



Une mesure quantique idéale du nombre de photons

Michel Brune

LABORATOIRE KASTLER BROSSEL

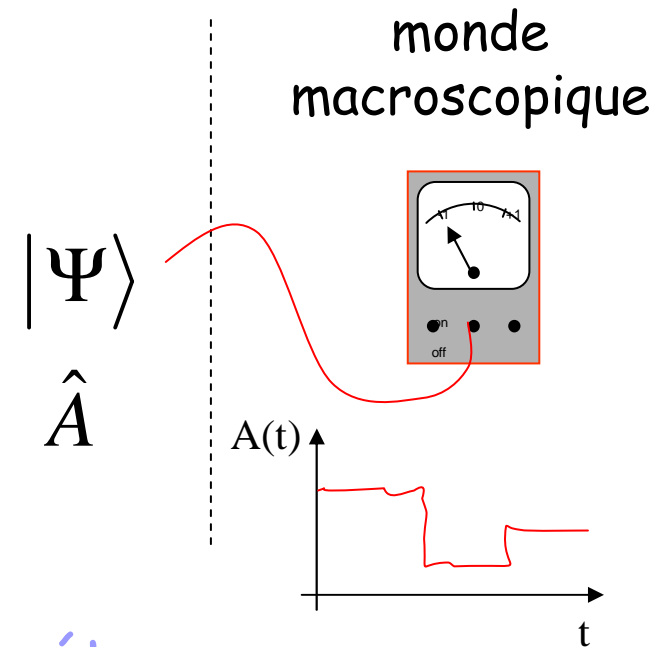
**Département de physique de
L'école normale supérieure,
CNRS, UPMC**



Mesure idéale et sauts quantiques

- Mesure quantique idéale:

- Résultats aléatoires
- L'état du système est « projeté » sur le vecteur propre correspondant au résultat de la mesure
- ⇒ La mesure peut-être « non-destructive » (QND)



- Des postulats étranges aux conséquences étranges:

Sous l'effet d'une perturbation, l'évolution du système se fait sous forme de « sauts quantiques » entre les différentes valeurs possibles de l'observable mesurée.

⇒ évolution d'un système individuel discontinue

⇒ une évolution étrange vis-à-vis de:

- L'évolution continue des systèmes classiques
- L'évolution continue des prédictions quantiques pour les valeurs moyennes d'observables.

Une façon de "résoudre" le problème

Schrödinger 1952 :

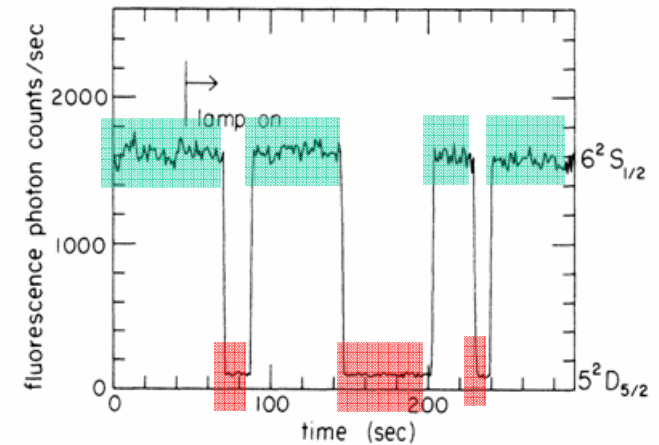
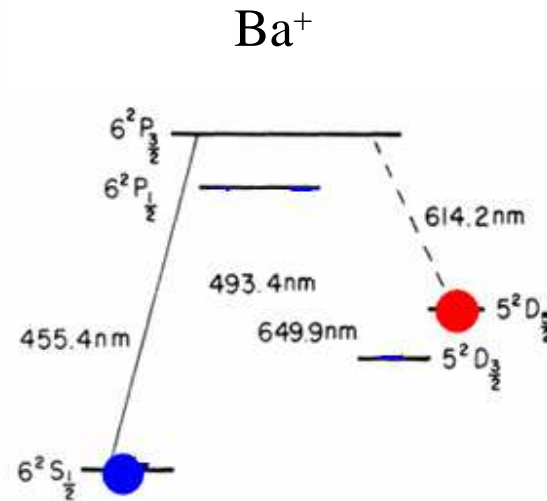
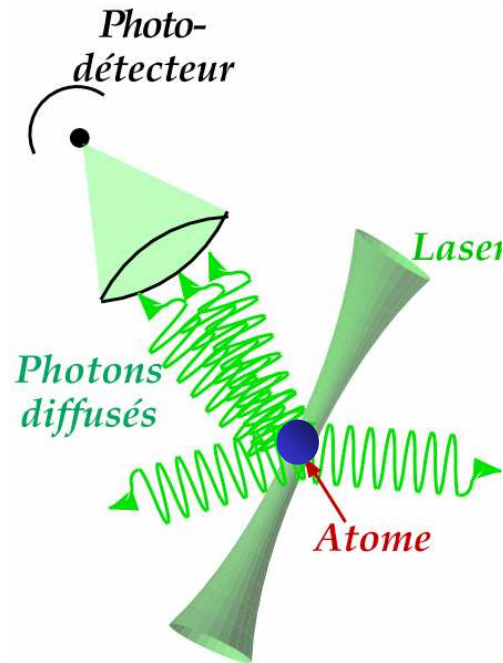
« one never experiments with just **one** electron, **one** atom or **one** molecule. In thought experiments we sometimes assume that we do, this invariably entails **ridiculous consequences**... »

(British Journal of the Philosophy of Sciences, vol 3, 1952)



Sauts quantiques et expériences

- Paradigme d'une mesure quantique répétée: un ion piégé



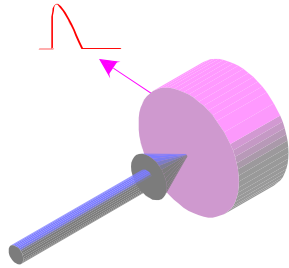
Nagourney et al. (1986)

Depuis, on a observé les sauts quantiques de toutes sortes de particules matérielles: électrons, atomes, molécules, qubits artificiels

Dans ces expériences, la matière est sondée avec de la lumière
Désormais, les grains de lumière peuvent aussi être « vus et revus » avec de la matière.

Compter des photons

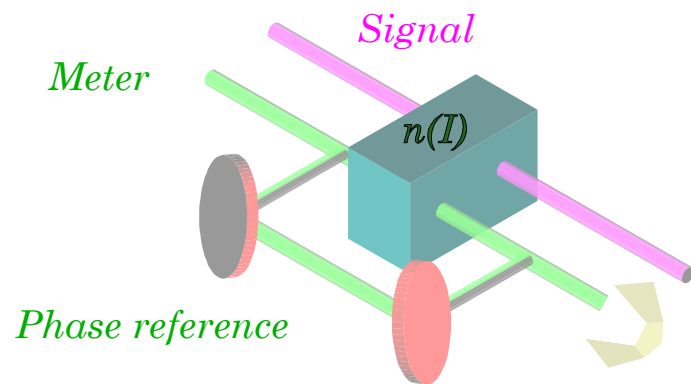
- Facile, mais destructif: photomultiplicateur, photodiode



L'énergie du photon est absorbée et convertie en un signal électrique

- Mesure quantique non-destructive (Braginsky, 1970)
(QND: Quantum Non-Demolition)

Réalisation dans le domaine optique: *Grangier et al., 396, 537-542 (1998).*



Deux faisceaux interagissent dans un milieu Kerr:

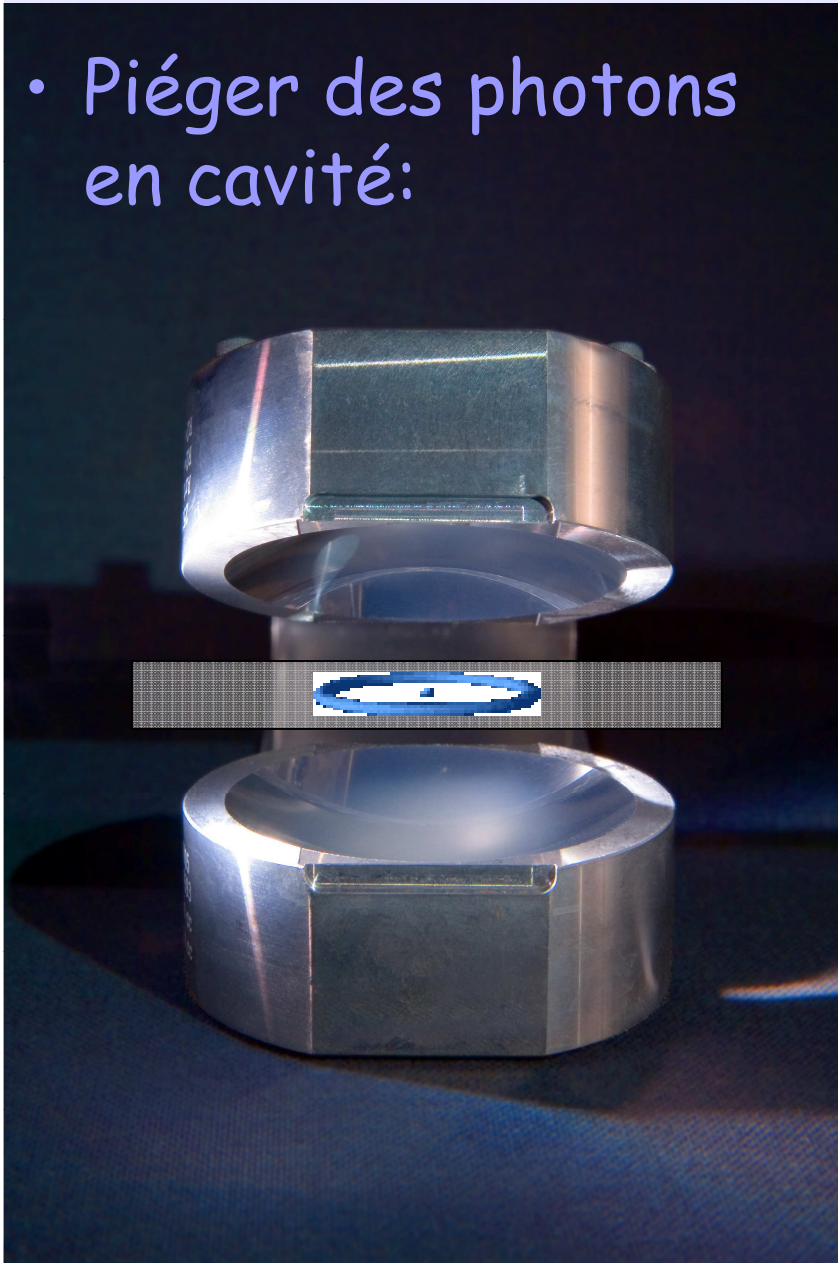
$$n(I) = n_0 + n_1 \cdot I + \dots$$

L'intensité du « signal » est codée dans la phase du « meter ».

l'effet Kerr est trop faible pour détecter les photons un par un

Détection répétée de photons:

- Piéger des photons en cavité:



$$T_{cav} \gg T_{meas}$$

+

Sonde sensible et
transparente:
des atomes individuels

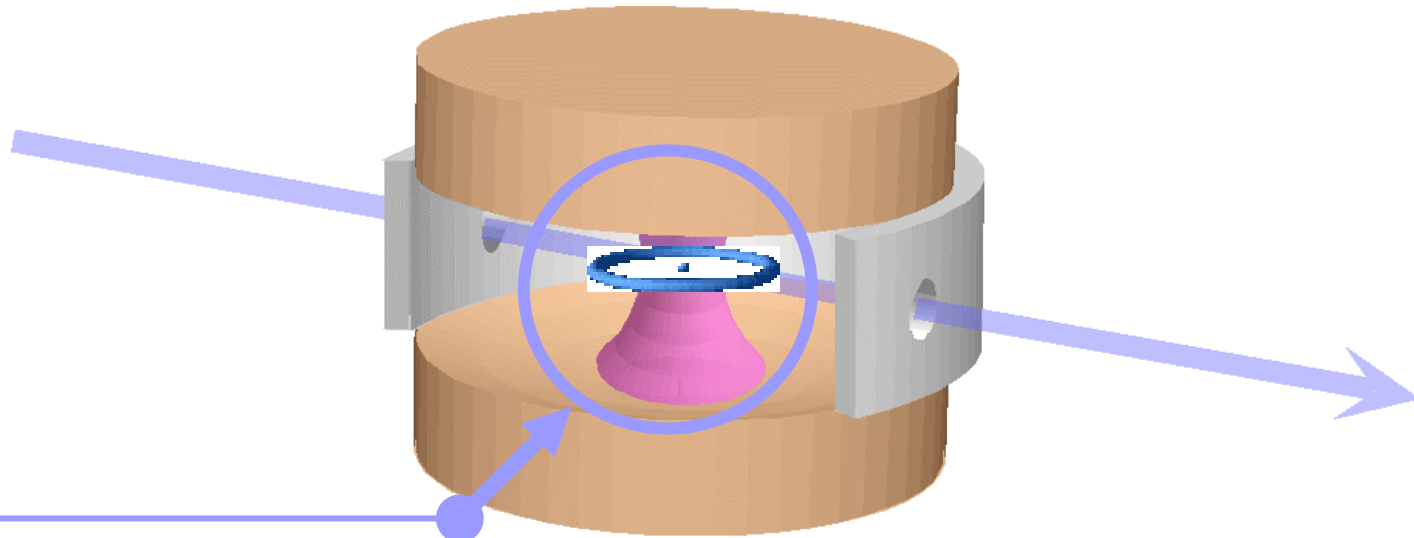


Chaque atome est une petite
horloge dont la marche est
altérée par les photons piégés.

