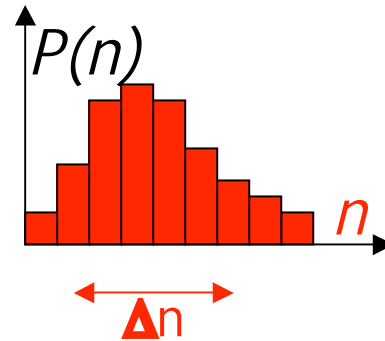


e ou *g*?

Naissance, vie et mort d'un photon



Mesure QND d'un nombre de photons arbitraire: projection progressive du champ



Un état cohérent
(Glauber state)
a un nombre de
photons incertain:
 $\Delta n \Delta \phi \geq 1/2$
(Heisenberg)

Un petit champ cohérent avec une distribution de Poisson ($0 \leq n \leq 7$) est initialement injecté dans la cavité et le nombre de photons est « lu » de façon QND par une succession d'atomes « horloges »...

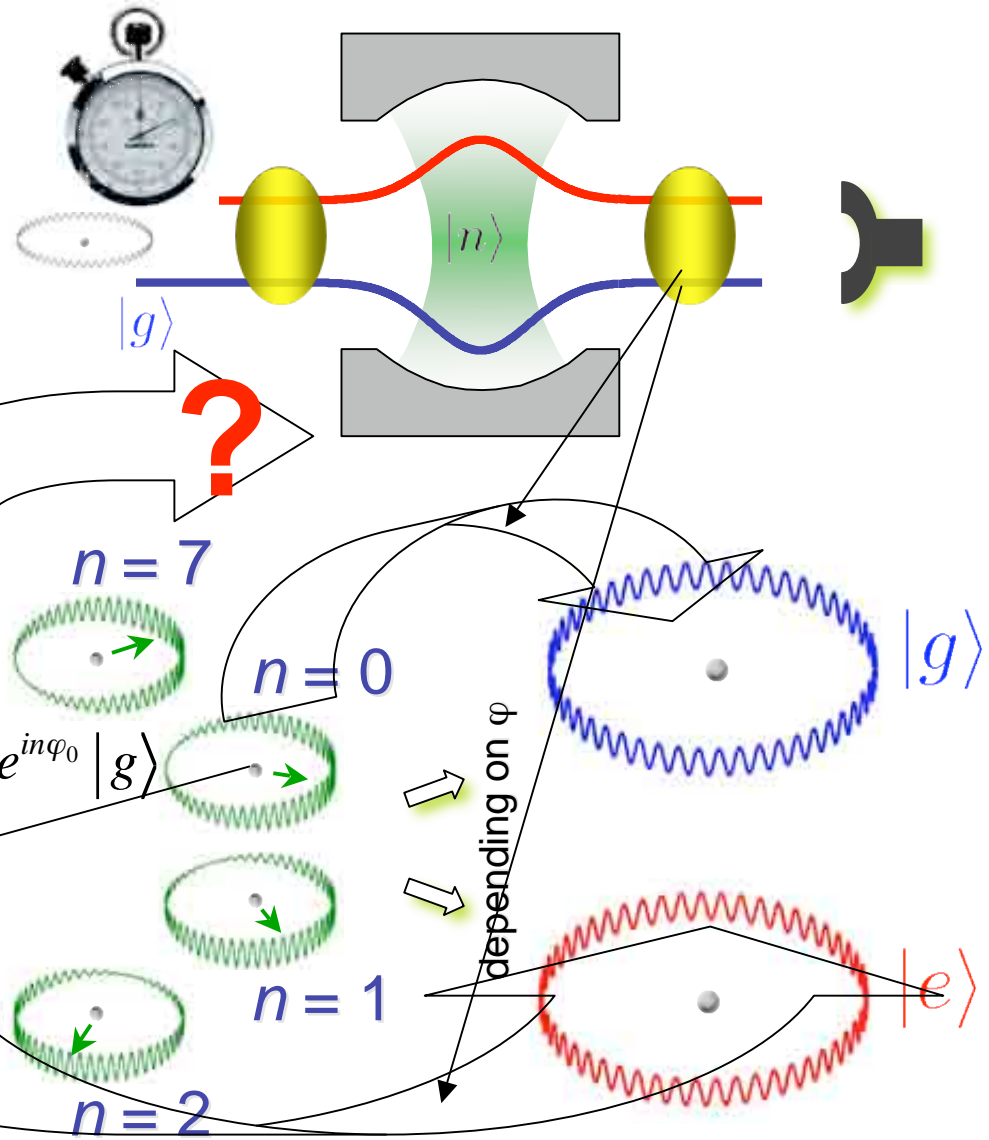
L'expérience illustre sur la lumière les trois postulats de la mesure: projection de l'état du champ, statistique des résultats, répétabilité de la mesure...

Compter n photons

Déphasage par photon $\varphi_0 < \pi$,
Par exemple, $\varphi_0 = \pi/4$



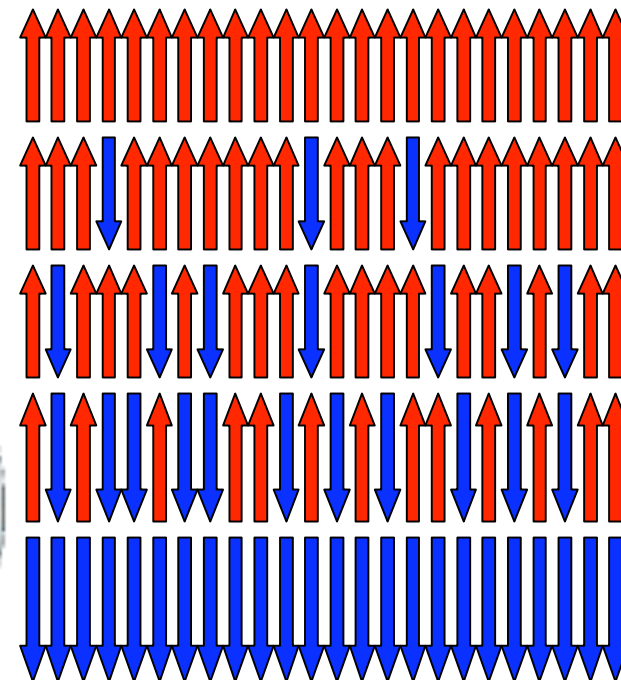
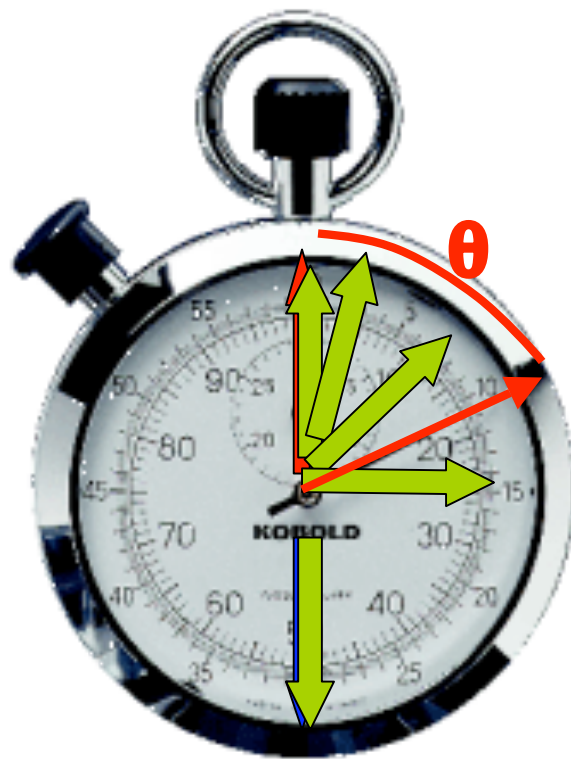
Compte jusqu'à 7 photons



La mesure donne une information binaire et ne permet pas de distinguer avec un atome plus de deux nombres de photons...

Comment lire une horloge 'binaire' dont l'aiguille est projetée dans 2 directions opposées, avec les probabilités binomiales $p(\theta) = 1 - q(\theta) = \cos^2(\theta/2)$

La suite de lectures binaires tend vers n partitions différentes, correspondant aux nombres de photons 0,1...n-1



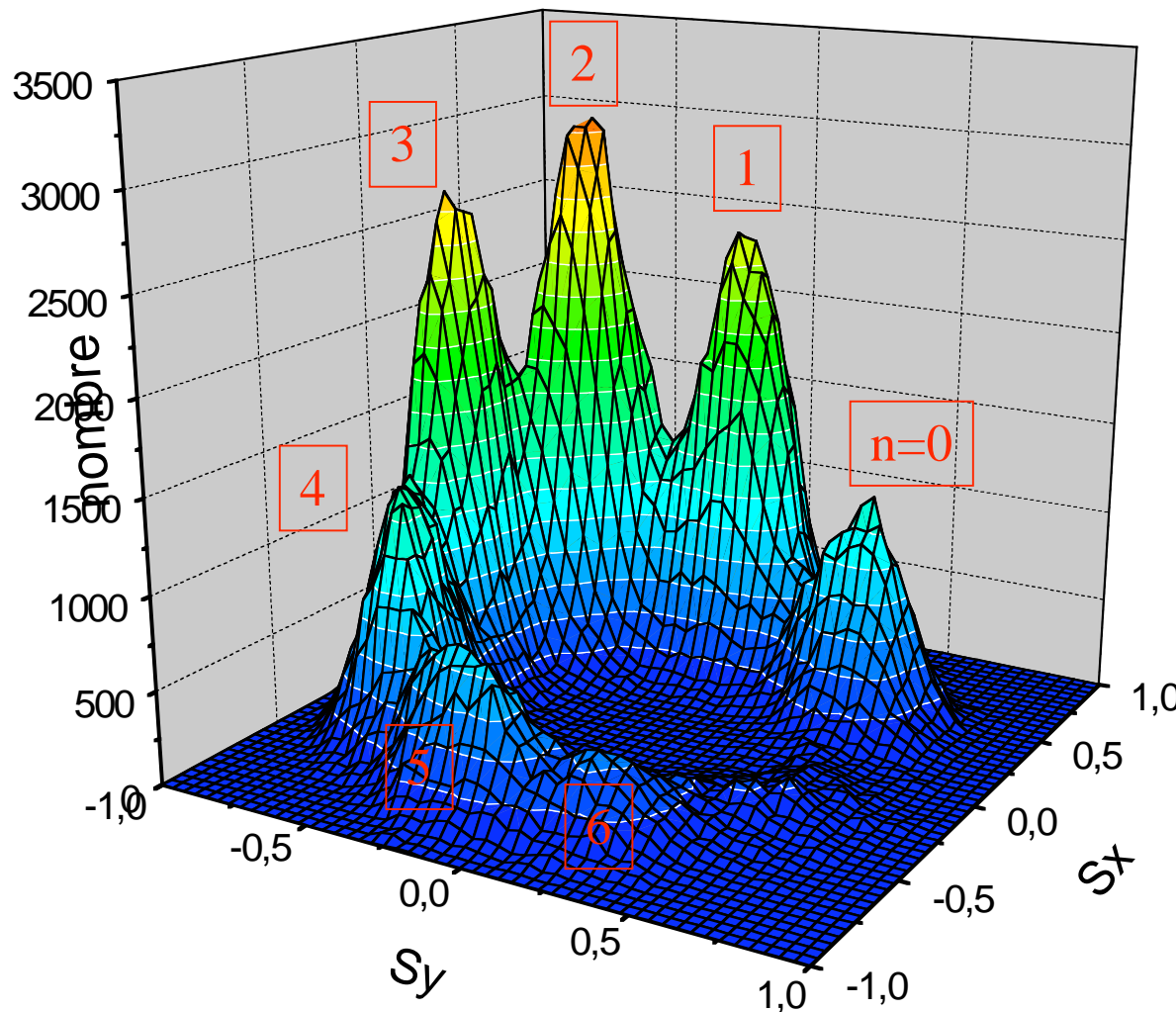
Le caractère QND est essentiel!