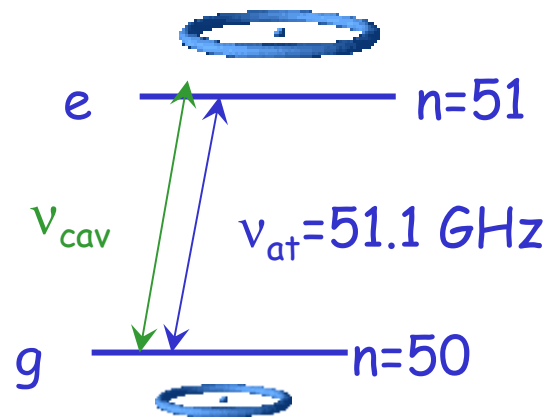
1. Les outils

- Atomes de Rydberg circulaires
- Photons micro-ondes en cavité supraconductrice

Atomes de Rydberg "circulaires"



Atomes "circulaires":
 $l=|m|=n-1$



- Durée de vie: 30 ms
- dipôle: $d = 1500 \text{ u.a.}$

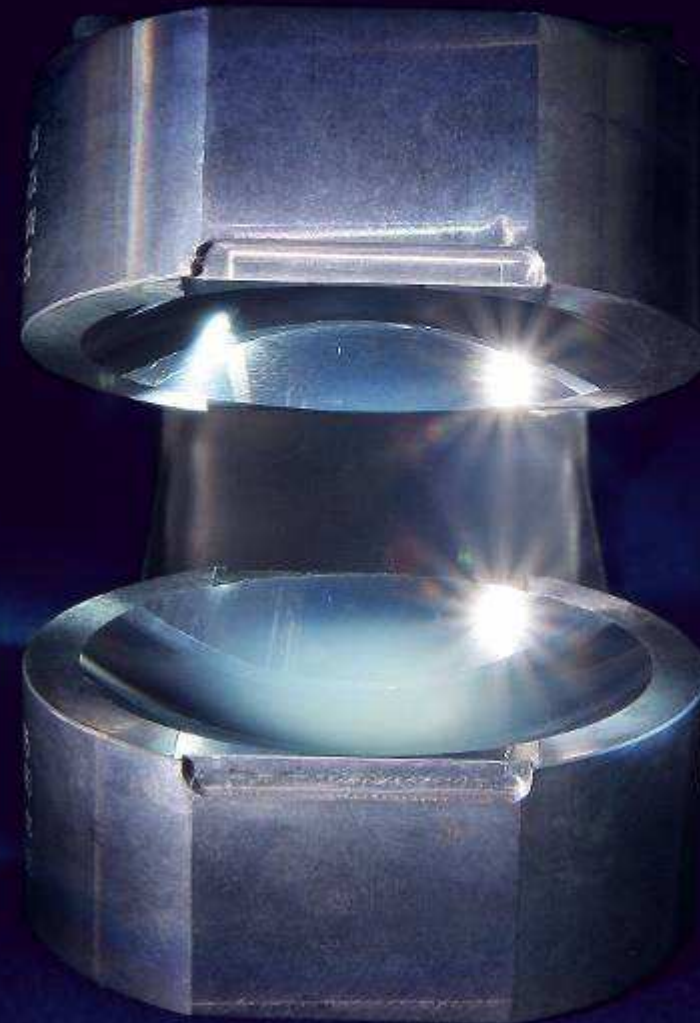
Systeme à deux niveaux
idéal

Le "piège à photons"

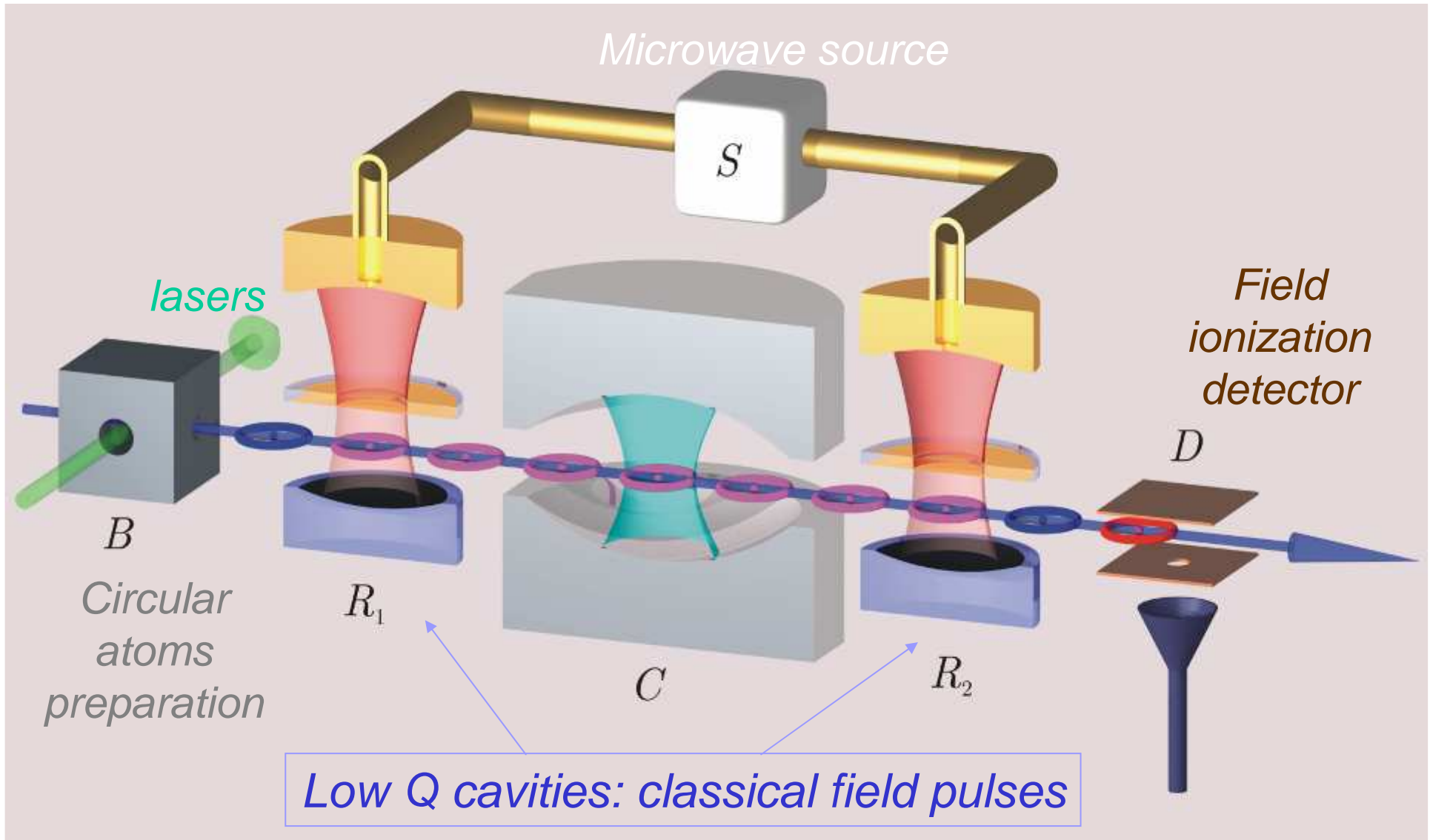
6 cm

- Miroirs supraconducteurs
- $\nu_{\text{cav}} = 51 \text{ GHz}$
- Durée de vie des photons

$$T_{\text{cav}} = 1 \dots \text{to} \dots 130 \text{ ms}$$

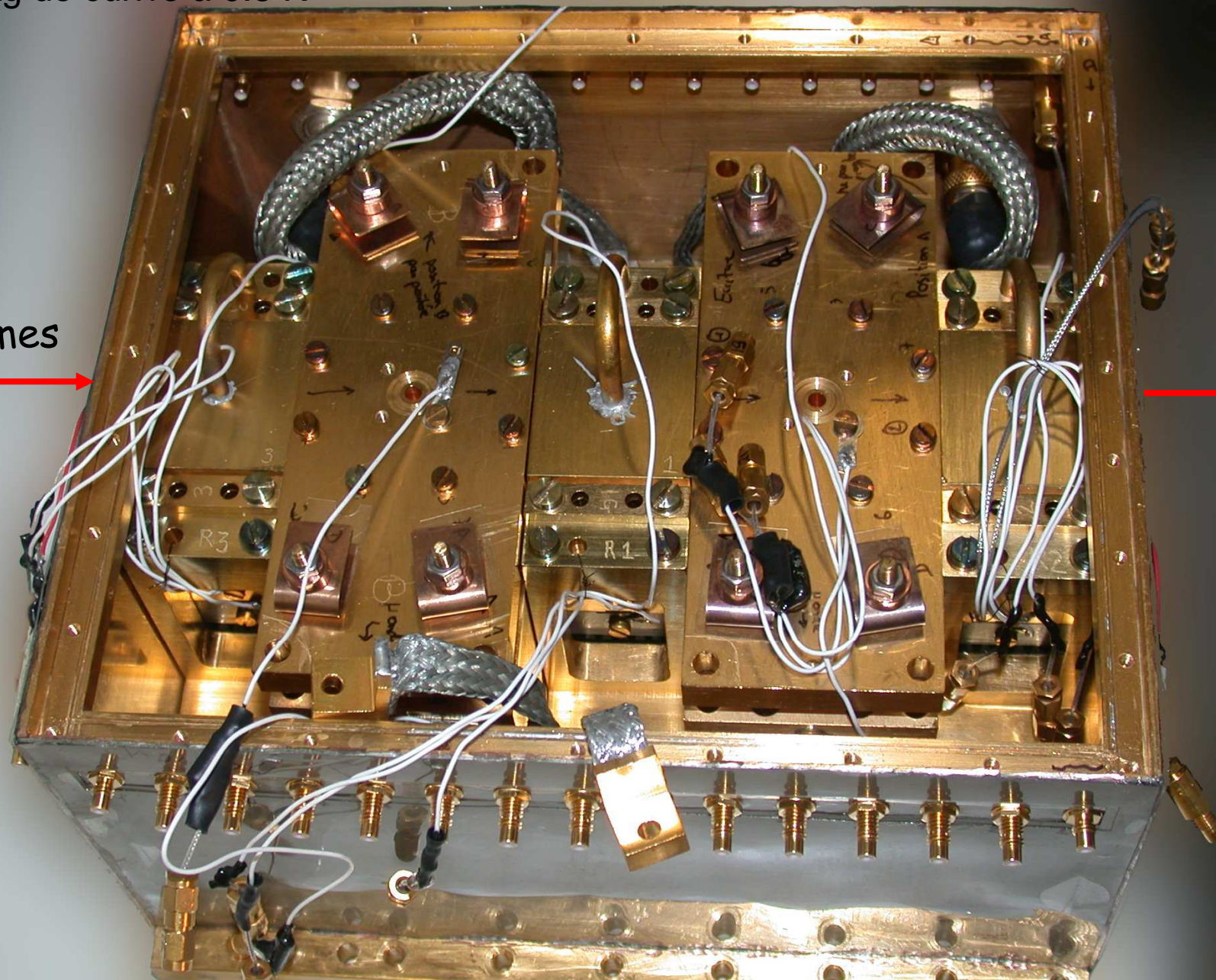
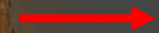


Le dispositif expérimental

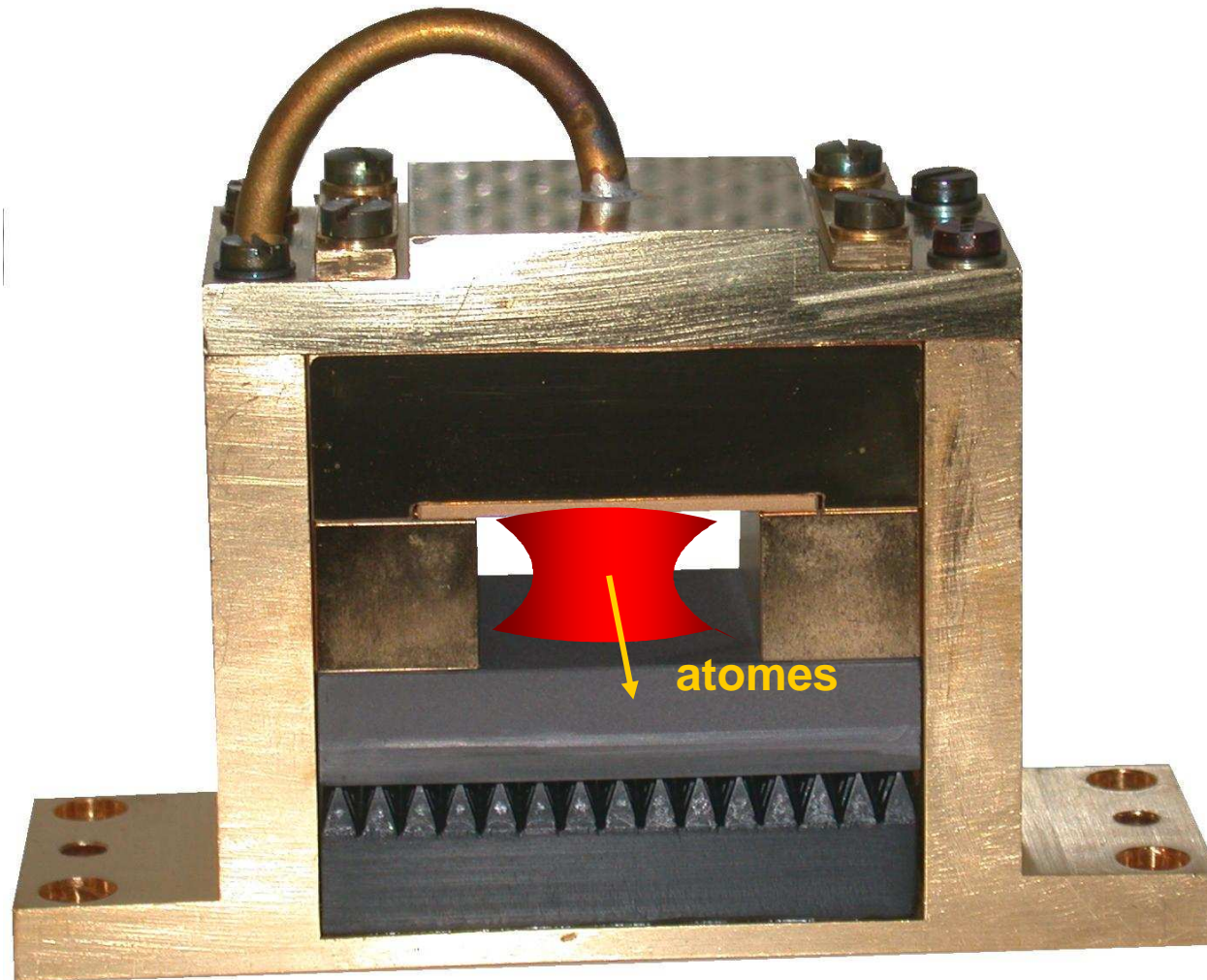


40 kg de cuivre à 0.8 K

atomes

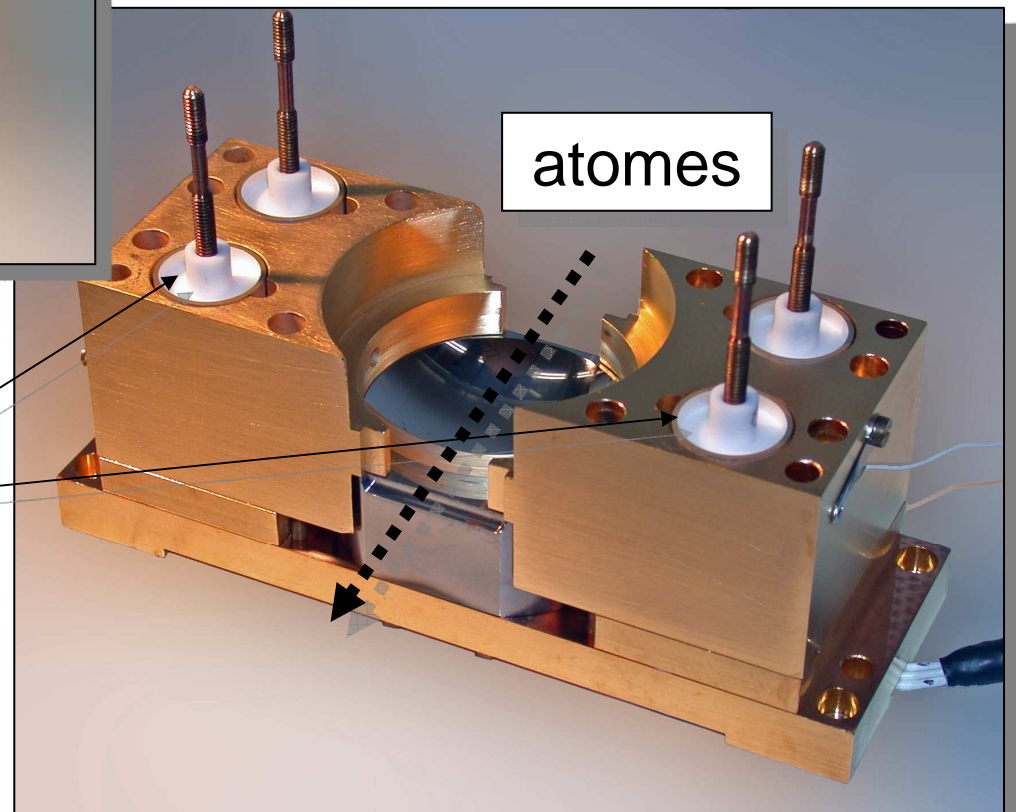
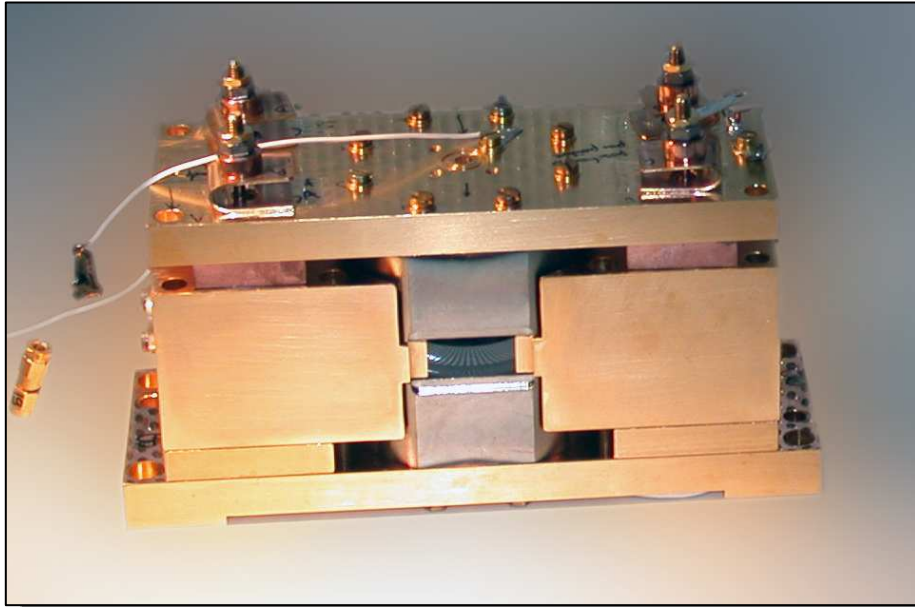


« Zone de Ramsey »



Faible Q, pas si facile à faire...

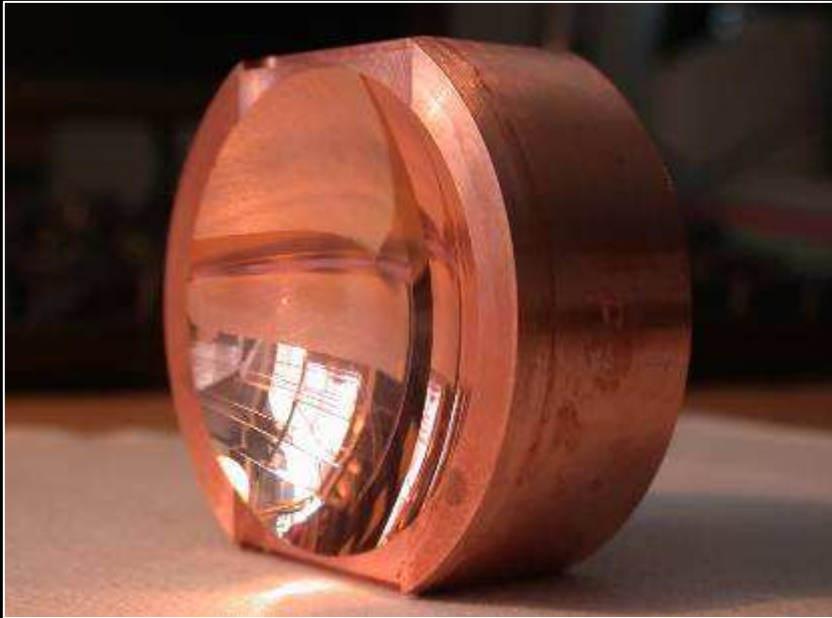
La nouvelle boîte à photons



piezos

atomes

La nouvelle technologie des miroirs



- Miroirs cuivre

Usinage diamant:

Précision $\sim 1 \mu\text{m pTV}$

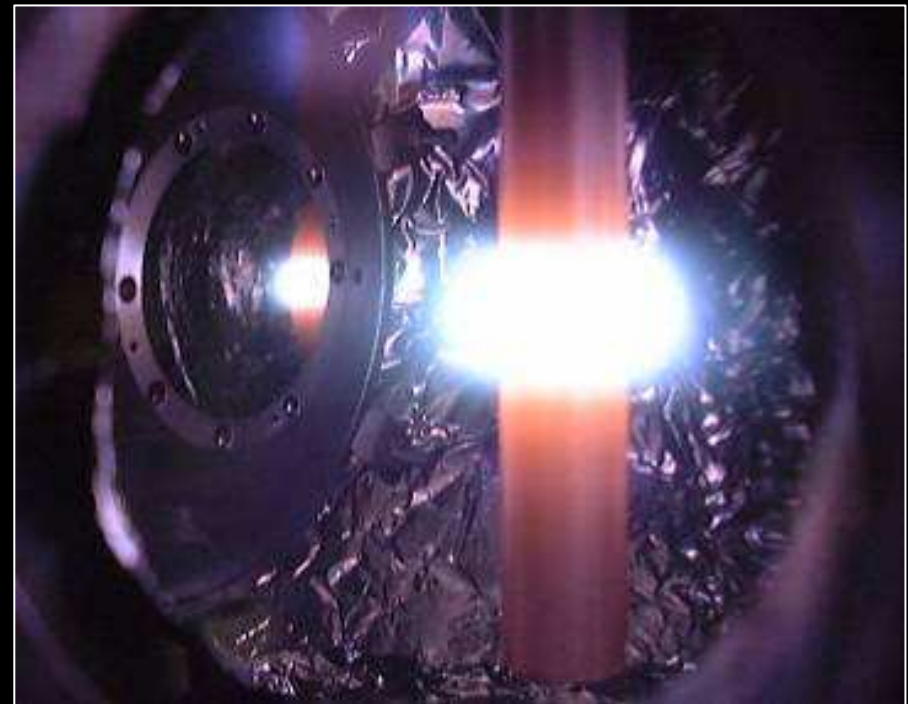
Rugosité $\sim 10 \text{ nm}$

Forme toroïdale \rightarrow un seul mode:
pas de dégénérescence de
polarisation

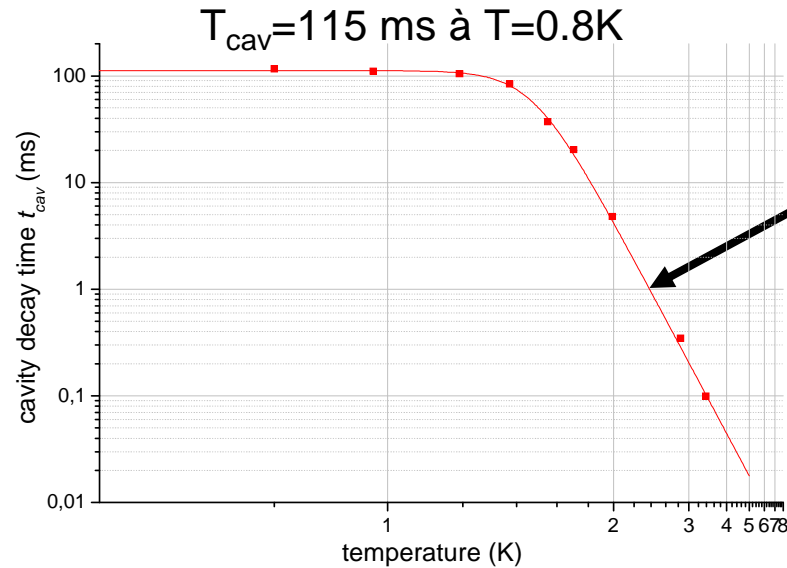
- Dépôt de Nb (12μ)

Technique développée pour les accélérateurs (CEA, Saclay: *E. Jacques, B. Visentin, P. Bosland*)

Kuhr, S. *et al. Appl. Phys. Lett.* **90**, 164101 (2007)



Temps de vie des photons



$Q \sim \text{Exp}(\Delta/kT)$
Resistance de surface BCS

S. Kuhr et al, APL 90, 164101 (2007)

• Cavité utilis e actuellement: $T_{\text{cav}} = 130 \text{ ms}$

- $Q = \omega T_{\text{cav}} = 4.2 \cdot 10^{10}$
- Finesse = $4.6 \cdot 10^9$

- Le meilleur Fabry Pérot r alis e
4 milliards de réflexion
- La lumière parcourt un trajet
de 40 000 km

On peut observer des centaines d'atomes pendant la durée T_{cav} .

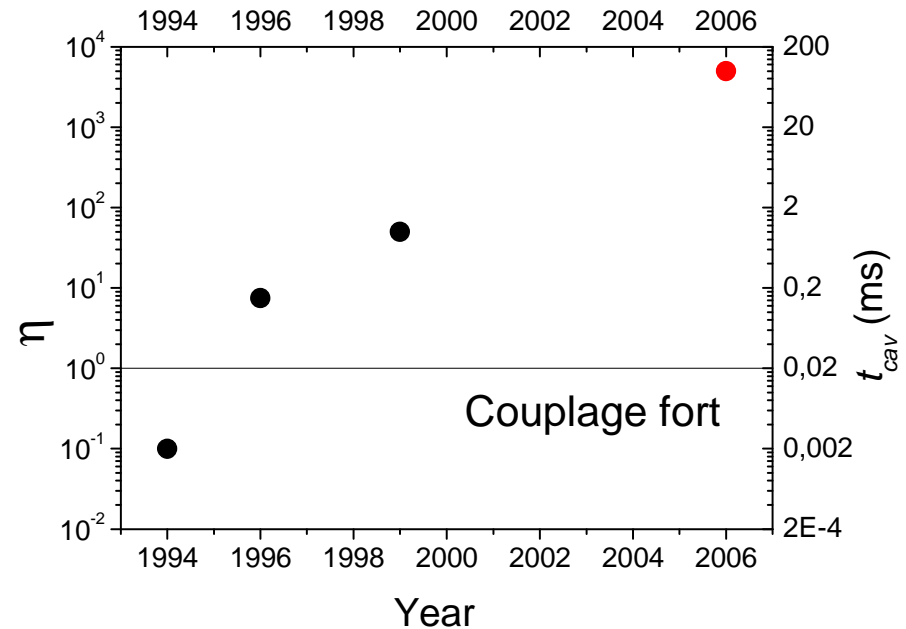
Historique: la durée de vie des photons

$$\eta = T_{cav} / t_{Rabi}$$

$$t_{Rabi} \sim 20 \mu s$$

Nouvelles cavités:

$$T_{cav} = 0.13 s$$



VOLUME 65, NUMBER 8

PHYSICAL REVIEW LETTERS

20 AUGUST 1990

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)

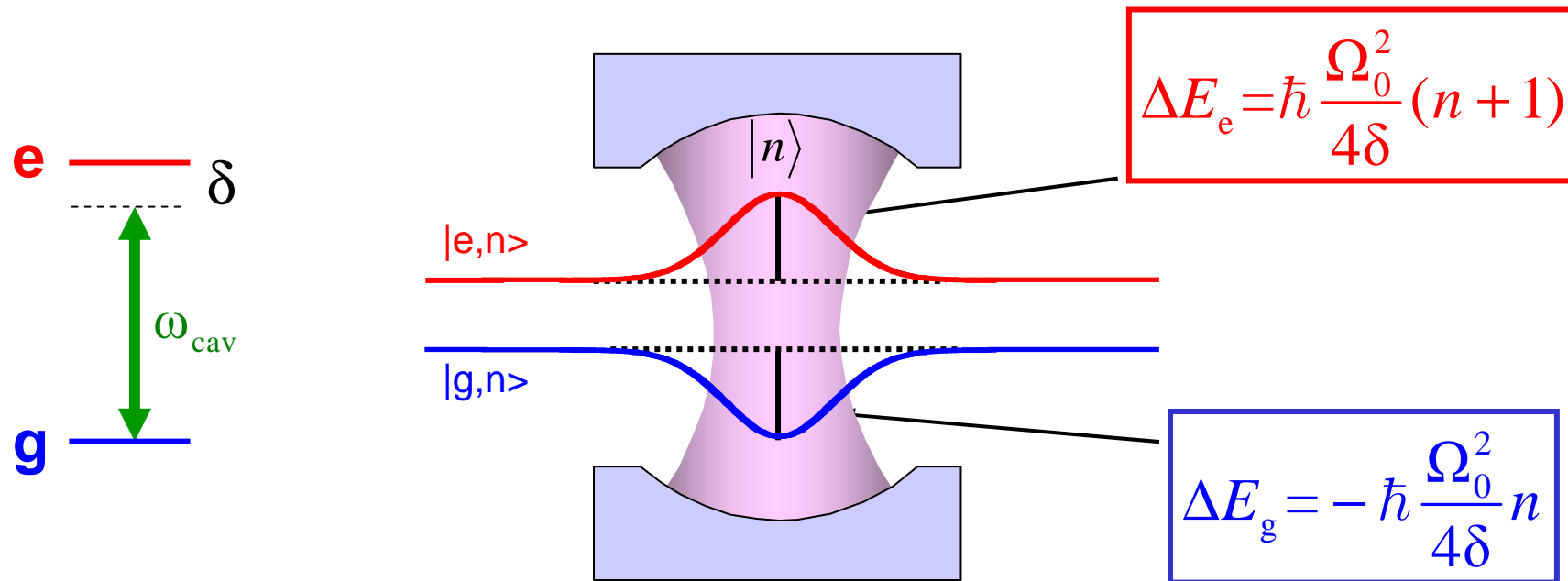
*Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne,
24 rue Lhomond, F-75231 Paris CEDEX 05, France*

(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 quasiresonant 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.