On fait une lecture sur un ensemble d'horloges identiques. La statistique des résultats permet de déterminer $p(\theta)$, donc θ (c-à-d le nombre de photons qui a retardé l'horloge atomique).

Il faut en pratique ~50 atomes pour discriminer les nombres de photons de 0 à 7.

La mesure se révèle progressivement (loi de Bayes-Laplace)

Histogramme des directions de l'aiguille atomique après accumulation d'assez de mesures



Les qubits pointent dans des directions discrètes:

Chaque pic correspond à un nombre de photons

$$\langle n \rangle = 2.4 \text{ photons}$$

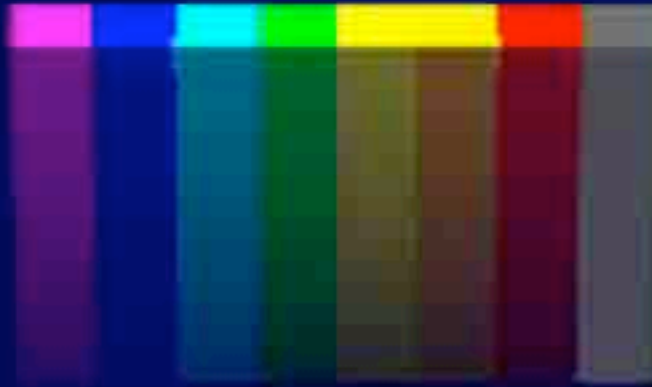
⇒ Une sorte d'expérience de Stern-Gerlach donnant une preuve directe de la quantification du champ

Une projection progressive sur une réalisation unique:

Qui va gagner la course?

La loi de Bayes
en action...

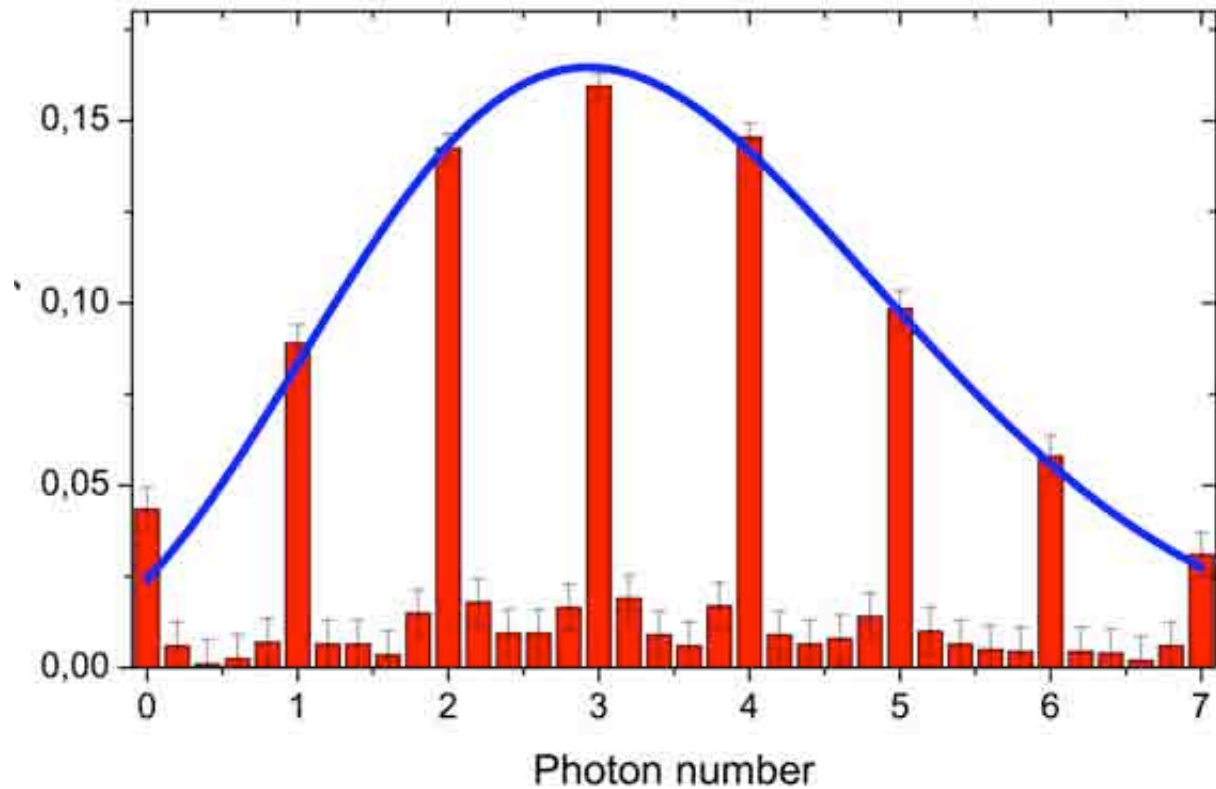
$n = 7 \quad 6 \quad 5 \quad 4 \quad 3 \quad 2 \quad 1 \quad 0$



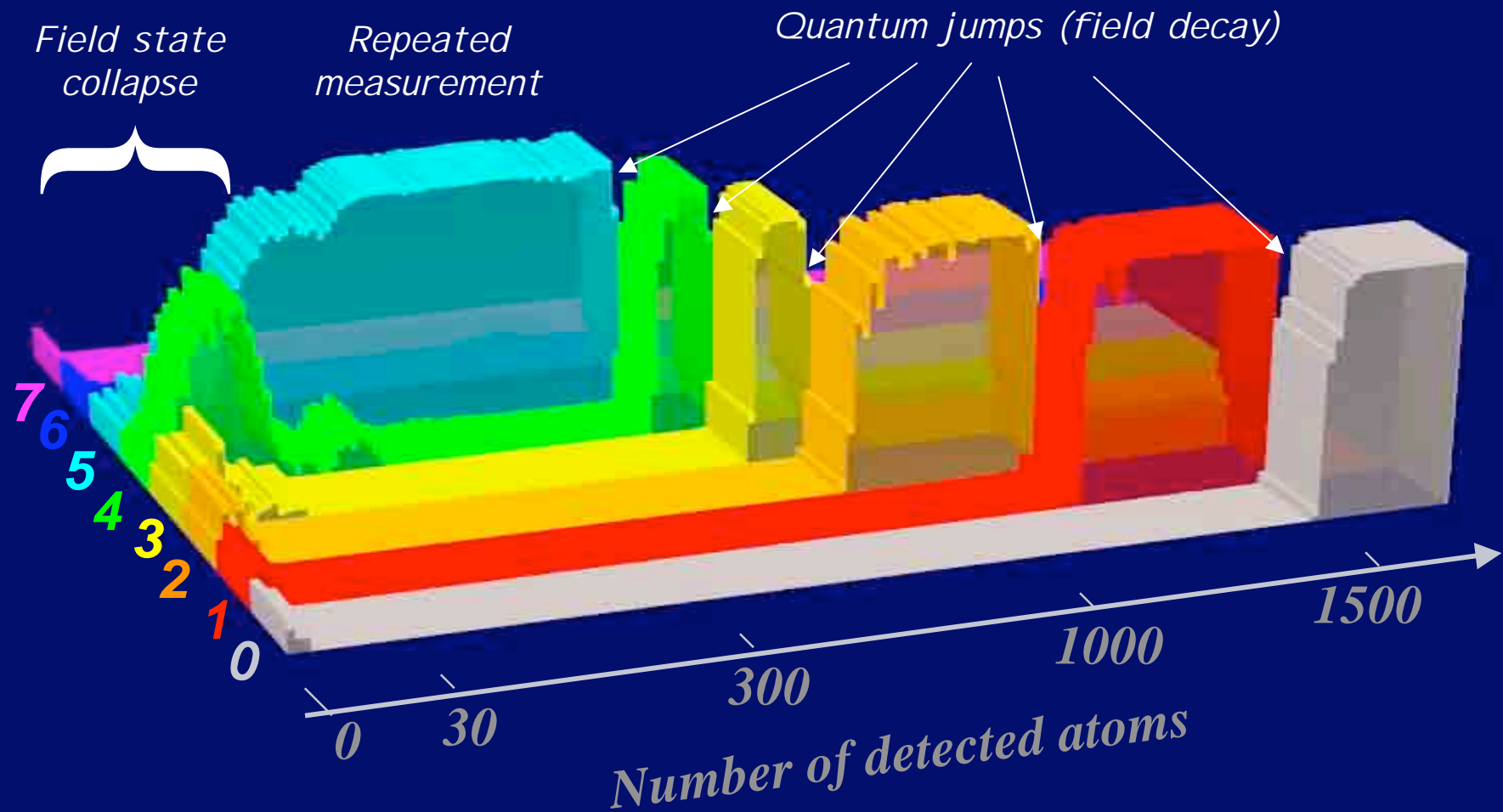
Analyse statistique de 2000 séquences: histogramme des nombres de photons obtenus

Un champ
cohérent a une
distribution de
Poisson du
nombre de
photons.