2. Voir et revoir un photon

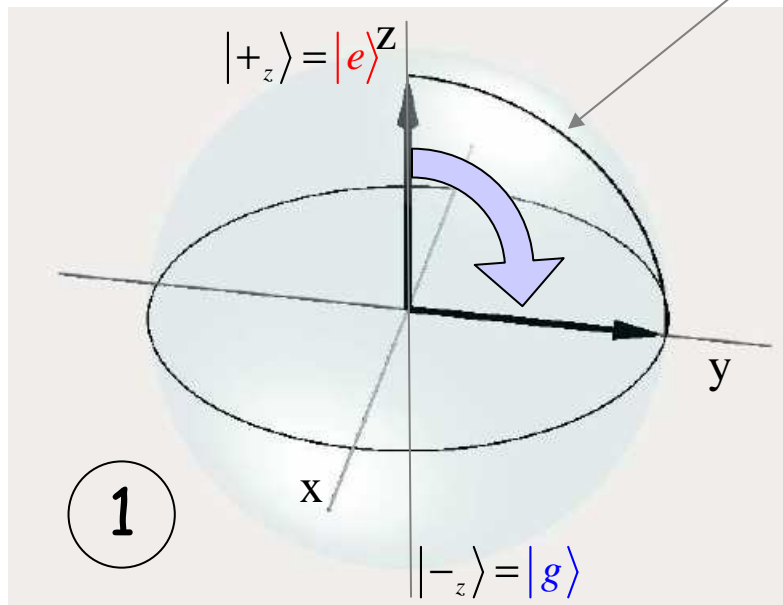
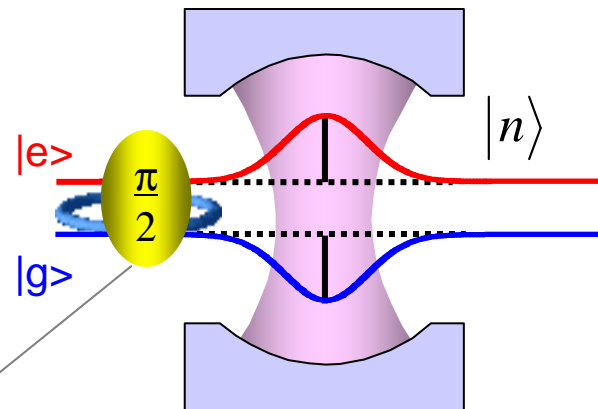
Interaction non-résonnante



- déplacements lumineux: les niveaux atomiques sont sensibles à la présence d'un photon
- interaction non-résonnante + couplage adiabatique:
Cette sonde atomique est complètement transparente
(absorption $< 10^{-4}$ à 10^{-6})

Principe de la mesure QND

1. Déclenchement du chrono.

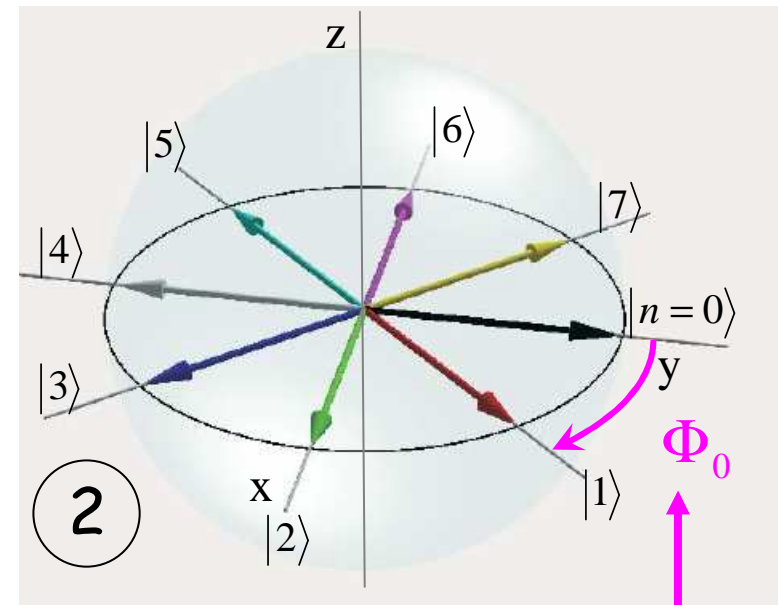
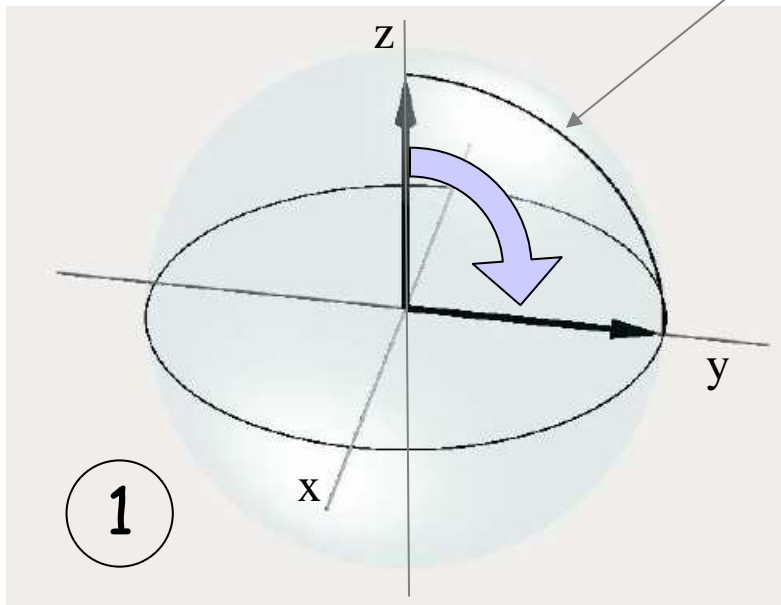
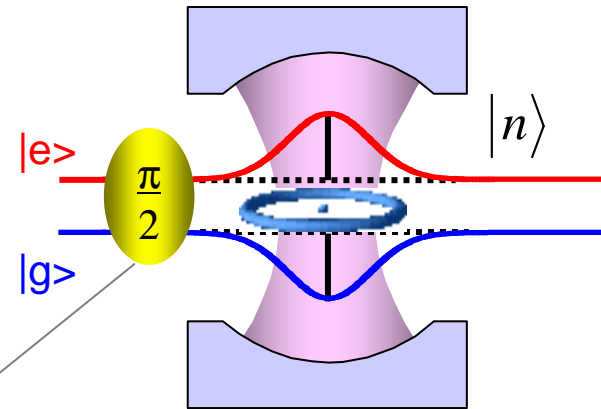


Principe de la mesure QND

1. Déclenchement du chrono.



2. Précession du spin dans la cavité.

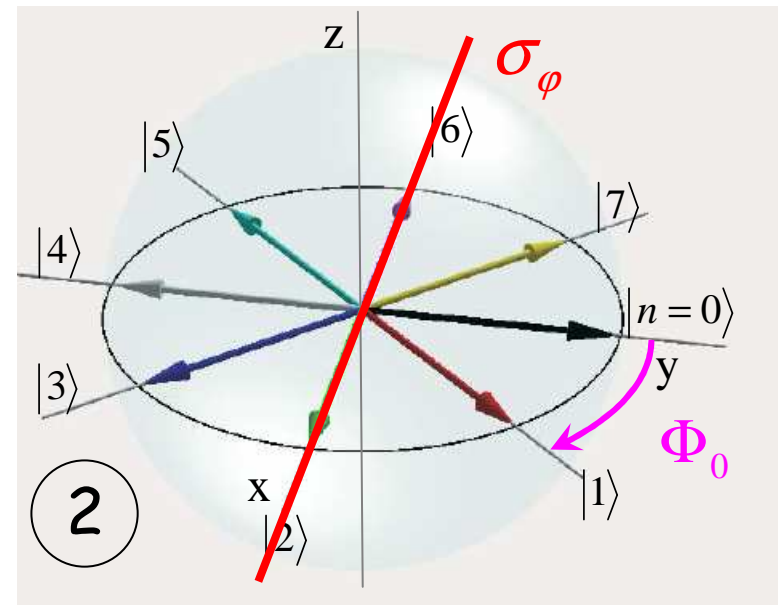
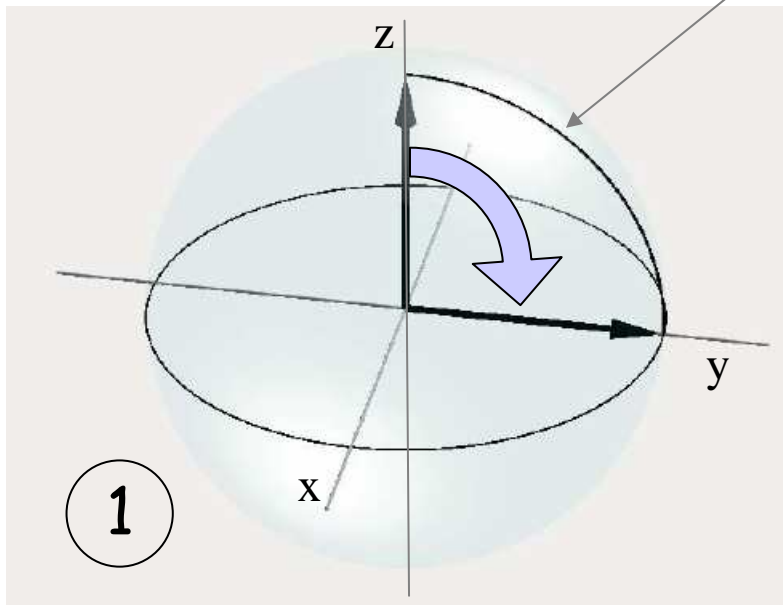
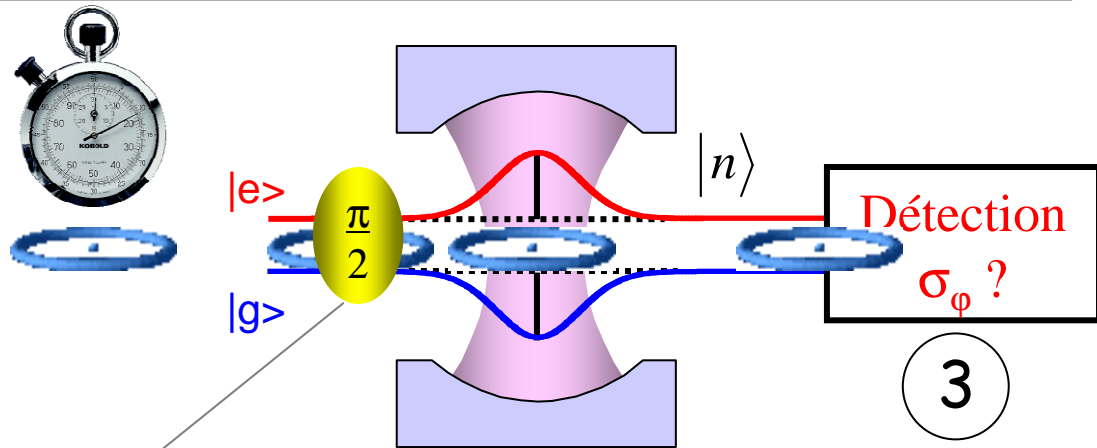


Chaque atome est une horloge dont l'aiguille "pointe" sur un nombre de photons

déphasage par photon

Principe de la mesure QND

1. Déclenchement du chrono.
2. Précession du spin dans le cavité.
3. Mesure de l'état final di spin



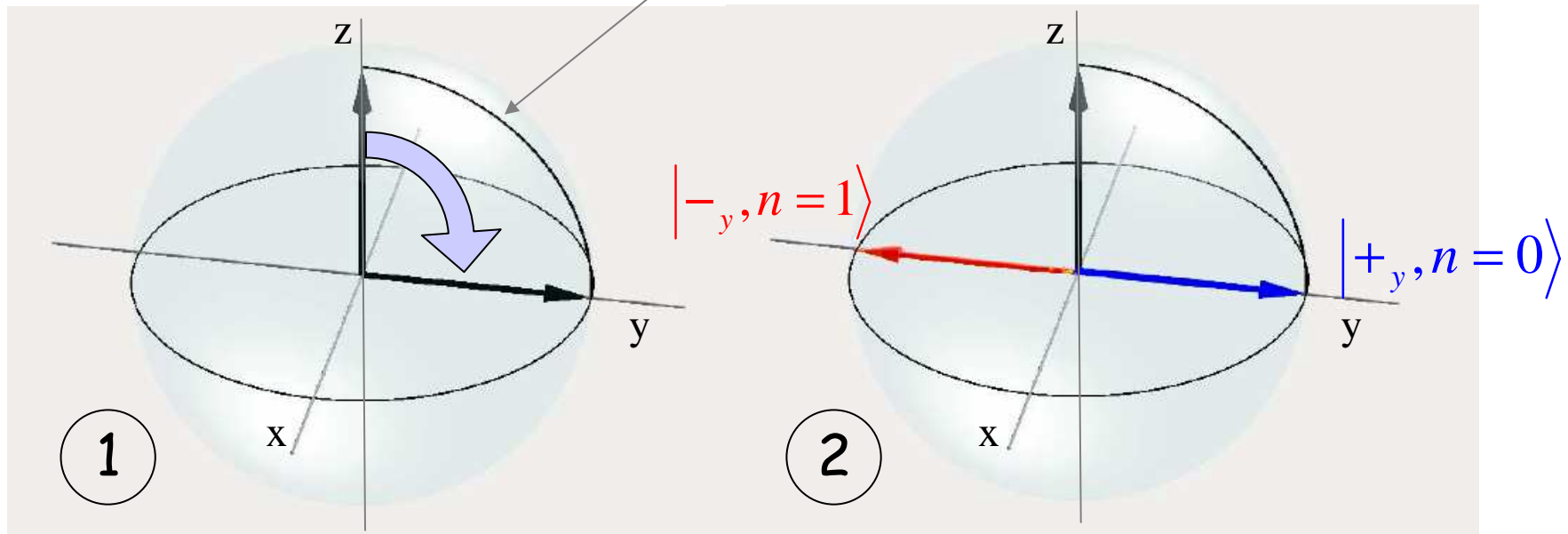
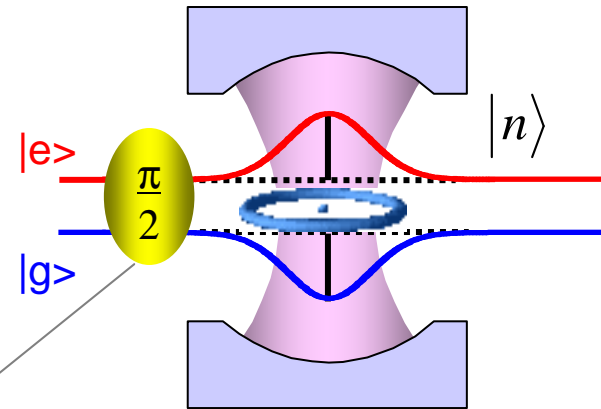
Chaque détection fournit une information binaire $+\varphi$ ou $-\varphi$ (0 ou 1)
 En général, cela ne suffit pas à mesurer n .

Détecter 0 ou 1 photon

couplage dispersif fort:



$$\Phi_0 = \pi$$



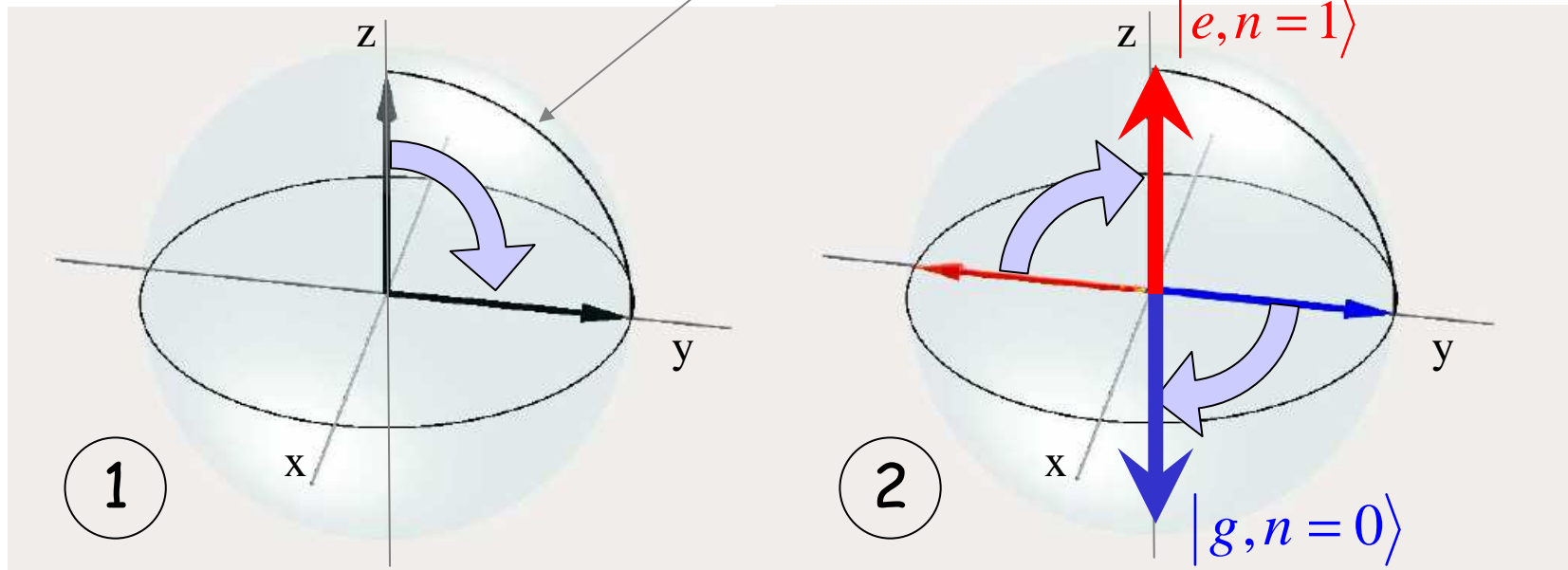
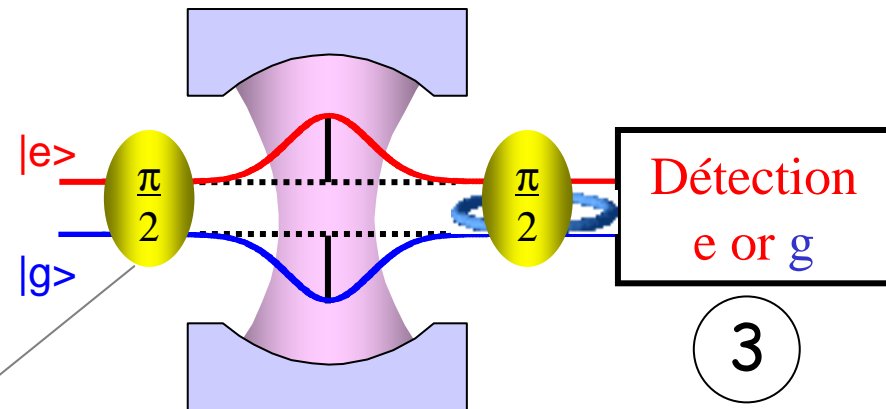
La mesure de S_y suffit à déterminer parfaitement $n=0$ ou $n=1$.

Mesure de S_y

couplage dispersif fort:



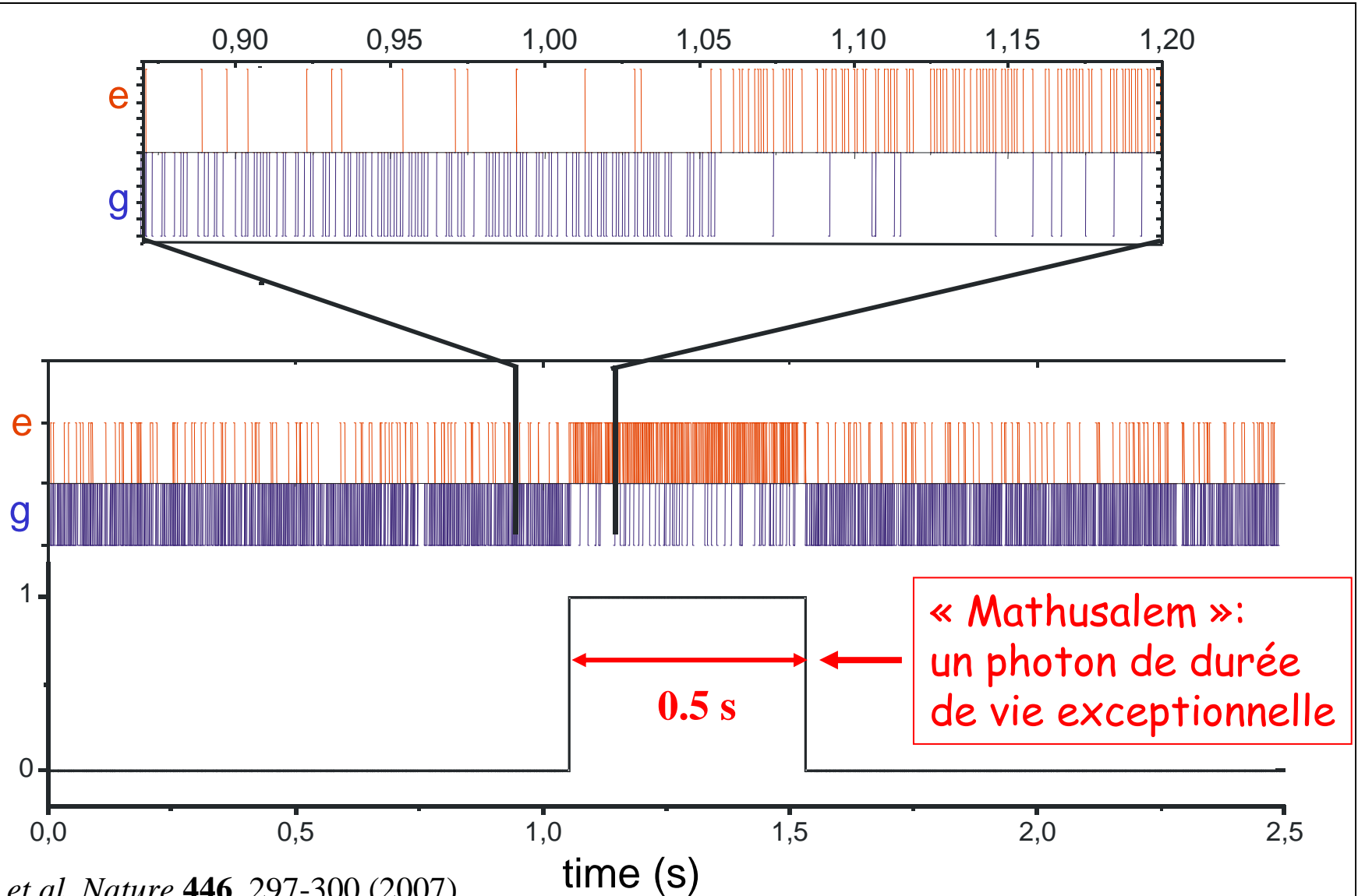
$$\Phi_0 = \pi$$



Détection atomique de $e \rightarrow$ projection du champ sur $|1\rangle$
 $g \rightarrow$ projection du champ sur $|0\rangle$

Détection d'un photon thermique

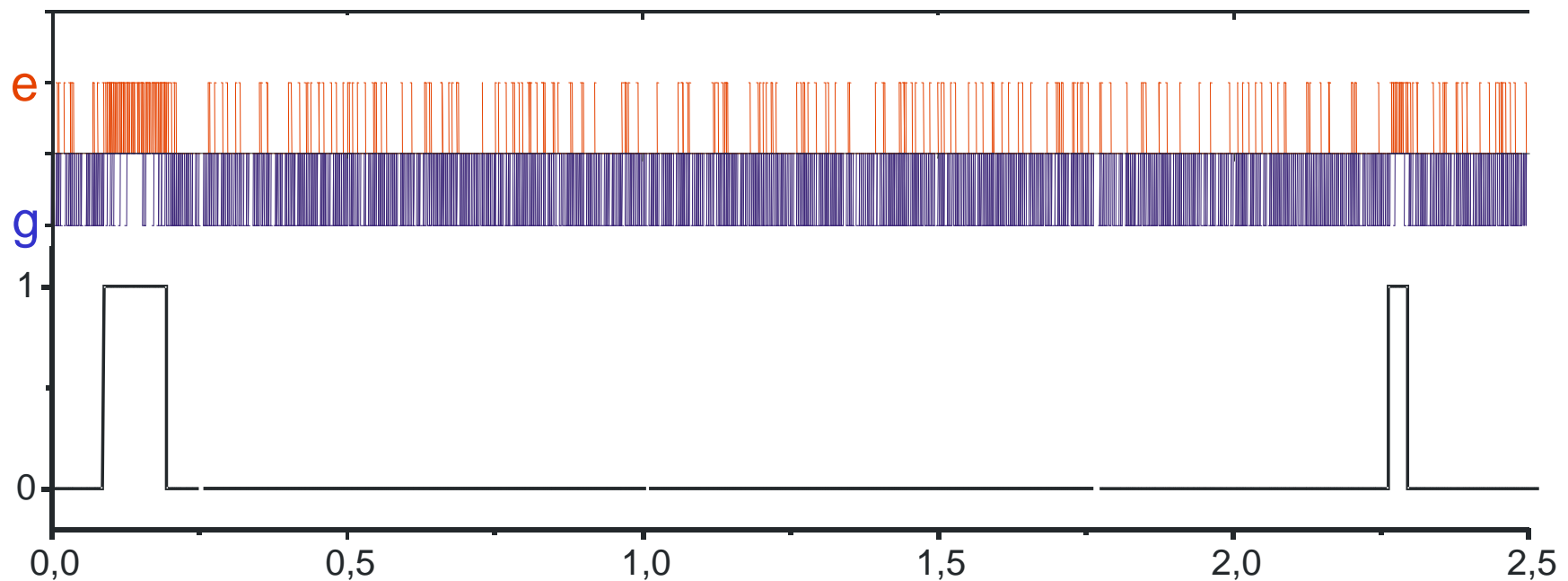
$$T = 0.8 \text{ K} \rightarrow n_{th} = 0.05 \text{ photons}$$



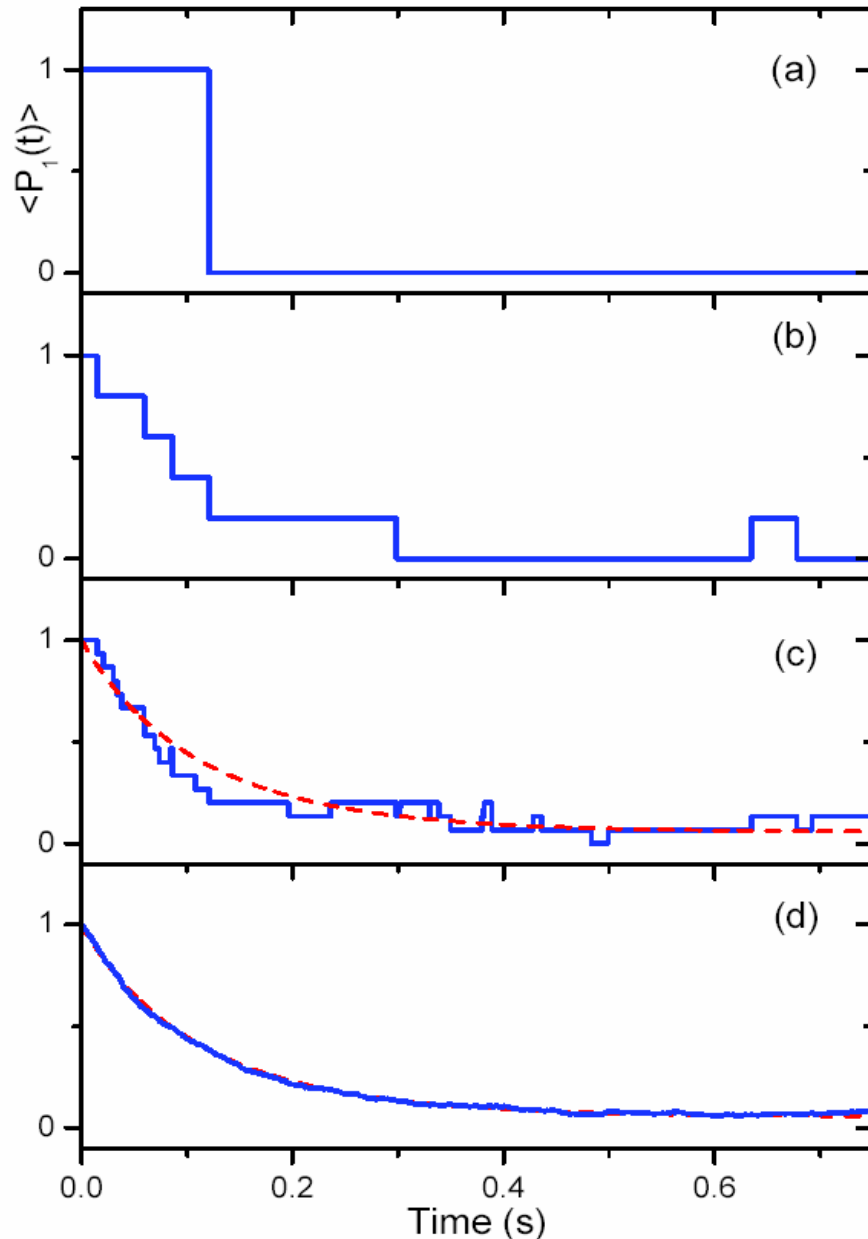
Gleyzes S. *et al.* *Nature* **446**, 297-300 (2007).