La mesure de n
ne dit rien des
cohérences
quantiques entre
états n et n' , qui
décrivent la
phase du champ
(voir plus loin)

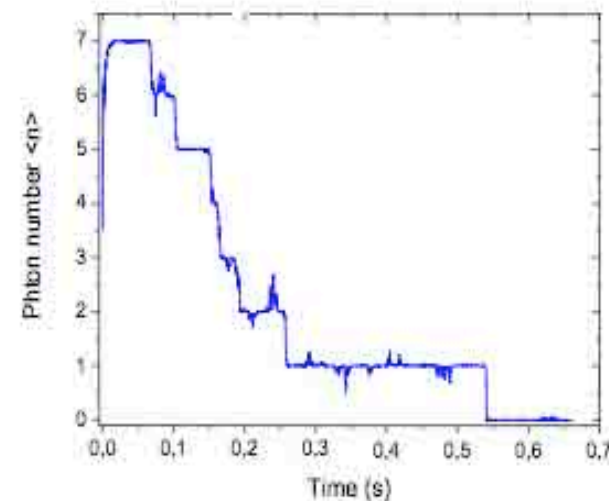
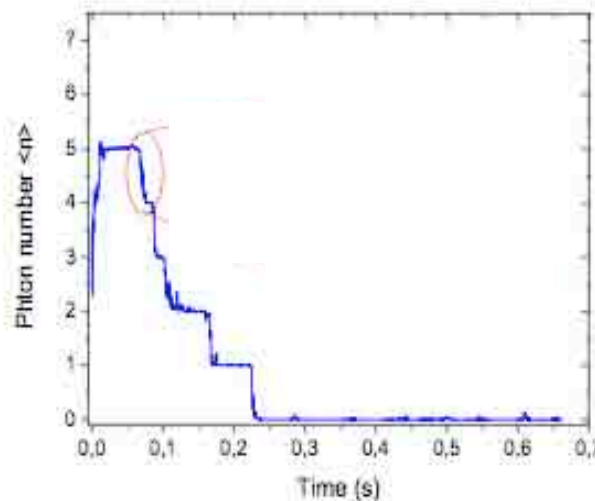


Evolution of the photon number probability distribution in a single measuring sequence over a long time interval



Single realization of field trajectory: real Monte Carlo

Trajectoires de nombres de photons



$$\Delta E_n = n\hbar\Delta\nu_{cav} = \frac{n\hbar}{T_{cav}}$$

$$\Delta T_n = \frac{T_{cav}}{n}$$

$$\Delta E_n \Delta T_n = \hbar$$

*Relation
d'incertitude
de
Heisenberg*

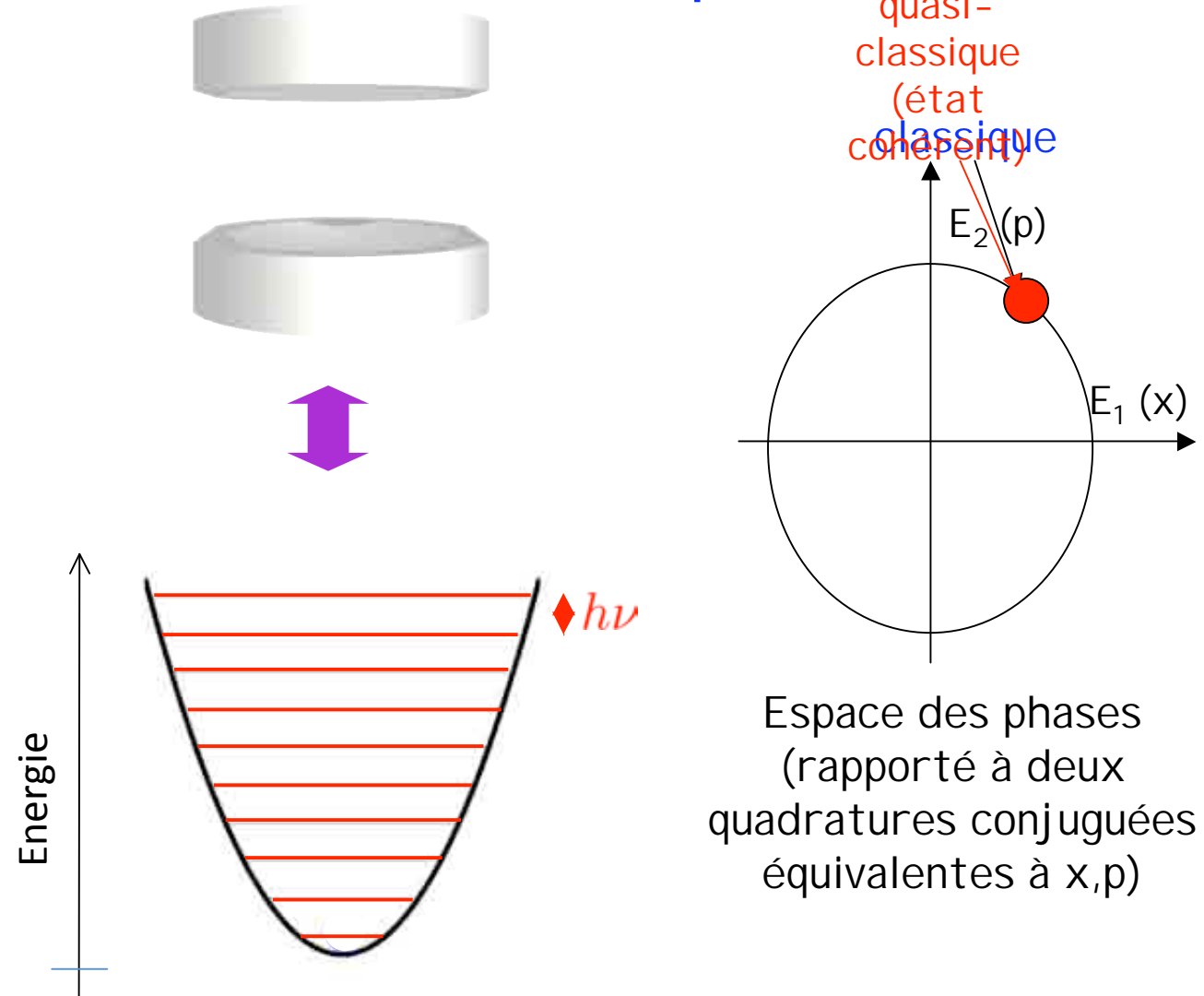
Un processus aléatoire (la durée des marches fluctue et seule leur statistique est prédictible). L'incertitude sur la durée de vie des photons est liée à celle sur la fréquence du champ (Heisenberg). Voir Brune, Bernu, Deléglise, Sayrin, Guerlin, Dotsenko, Raimond & Haroche, Phys.Rev.Lett. 101, 240402 (2008))

L'état du champ contient beaucoup plus d'information que la simple distribution du nombre de photons...

Préparer et reconstruire des états non-classiques du champ et étudier leur évolution dans le temps: une étude de la décohérence et de la frontière classique-quantique



Un mode du champ électromagnétique est un oscillateur harmonique



La description de l'état le plus général du champ est donnée par sa fonction de Wigner dans l'espace des phases

Description générale de l'état du champ par opérateur densité et par fonction de Wigner

Cas pur:

$$|\Psi\rangle = \sum_n C_n |n\rangle$$

Mélange statistique et opérateur densité:

$$\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i| \quad (\sum_i p_i = 1)$$

Le cas pur est un cas particulier $\rightarrow \rho$ est un projecteur: tous les p_i nuls sauf 1

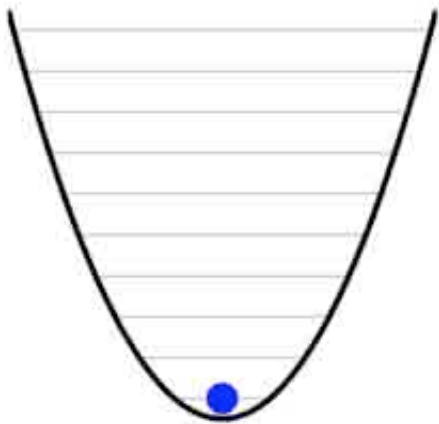
Fonction de Wigner dans l'espace des phases:

$$W(x, p) = \frac{1}{\pi} \int \rho_{x+\frac{u}{2}, x-\frac{u}{2}} e^{-2ipu} du$$

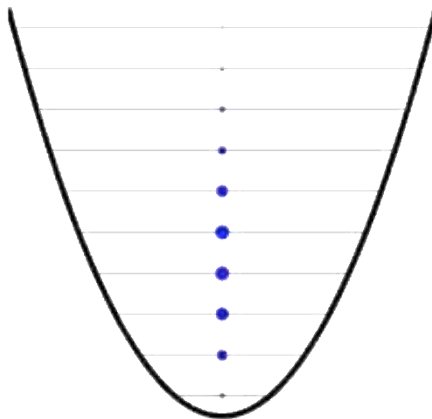
L'opérateur densité ρ et la fonction de Wigner réelle $W(\alpha=x+ip)$ se déduisent l'un de l'autre par une formule mathématique et contiennent la même information, définissant complètement l'état du champ.

Quelques états purs

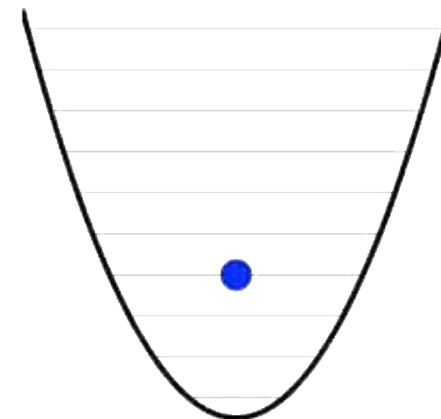
Etat vide



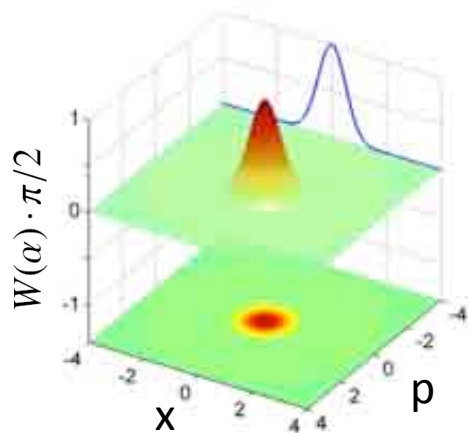
Etat cohérent



Etat de Fock (état nombre)



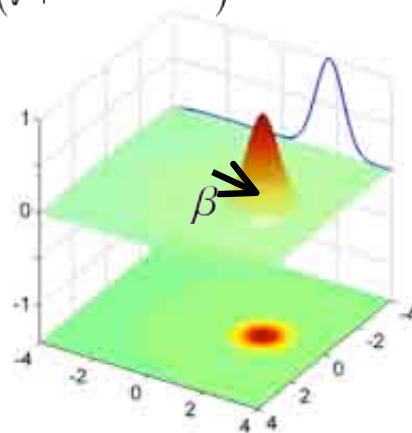
$|0\rangle$



$$\alpha = x + ip$$

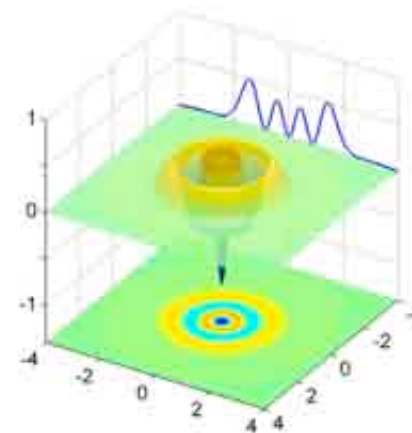
$$|\beta\rangle = e^{-|\beta|^2/2} \sum_n \frac{\beta^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$$