Une séquence plus typique

$$T = 1.5 \text{ K} \rightarrow n_{th} = 0.05 \text{ photons}$$



Amortissement d'un photon

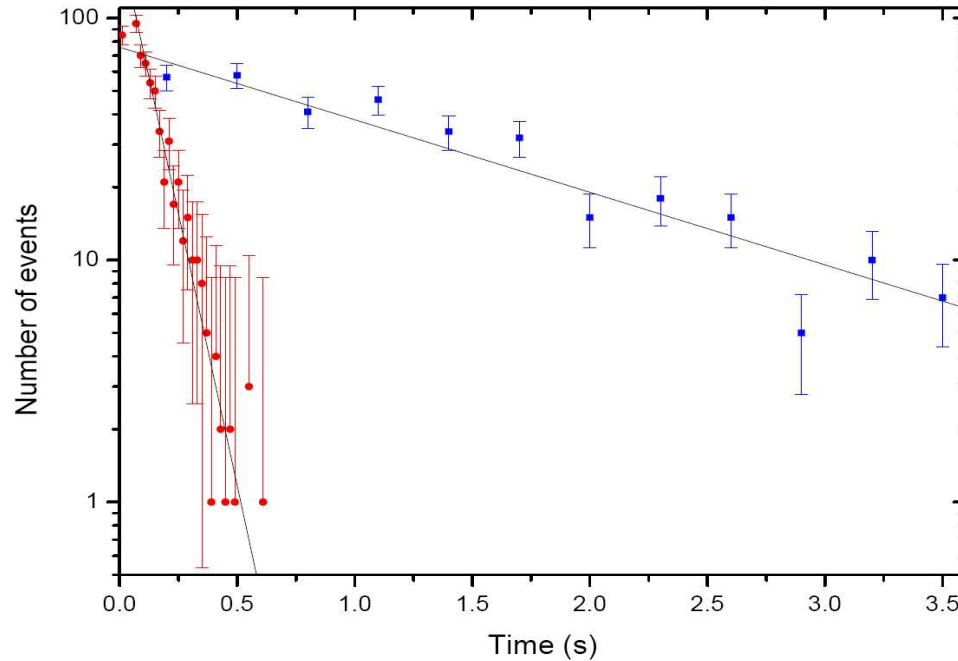


- On prépare un photon à $t=0$ avec un atome

- Réalisation individuelle de l'expérience: le photon disparaît à un instant aléatoire

- Moyennage sur 900 réalisations: on retrouve l'amortissement prédit par l'équation pilote de l'opérateur densité du champ

Statistics of steps duration



Residual thermal
field:
 $n_{th}=0.06$ photon

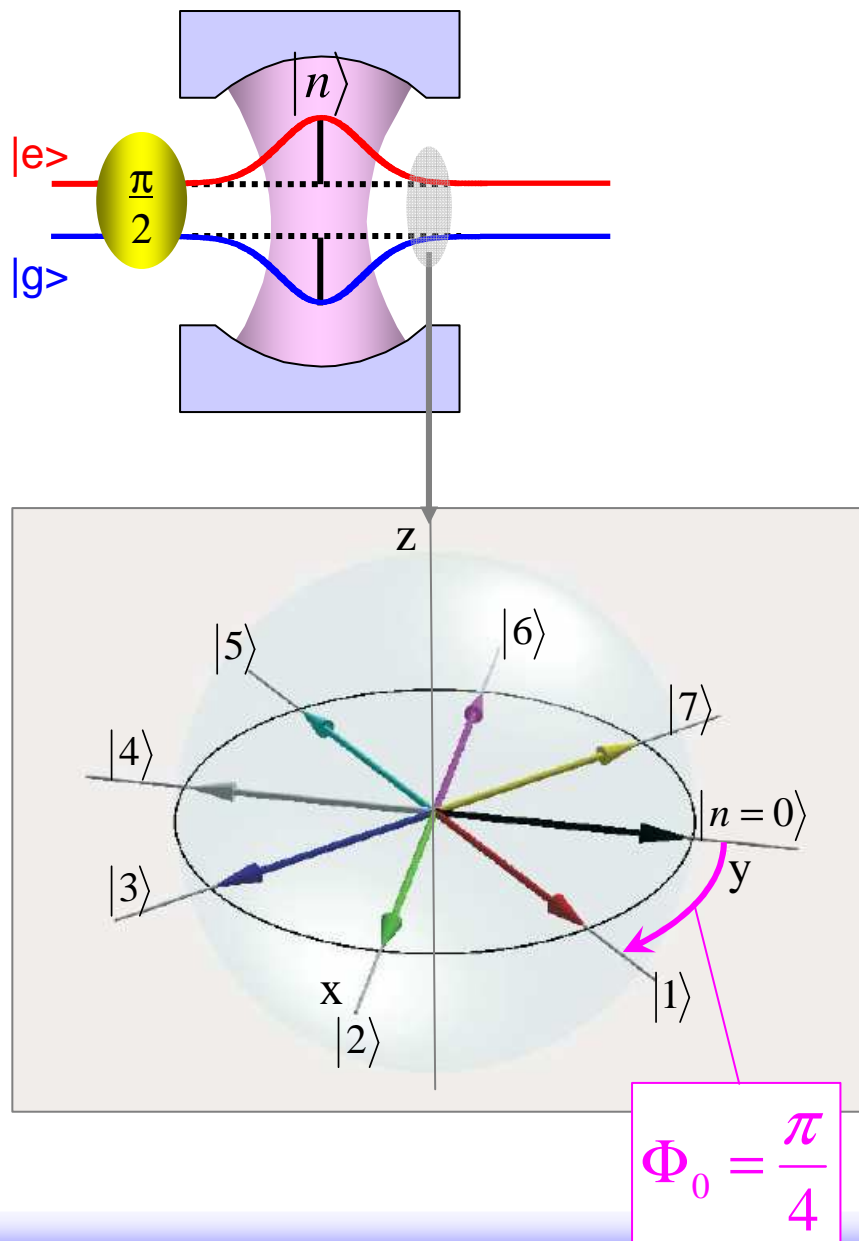
Lifetime of $n=0$:	1,45 s	theory: 1,65 s
Lifetime of $n=1$:	97 ms	theory : 98 ms

Field damping time $\rightarrow T_{cav} = 130ms$

$$\tau_1 = t_{cav} / (3n_{th} + 1)$$

3. Voir plus d'un photon

Détection de $n > 1$



L'interaction prépare un état intriqué:

$$|\Psi\rangle = \sum_n C_n |+_n \Phi_0\rangle \otimes |n\rangle$$

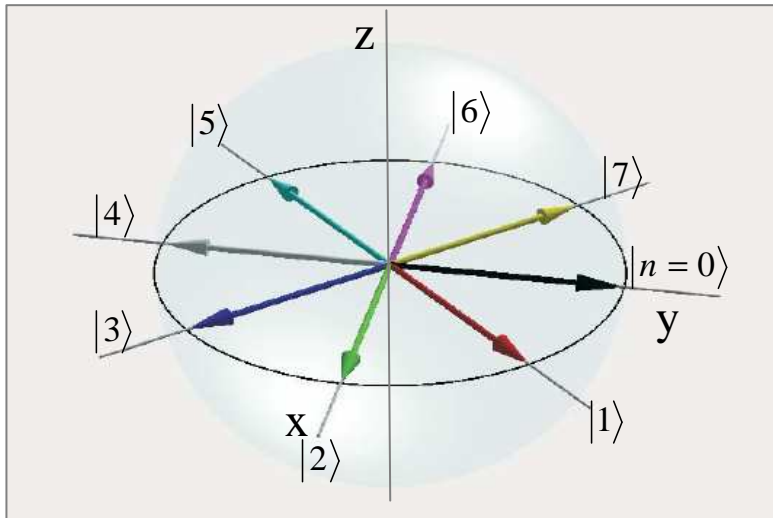
Détection d'un atome = 1 bit
 \Rightarrow insuffisant pour mesurer n
 \Rightarrow répétons la mesure

\downarrow N atomes

$$|\Psi\rangle = \sum_n |+_n \Phi_0\rangle^N \otimes |n\rangle$$

Le nombre de photons est « codé »
 dans un échantillon mésoscopique
 d'atomes.

« décodage » du nombre de photons



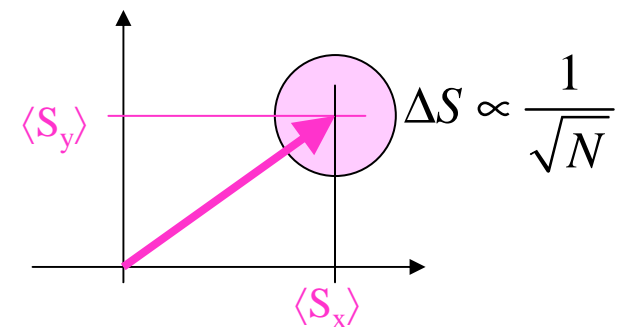
$$|\Psi\rangle = \sum_n C_n \left| +_n \Phi_0 \right\rangle^N \otimes |n\rangle$$

Pour chaque valeur du nombre de photons, on a **N copies identiques** de l'état $\left| +_n \Phi_0 \right\rangle$.

Détermination du spin atomique par « tomographie »:

N atomes

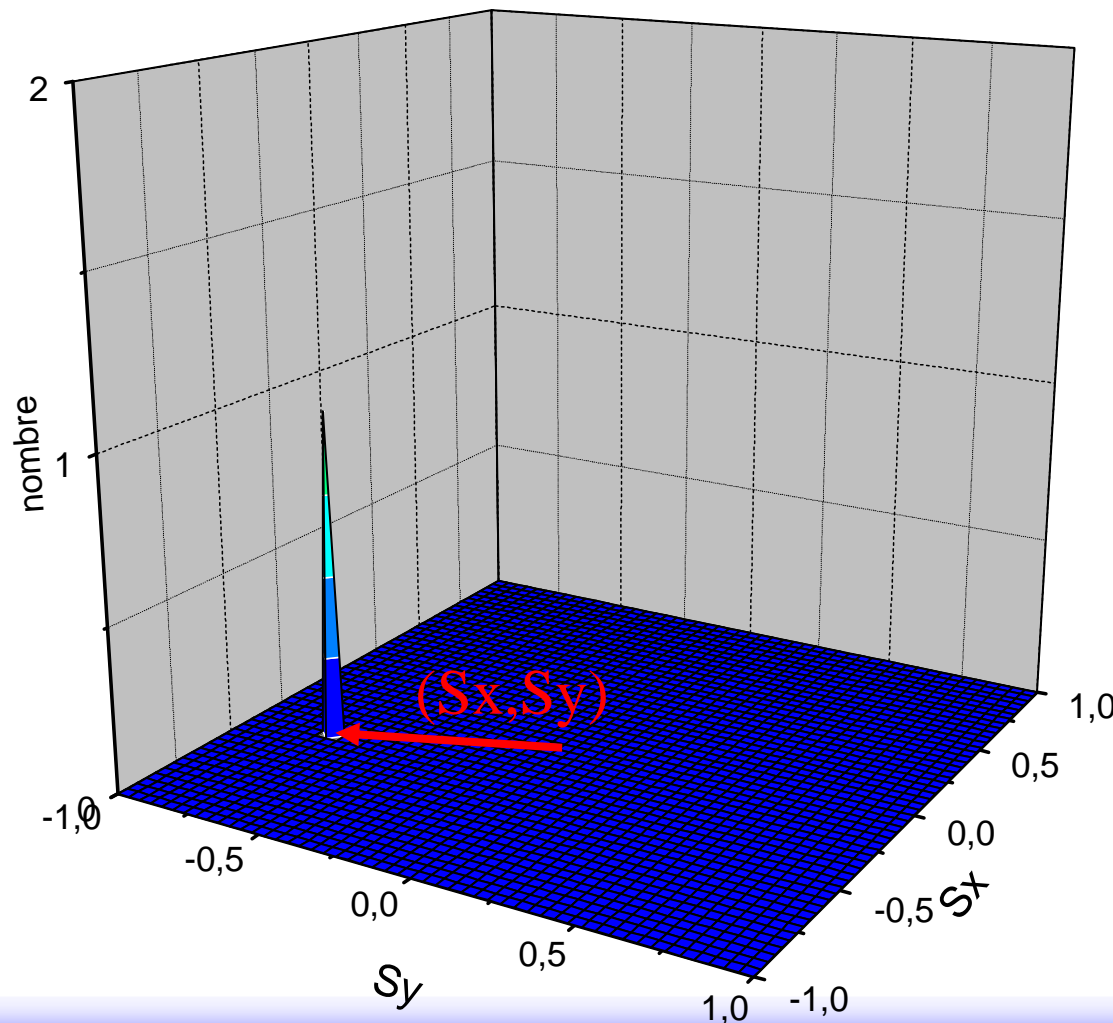
- N/2 atomes: mesure de $\langle S_x \rangle$
- N/2 atomes: mesure de $\langle S_y \rangle$



Si N est assez grand on doit pouvoir distinguer les nombres de photons différents.

Tomographie de l'état atomique

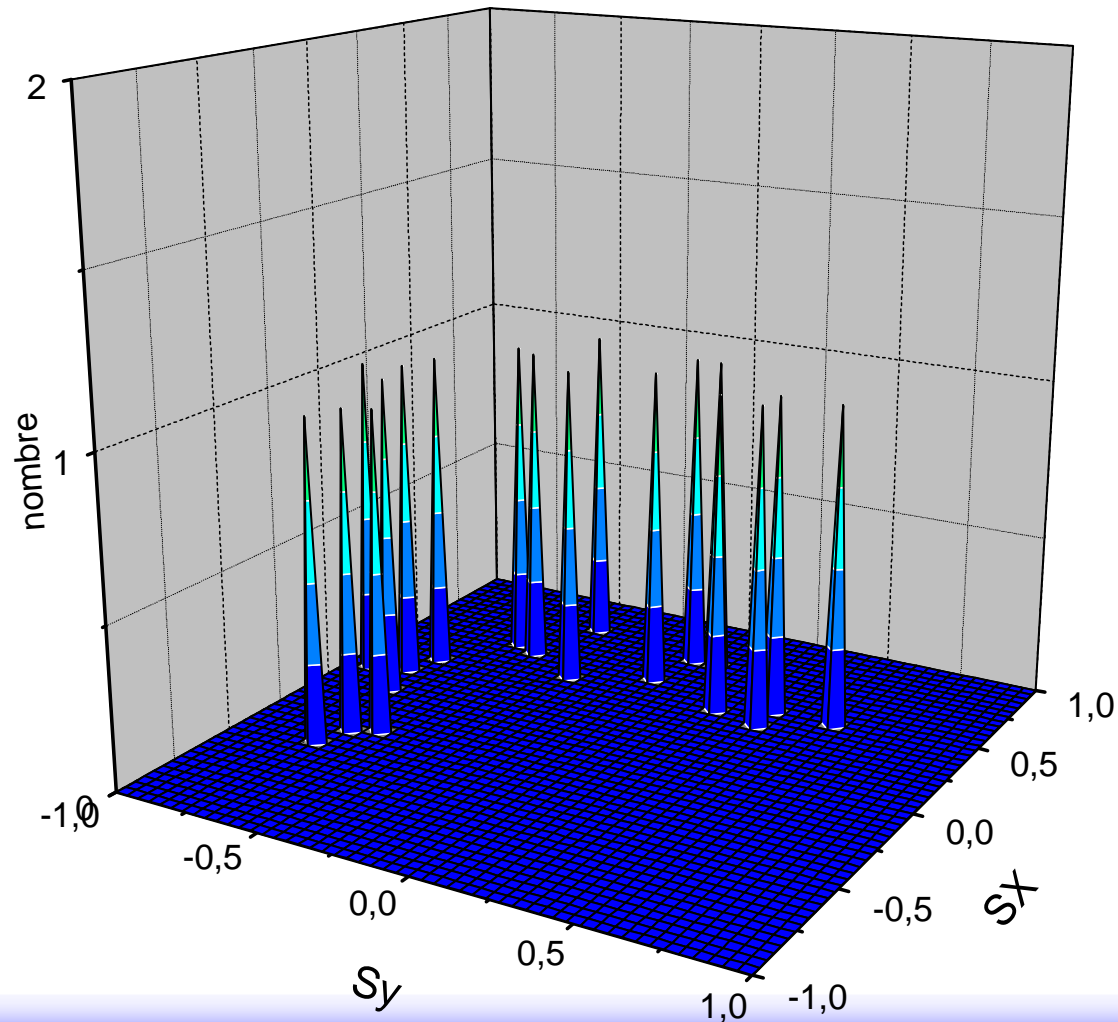
- Méthode: 1- injection d'un champ cohérent $\langle n \rangle = 3.5$ photons.
2- détection de $N=110$ atomes consécutifs: $T_{\text{mesure}} = 26$ ms