$(|\beta|^2 = \bar{n} = 3)$



Vide translaté

$|n\rangle$ ($n=3$)



Etat chat de Schrödinger

Chat de Schrödinger

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta\rangle + |-\beta\rangle]$$

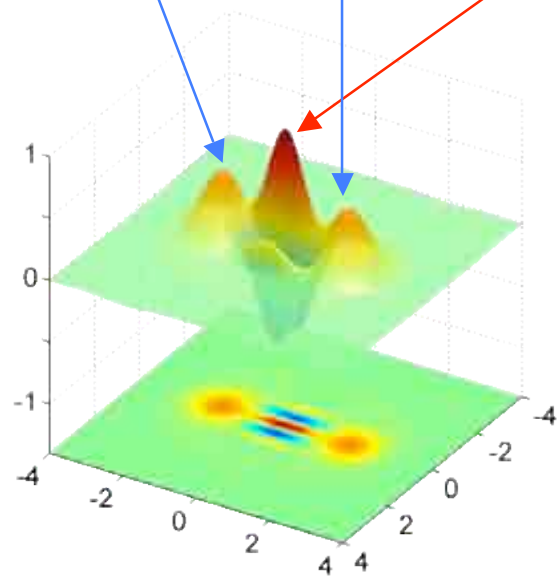
$$\rho_{\text{chat}} = \frac{(|\beta\rangle + |-\beta\rangle)(\langle\beta| + \langle-\beta|)}{2}$$

$$= \frac{|\beta\rangle\langle\beta| + |-\beta\rangle\langle-\beta| + |\beta\rangle\langle-\beta| + |-\beta\rangle\langle\beta|}{2}$$

\neq

Mélange statistique

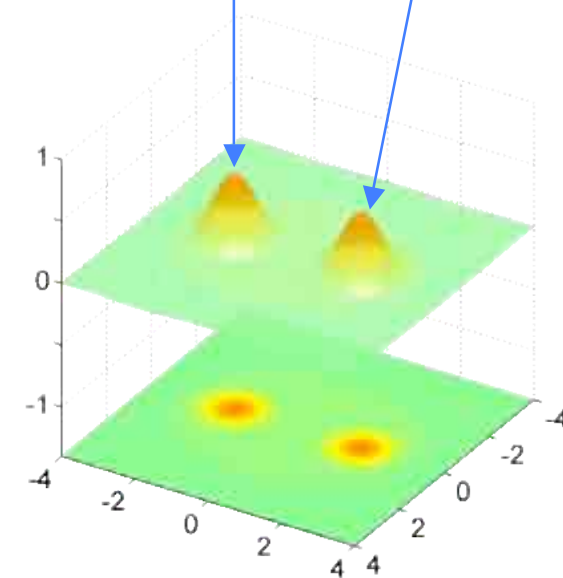
$$\rho_{\text{mélange}} = \frac{|\beta\rangle\langle\beta| + |-\beta\rangle\langle-\beta|}{2}$$



Etat quantique



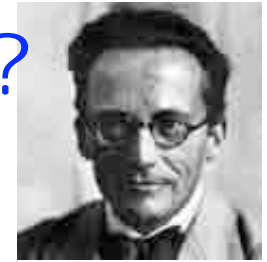
décohérence



Etat classique

Les états non-classiques se manifestent par des fonctions de Wigner oscillantes, prenant des valeurs négatives (interférence quantique).

Superpositions d'états macroscopiques? Le paradoxe du Chat de Schrödinger:



$$a_{\text{vivant}} | \text{chat vivant} \rangle + b_{\text{mort}} | \text{chat mort} \rangle$$



un grand système couplé à un seul atome finit dans un état de superposition étrange...

L 'environnement (molécules , photons thermiques..)

s 'intrique avec le système et emporte de l'information sur son état, détruisant les superpositions quantiques

(analogue à l 'observation du chemin de la particule dans un interféromètre)

Décohérence d 'autant plus rapide que le système est plus gros

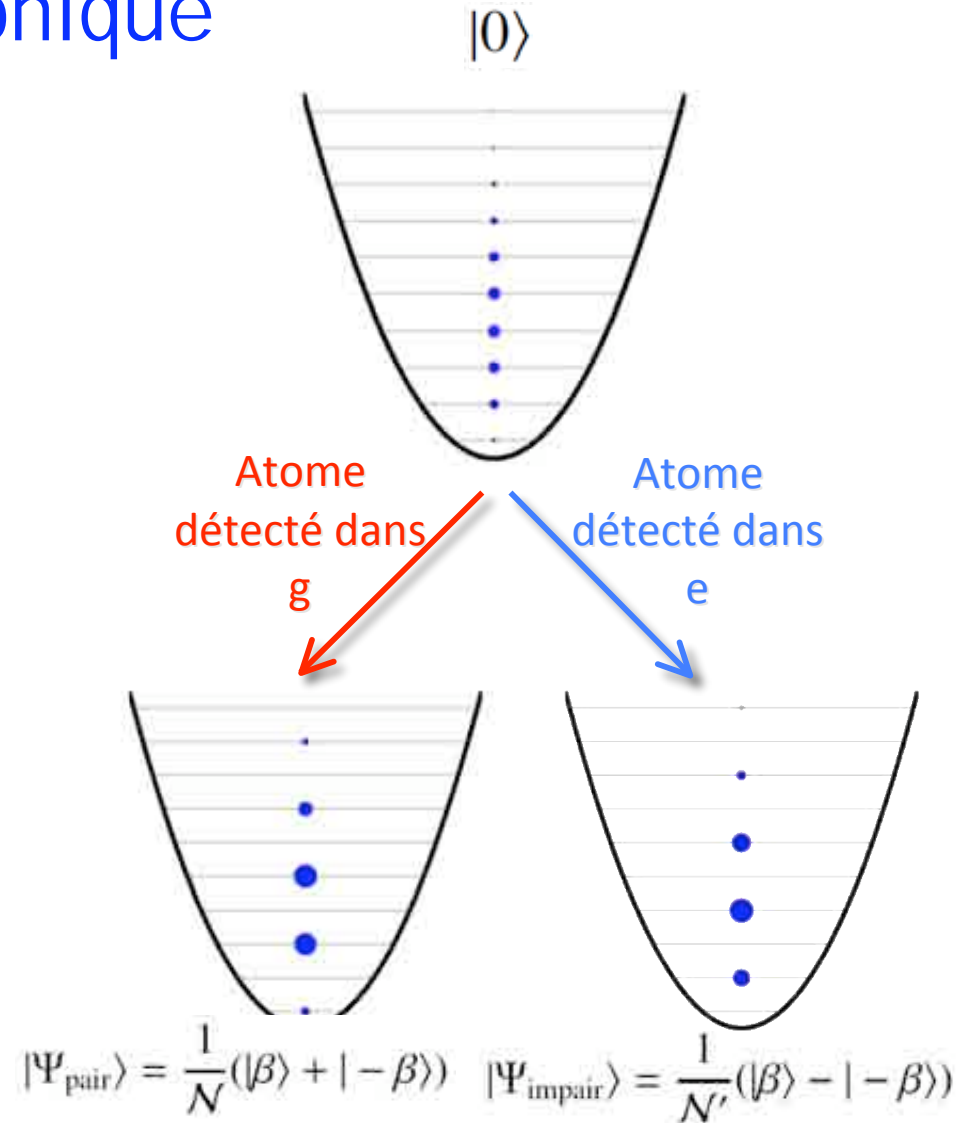
Préparation d'un chat de Schrödinger photonique

$$|\beta\rangle = \underbrace{\frac{1}{2}[|\beta\rangle + |-\beta\rangle]}_{\sum_{n \text{ pair}} C_n |n\rangle} + \underbrace{\frac{1}{2}[|\beta\rangle - |-\beta\rangle]}_{\sum_{n \text{ impair}} C_n |n\rangle}$$

Partie paire Partie impaire

1. Injection d'un champ cohérent : couplage à une source classique
2. Mesure de parité : interaction avec un atome avec $\varphi_0 = \pi$

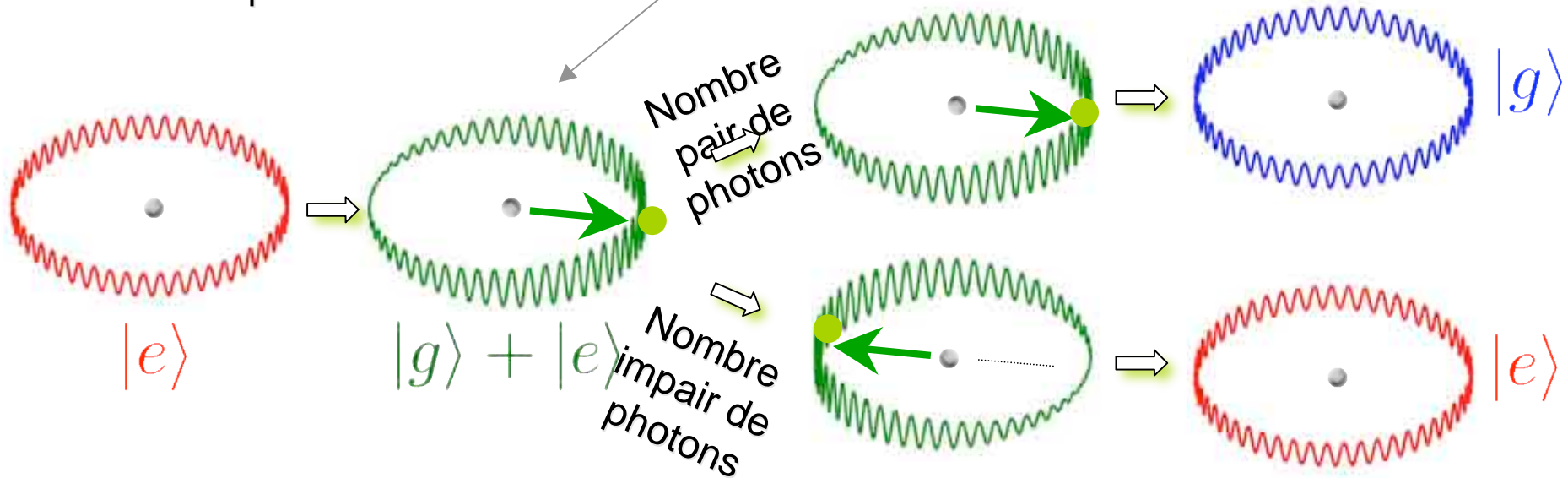
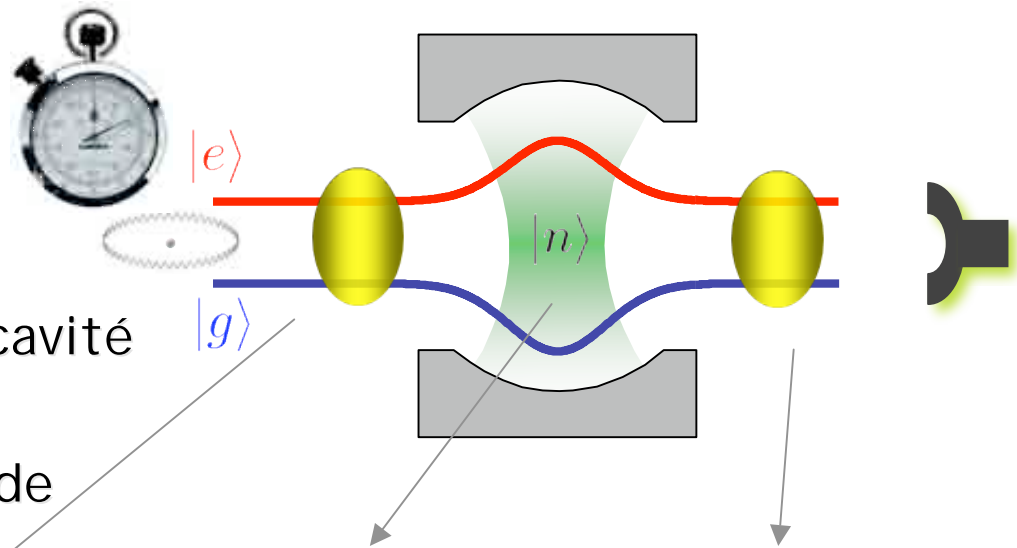
⇒ L'état chat de Schrödinger est produit par l'action en retour d'une mesure de parité sur la phase du champ



Etat préparé en intriquant un systeme multiparticule (le champ) avec un seul atome: l'expérience contient tous les ingrédients de la métaphore de Schrödinger

Mesure de la parité d'un champ (n modulo 2)

1. Déclenchement de l'horloge: Impulsion micro-onde
2. Déphasage de l'horloge: interaction avec le champ de la cavité
3. Mesure de l'horloge: Seconde impulsion et détection de l'état atomique



Déphasage par photon $\varphi_0 = \pi$

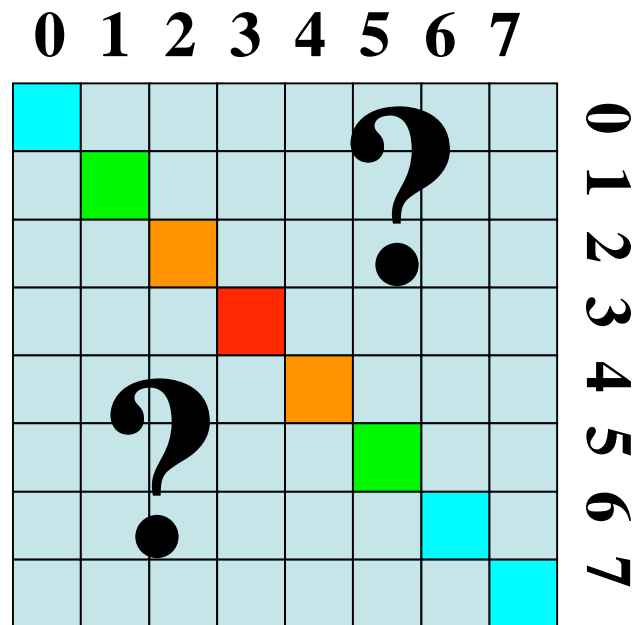
Etat atomique (e/g) corrélé à la parité du nombre de photons

Une fois ce "chat" préparé, on peut faire la radiographie de sa fonction d'onde grâce aux atomes qui emportent son "empreinte" hors de la cavité...



S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J-M. Raimond & S. Haroche, Nature, 455, 510 (2008)

Comptage QND de photons et reconstruction d'état du champ

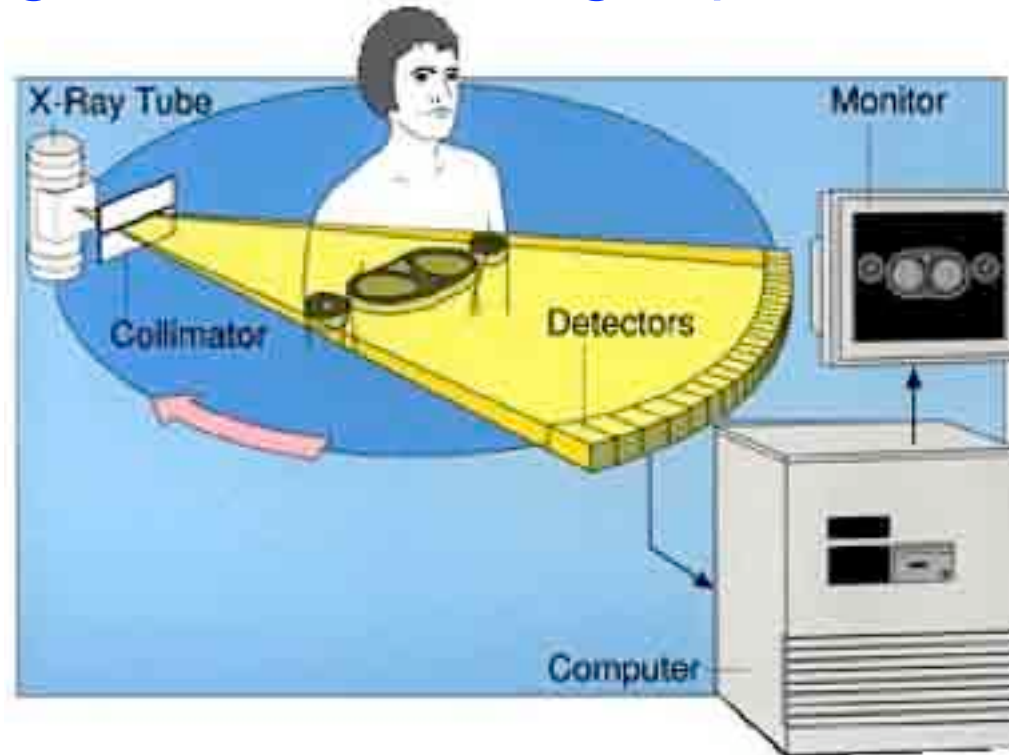


Des comptages QND répétés de photons sur des copies identiques d'un champ déterminent les éléments diagonaux ρ_{nn} de l'opérateur densité du champ dans la base des états de Fock (c-à-d la distribution du nombre de photon), mais ne disent rien des cohérences $\rho_{nn'}$

Pour déterminer ces cohérences et reconstruire ρ :
traduire le champ dans l'espace des phases en le mélangeant avec des champs cohérents d'amplitudes complexes différentes et effectuer (sur un grand nombre de ces copies traduites) une mesure QND du nombre de photons (ou d'une fonction de ce nombre):

Tomographie de la lumière piégée

La reconstruction d'états quantiques est analogue à la tomographie médicale

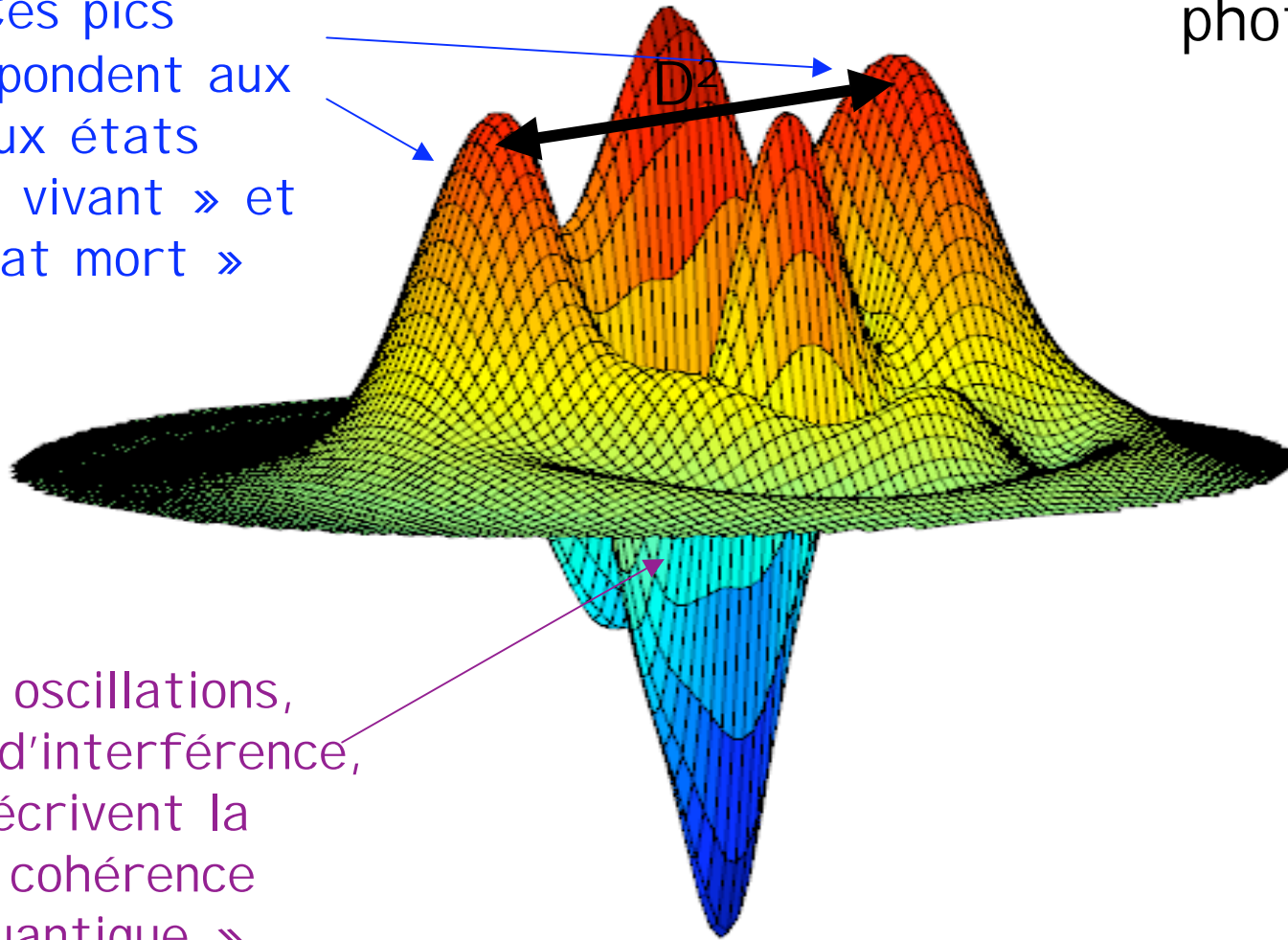


Les atomes traversant la cavité sont comme les rayons X traversant le corps humain... Leur interaction avec le champ étant non-destructive, on rend leur effet perturbateur sur le « chat » le moins traumatisant possible. Par une transformation mathématique, un ordinateur reconstruit la carte de l'état quantique...