Une mesure

Tomographie de l'état atomique

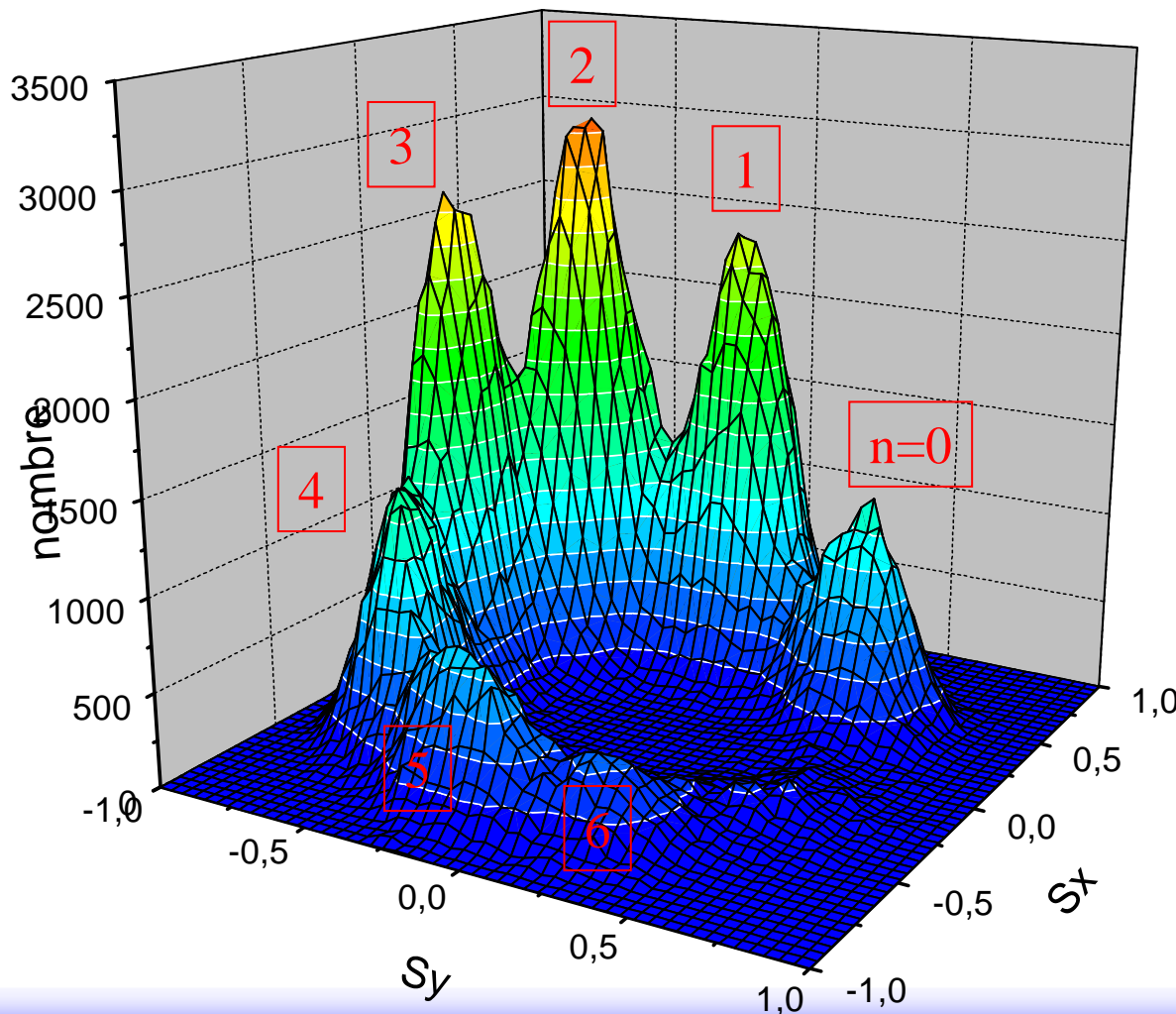
- Méthode: 1- injection d'un champ cohérent $\langle n \rangle = 3.5$ photons.
2- détection de $N=110$ atomes consécutifs: $T_{\text{mesure}} = 26$ ms
3- on recommence



16 mesures

Tomographie de l'état atomique

- Méthode: 1- injection d'un petit champ cohérent.
2- détection de $N=110$ atomes consécutifs: $T_{\text{mesure}}=26$ ms
3- accumulation d'une statistique suffisante



Les spins pointent dans des directions privilégiées:

Chaque pic correspond à un nombre de photons différent.

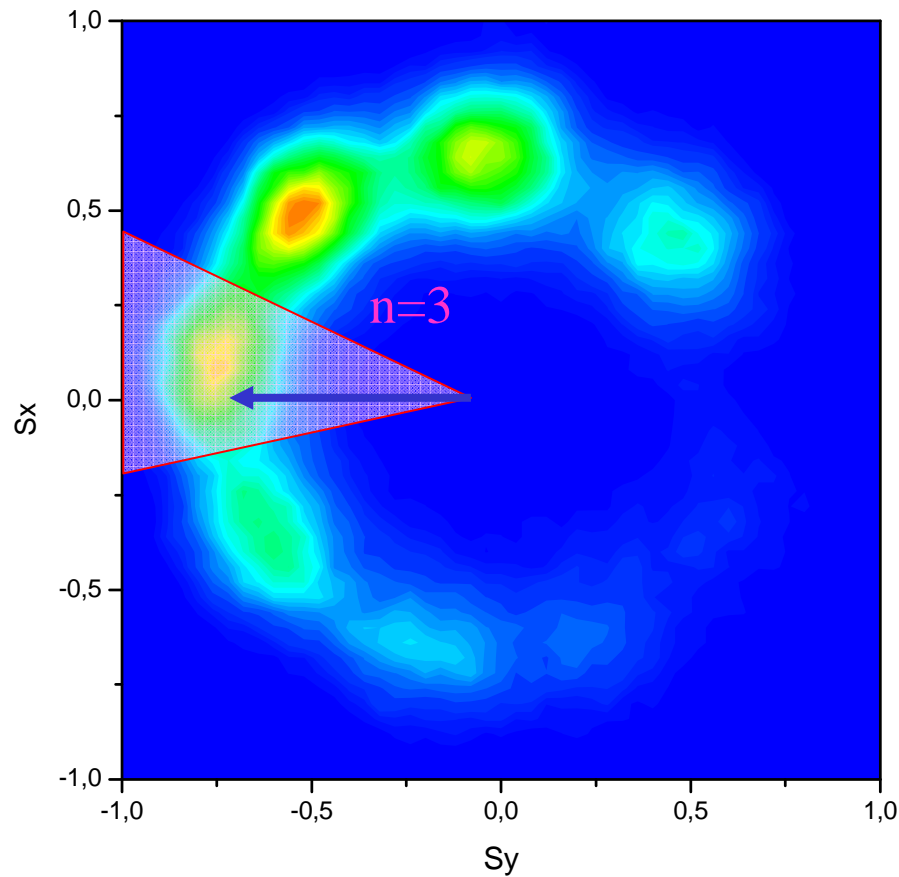
$$\langle n \rangle = 2.4 \text{ photons}$$

$\Rightarrow n$ est visiblement quantifié

Une mesure du spin est une mesure de n :
vérification?

On compare deux mesures consécutives

Préparation de $n=3$ par « sélection »

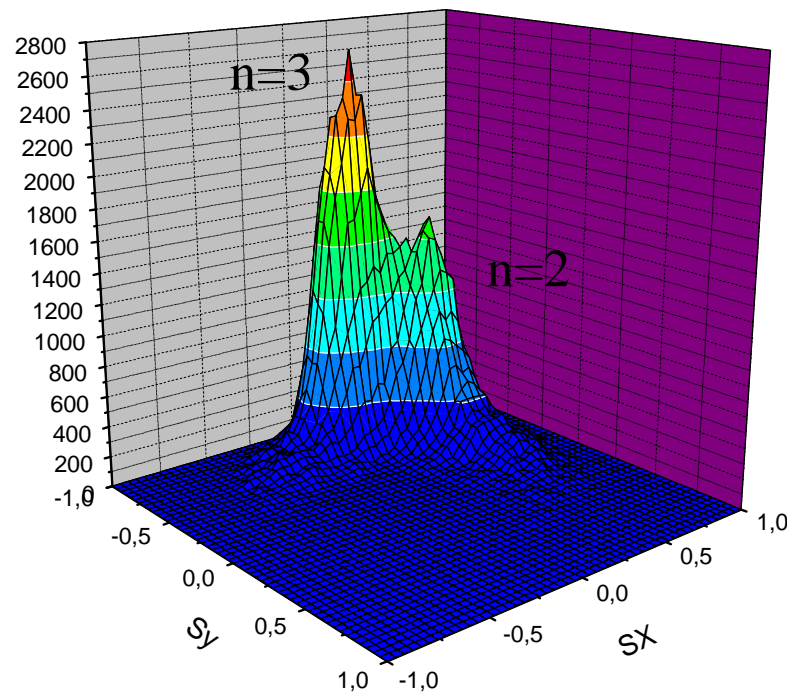


- Sélection des mesures M_1 (S_x, S_y) dans la région correspondant à $n=3$

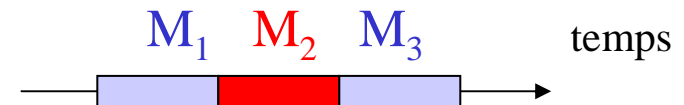
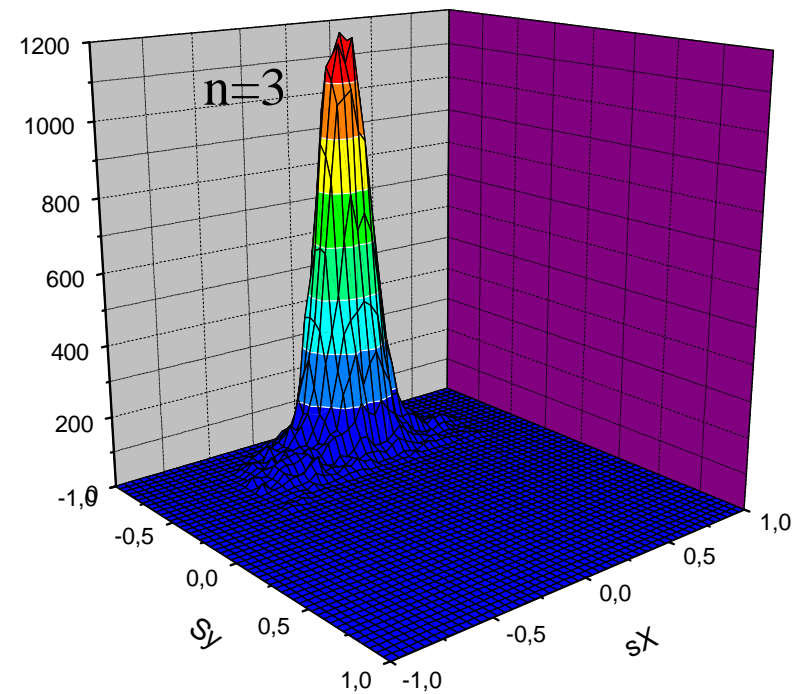
- Vérification:
Corrélation avec une seconde mesure M_2 indépendante



Préparation de l'état $n=3$

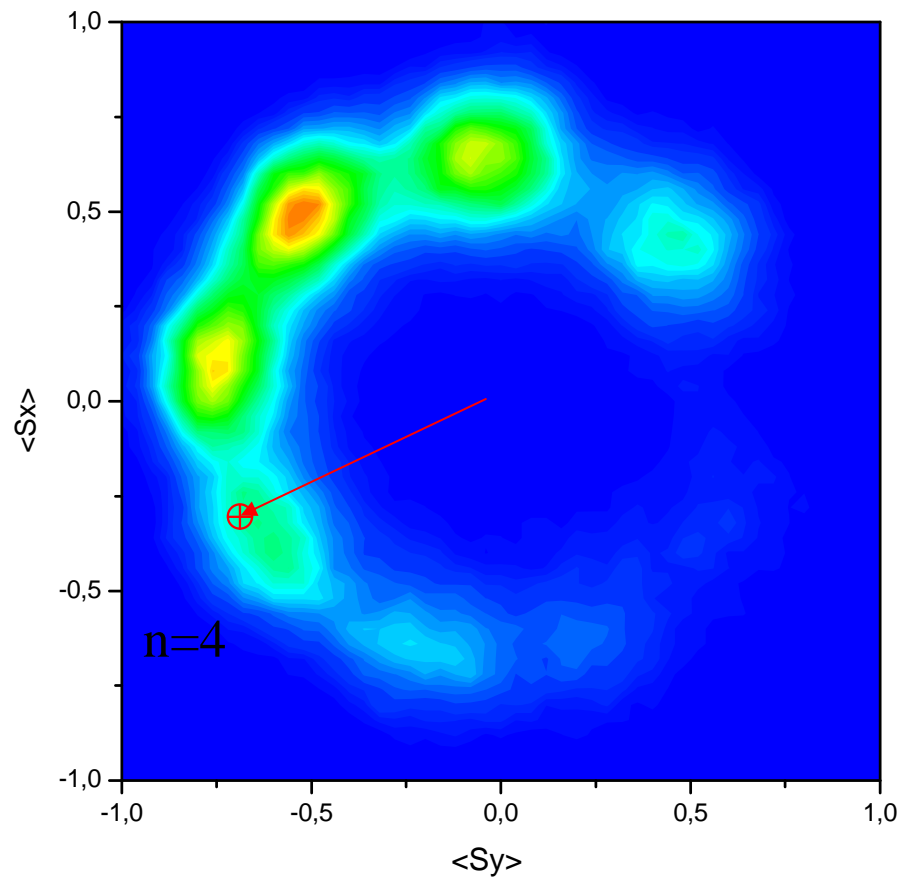


Mesure M_2 répétée juste après
une mesure M_1 $n=3$:
On observe la décroissance
de $n=3$ vers $n=2$ et 1.