Reconstruction de l'état quantique d'un chat de quelques photons

$D^2 = 7$ à 12
photons

Ces pics
correspondent aux
deux états
« chat vivant » et
« chat mort »



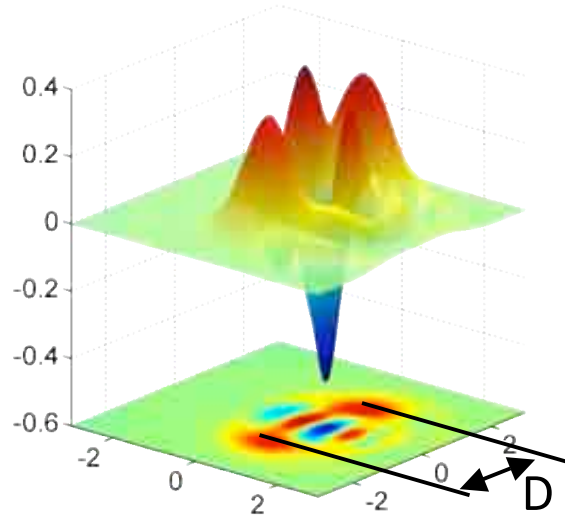
Ces oscillations,
signal d'interférence,
décrivent la
« cohérence
quantique »
du chat.

Etats chat de Schrödinger reconstruits

Chat **pair**

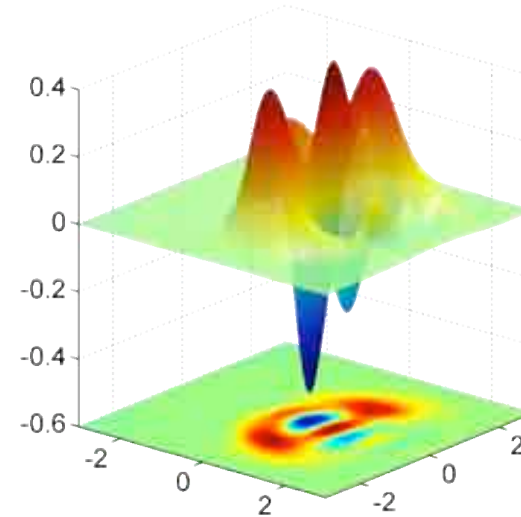
(1^{er} atome détecté dans **g**)

$D^2 \approx 7,5$ ph.

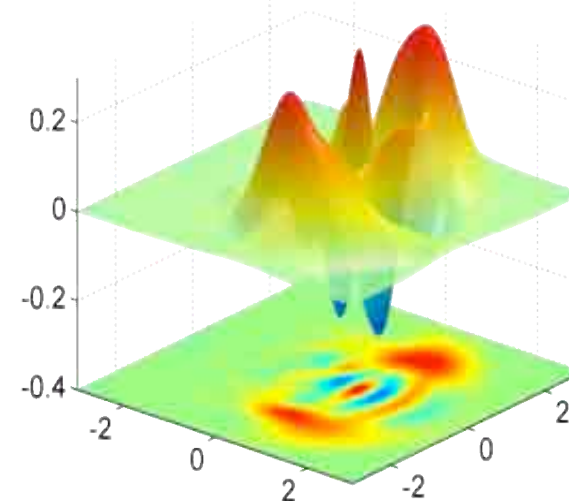
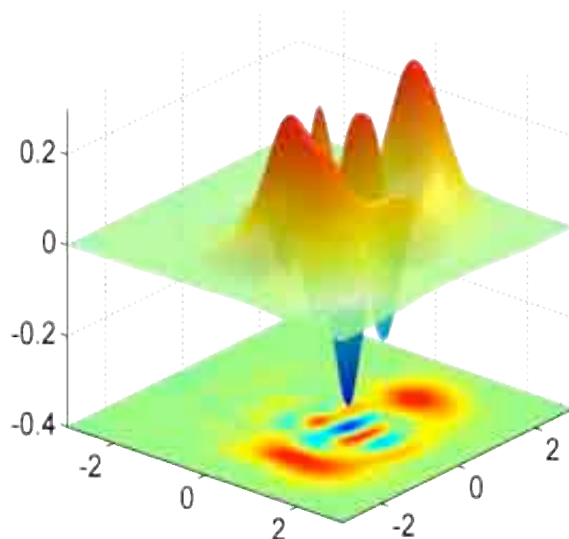


Chat **impair**

(1^{er} atome détecté dans **e**)



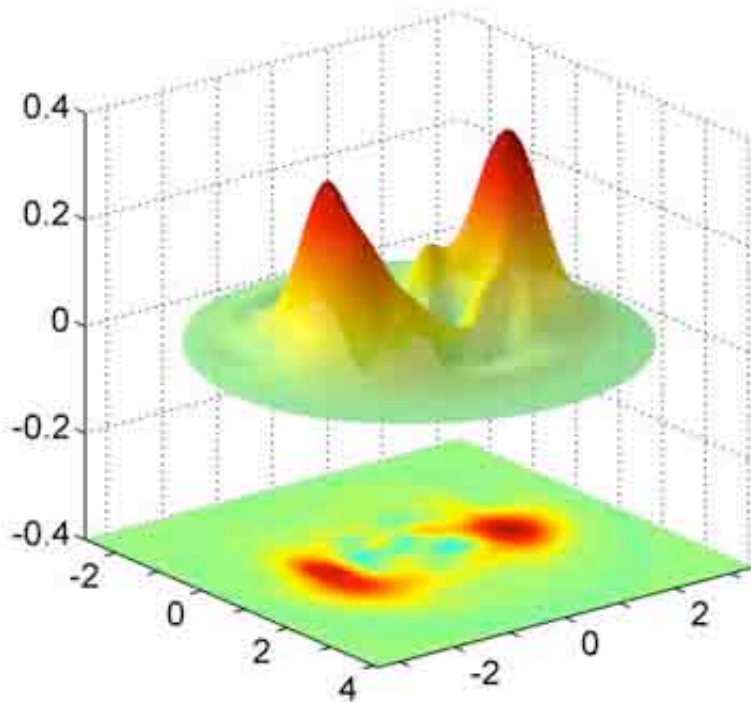
$D^2 \approx 12$ ph.



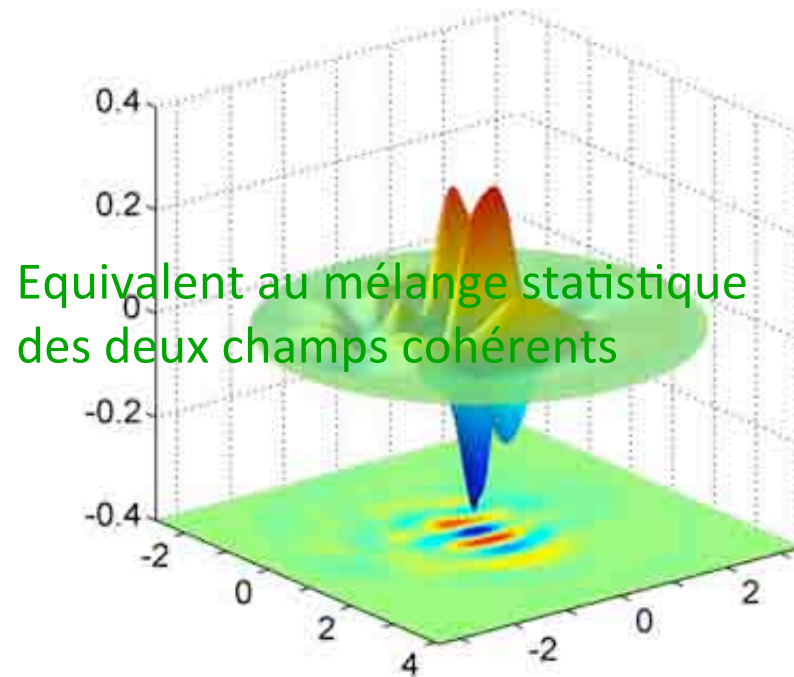
Somme et différence des deux chats

Composantes classiques

Cohérences quantiques



Les **oscillations quantiques** disparaissent car elles ont même amplitude et phases opposées



Equivalent au mélange statistique des deux champs cohérents

Les **composantes classiques** disparaissent car elles sont égales dans les deux chats.

Décohérence en action

La **perte** aléatoire d'un photon change la parité de l'état chat, en moyenne, l'état se transforme en un mélange statistique : c'est le phénomène de **décohérence**.

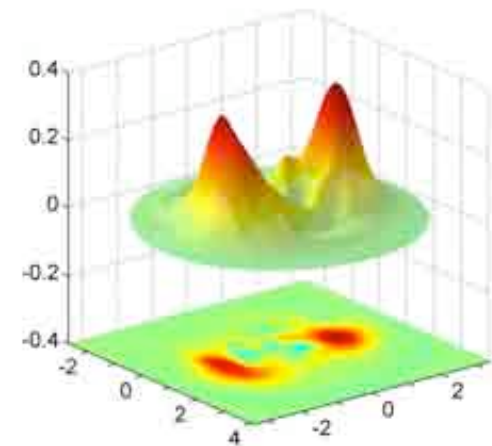
$$|\Psi_{\text{pair}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta\rangle + |-\beta\rangle] \quad + \quad |\Psi_{\text{impair}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta\rangle - |-\beta\rangle]$$

Mélange statistique

$$\rho_{\text{mélange}} = \frac{1}{2} [|\beta\rangle\langle\beta| + |-\beta\rangle\langle-\beta|]$$

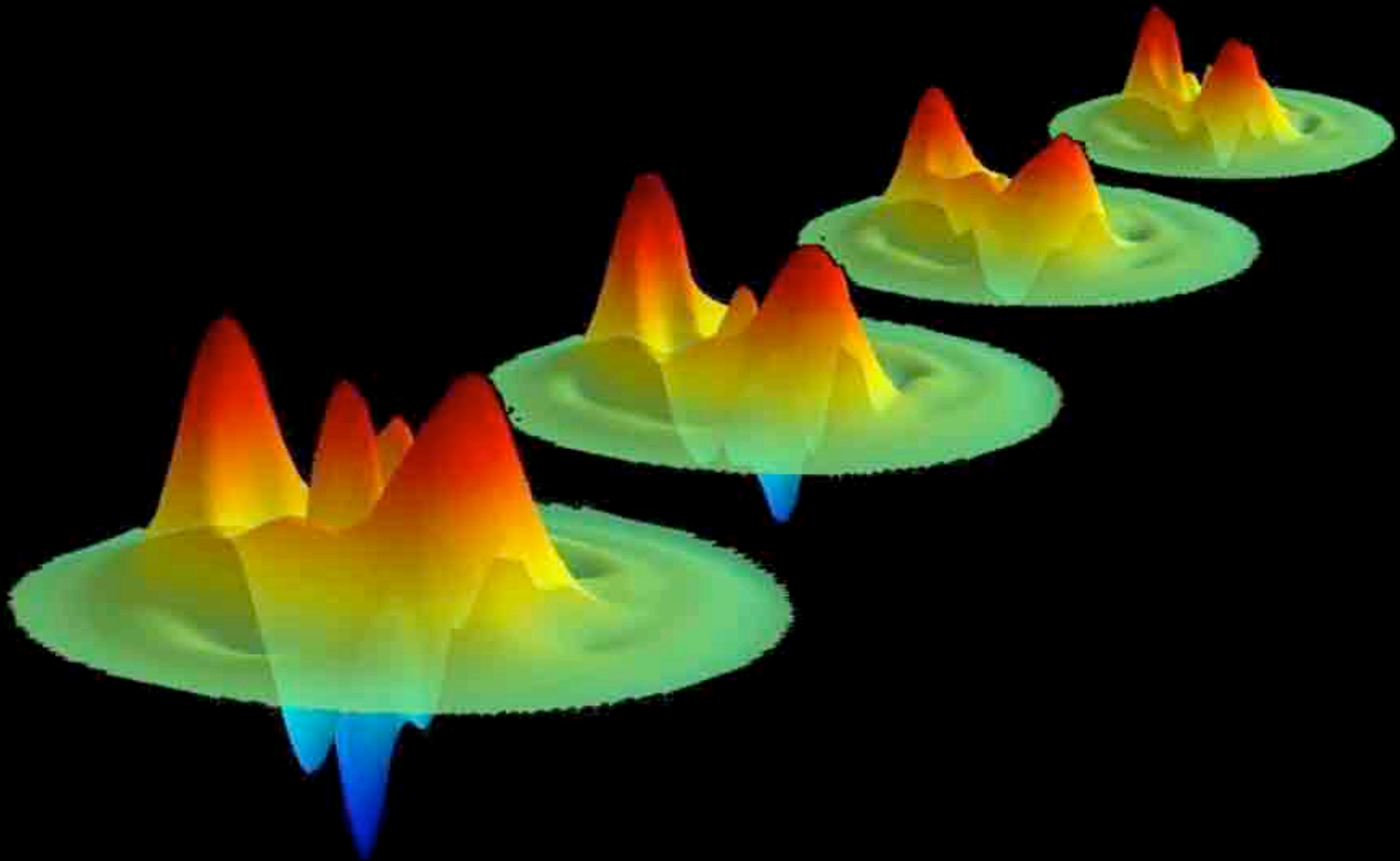
Pas d'interférences sur la fonction de Wigner

$$T_{\text{dec}} = \frac{2T_{\text{cav}}}{D_{\text{cat}}^2}$$

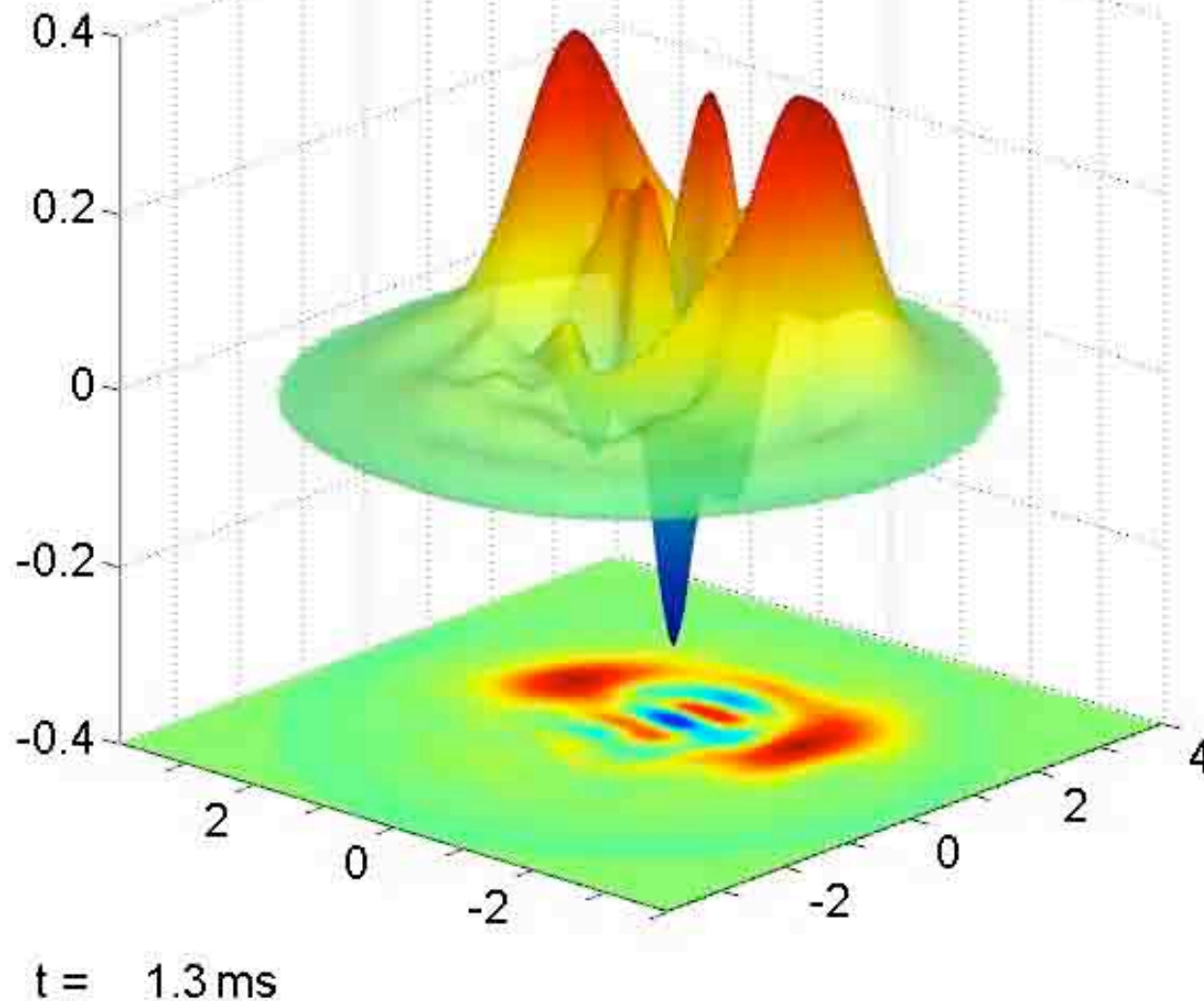


Le couplage à l'environnement détruit les interférences quantiques d'autant plus vite que le système est plus grand

A JOURNEY FROM QUANTUM TO CLASSICAL



Fifty milliseconds in the life of a
Schrödinger cat
(a movie of decoherence)



Temps de vie de l'état chat de Schrödinger

Théorie à 0K

$$T_{\text{dec}} = \frac{2T_{\text{cav}}}{D_{\text{cat}}^2} \approx 22 \text{ ms}$$

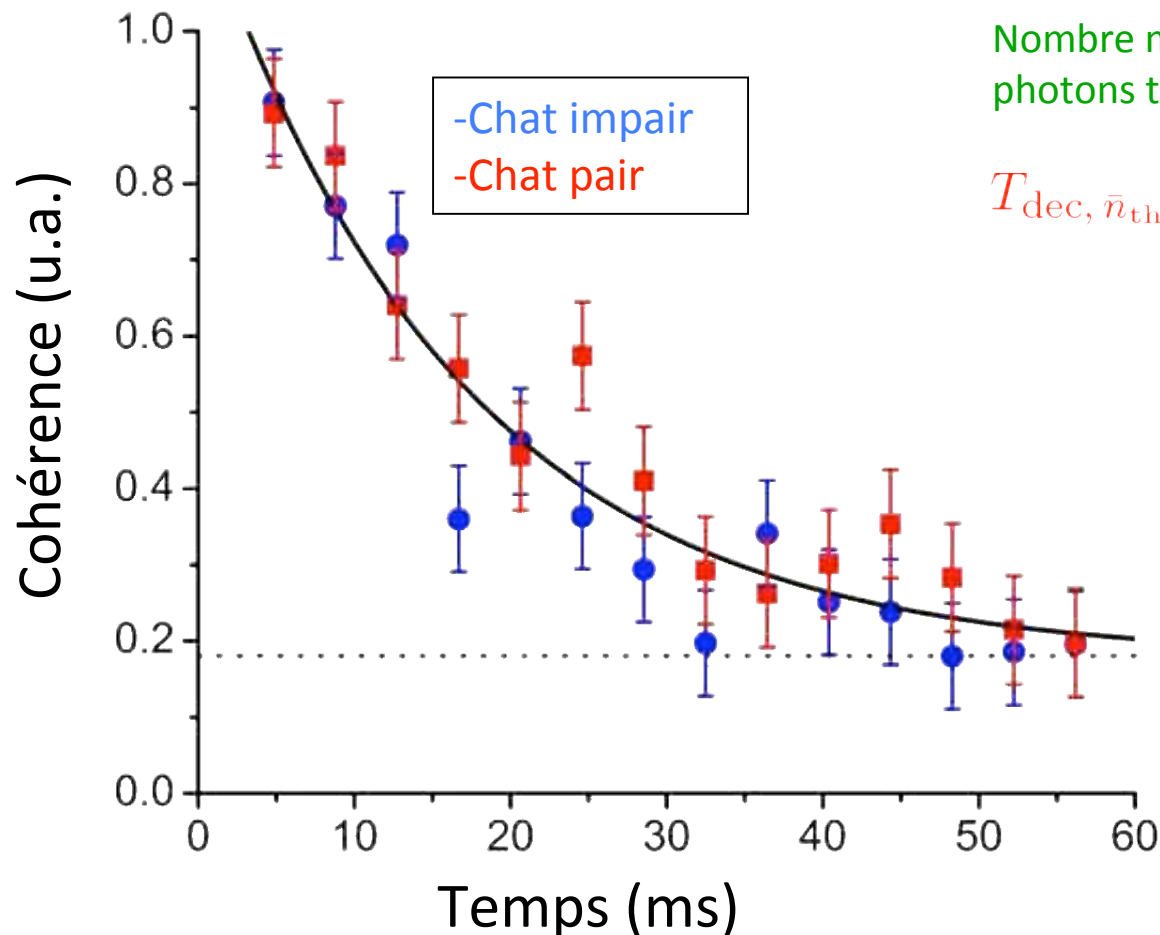
Couplage à un bain thermique (0.8K)

$$T_{\text{dec}, \bar{n}_{\text{th}}} = \left(1 + \underbrace{\frac{4\bar{n}_{\text{th}}}{D_{\text{cat}}^2}}_{13\%} + 2\bar{n}_{\text{th}} \right)^{-1} T_{\text{dec}}$$

Nombre moyen de photons thermiques

13%

$$T_{\text{dec}, \bar{n}_{\text{th}}} \approx 19.5 \text{ ms}$$

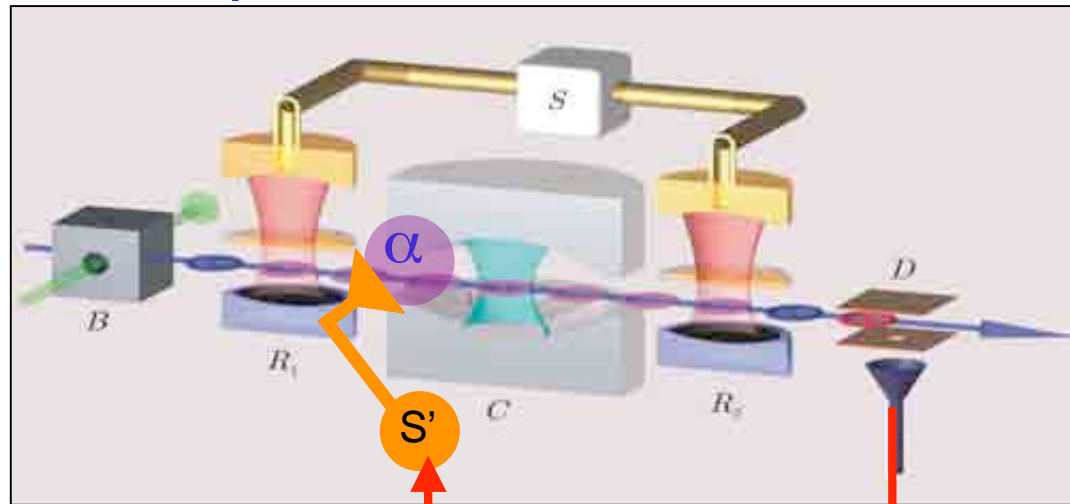


Temps de décohérence

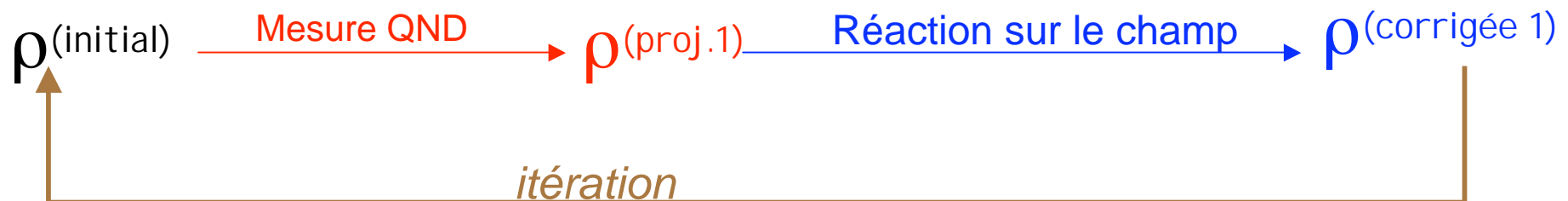
$$T_{\text{dec}} = 17 \pm 3 \text{ ms}$$

En projet: mesure QND et rétroaction (feedback) pour contrecarrer les sauts quantiques ou la décohérence

J.M.Geremia
(PRL 97,
073601,
2006)



Ordinateur «suit» ρ et ajuste une réaction en temps réel dans une boucle itérative

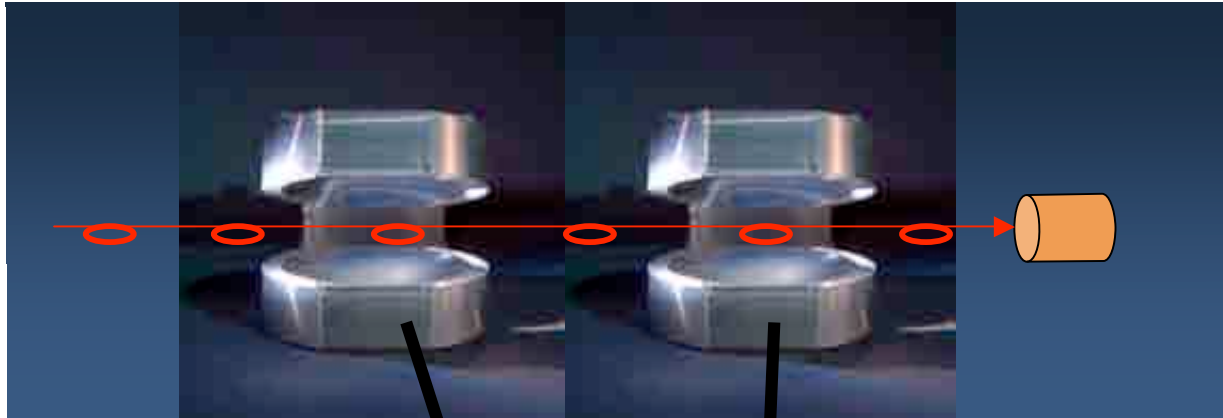


Simulations encourageantes

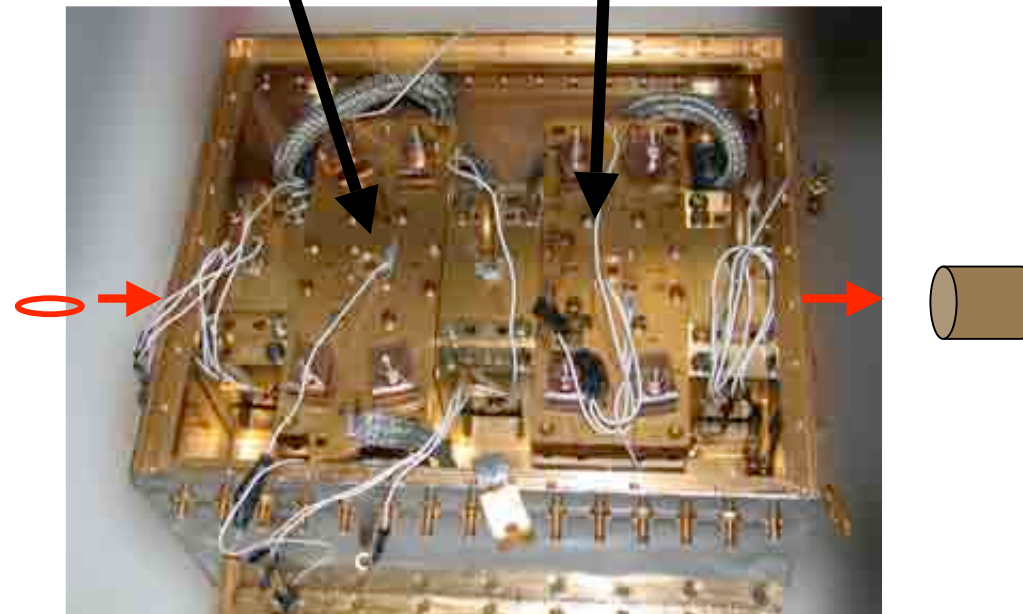
Expériences bientôt (?) étendues à deux cavités: non-localité de champs "mésoscopiques"

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

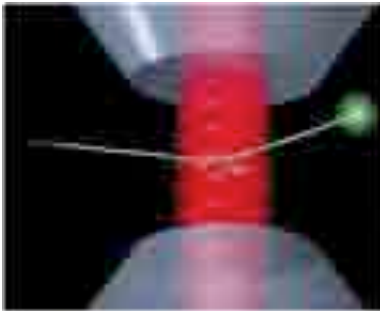
Davidovich et al,
PRA, 53, 1295
(1996)



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



Les principes de l'Electrodynamique quantique en cavité sont appliqués dans un grand nombre de dispositifs avec atomes réels ou artificiels...



Atomes froids dans des cavités optiques



Atomes ou boîtes quantiques couplées à des microrésonateurs optiques



Boîtes quantiques dans des semiconducteurs



Circuit QED avec jonctions Josephson couplées à des lignes coaxiales



Optomécanique quantique



F.Schmidt-Kaler,
E.Hagley,
C.Wunderlich,
P.Milman,
A. Qarry,
F.Bernardot,
P.Nussenzweig,
A.Maali,
J.Dreyer,
X.Maître,
G.Nogues
A.Rauschenbeutel
P.Bertet,
S.Osnaghi,
A.Auffeves,
T.Meunier,
P.Maioli,
P.Hyafil,
J.Mosley,
U.Busk Hoff
T.Nierengarten
C.Roux
A.Emmert
A.Lipascu
J.Mlynek

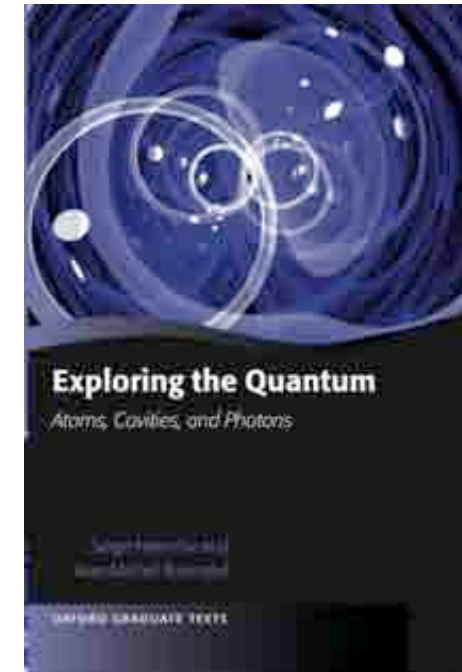
Le Groupe CQED



S. H.

Jean-Michel Raimond
Michel Brune

Stefan Kuhr*
Igor Dotsenko
S. Gleyzes
C.Guerlin*
J.Bernu*
S.Deléglise*
C.Sayrin
Z.Xing-Xing
B.Peaudecerf



Exploring the Quantum
Atoms, cavities and Photons

S.Haroche and J-M.Raimond

Oxford University Press



Japan Science and Technology Agency



The ENS COED group

*Missing on the picture:
Igor Dotsenko &
Gilles Nogues*



Photo credit: M.Lebidinsky, CNRS