Mesure réalisée entre
deux mesures $n=3$
 \Rightarrow pureté proche de 100%

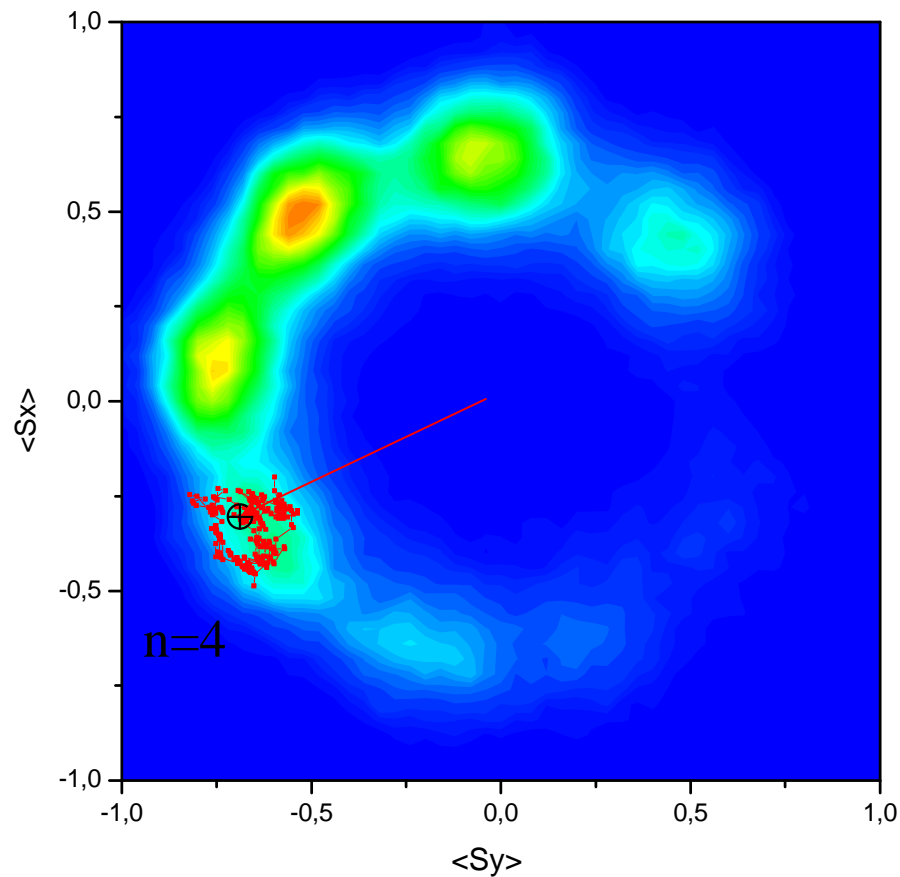
Mesurer la décroissance du champ en temps réel



Trajectoire quantique
individuelle:

- Première mesure:
projection du champ sur
 $n=4$

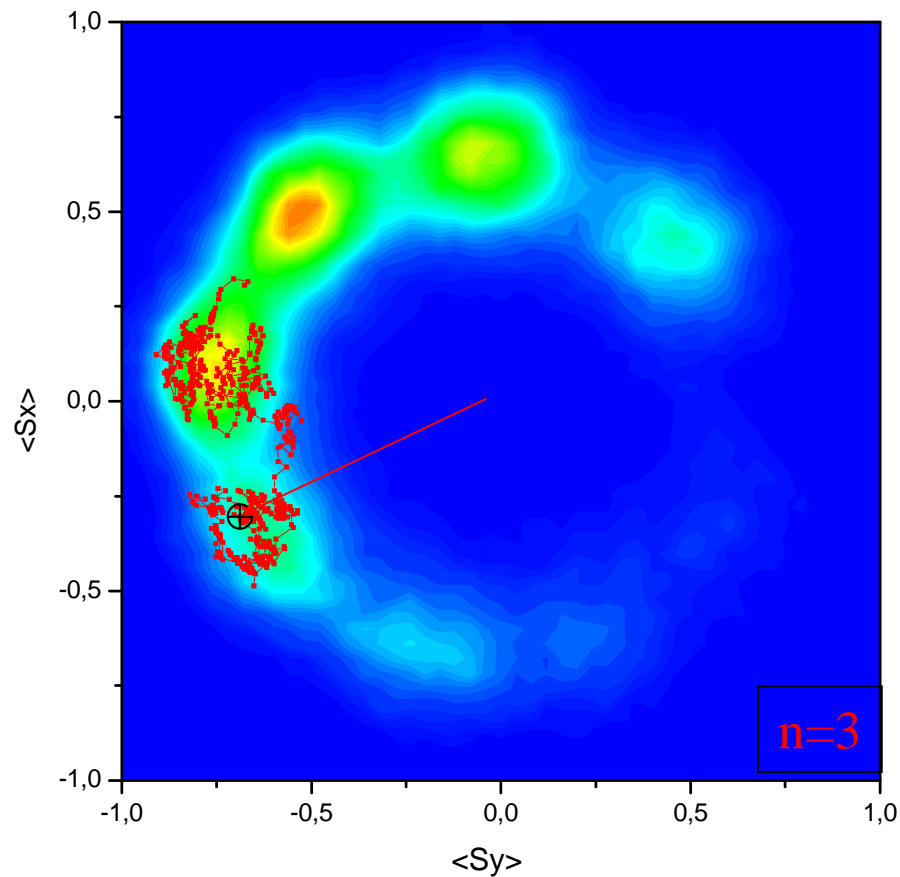
Mesurer la décroissance du champ en temps réel



Trajectoire quantique
individuelle:

- Première mesure:
projection du champ sur
 $n=4$

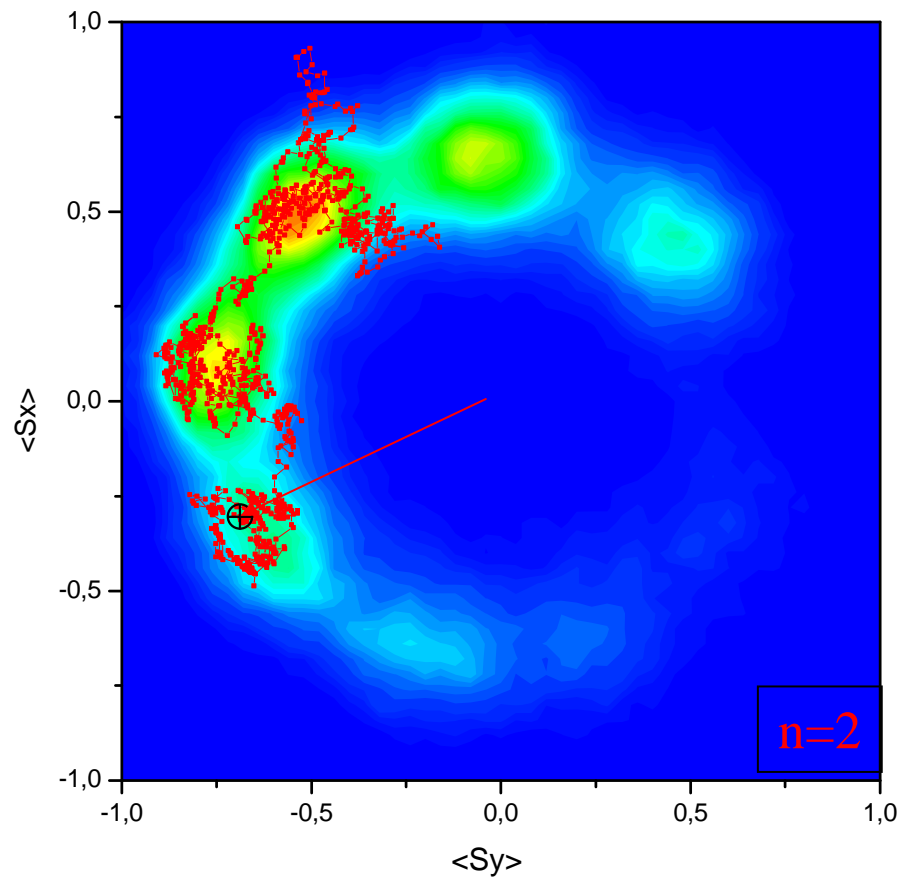
Mesurer la décroissance du champ en temps réel



Trajectoire quantique
individuelle:

- Première mesure:
projection du champ sur
 $n=4$

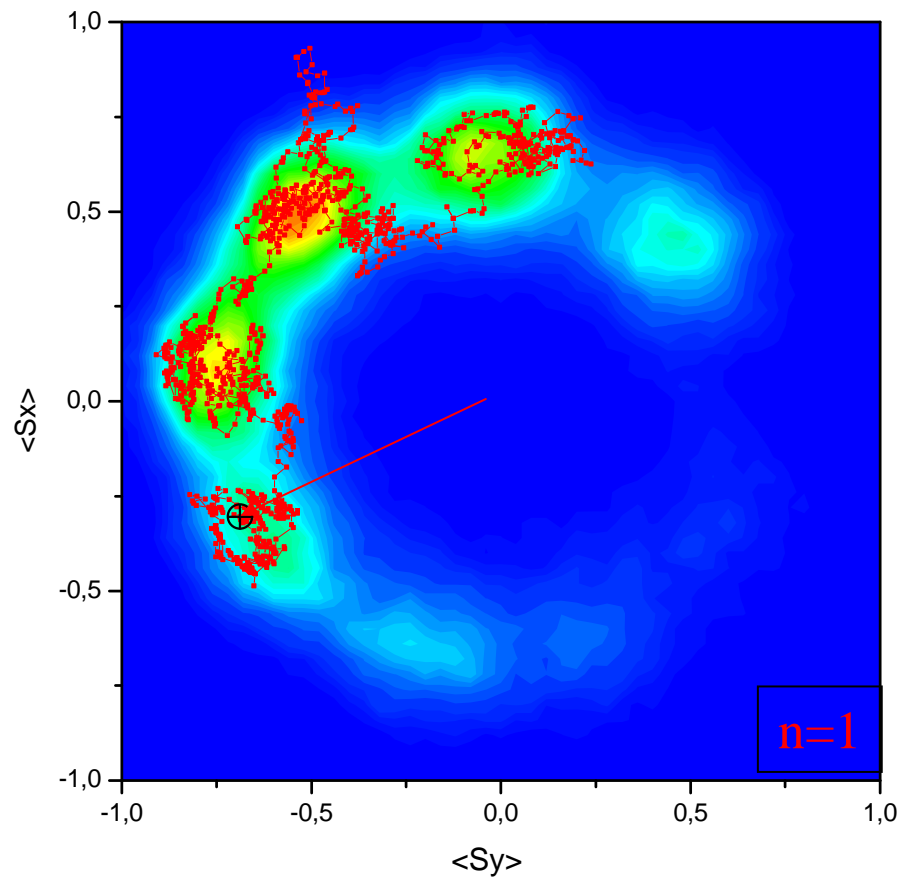
Mesurer la décroissance du champ en temps réel



Trajectoire quantique individuelle:

- Première mesure:
projection du champ sur
 $n=4$

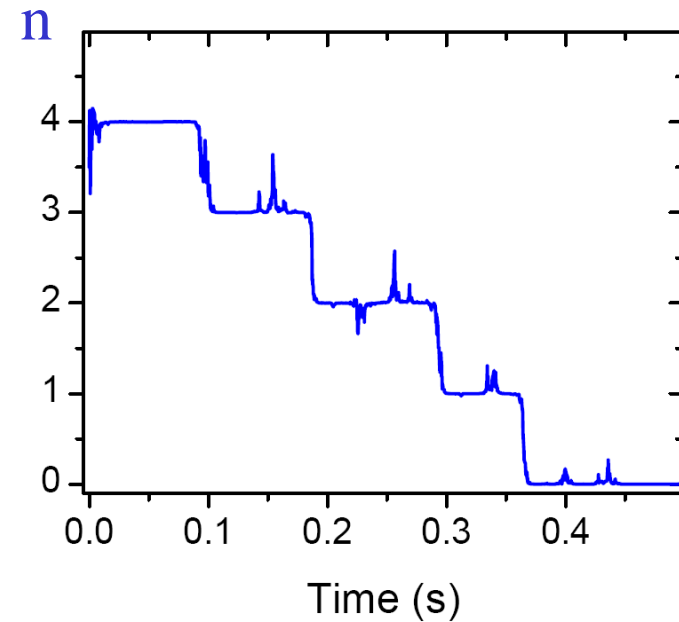
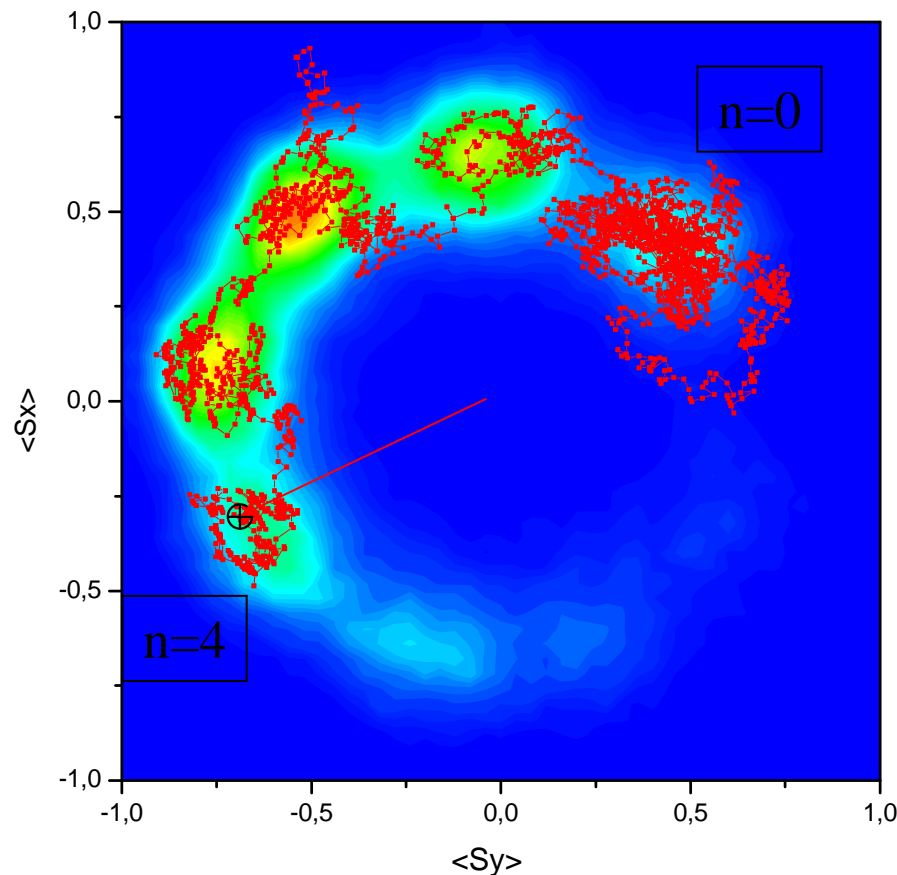
Mesurer la décroissance du champ en temps réel



Trajectoire quantique
individuelle:

- Première mesure:
projection du champ sur
 $n=4$

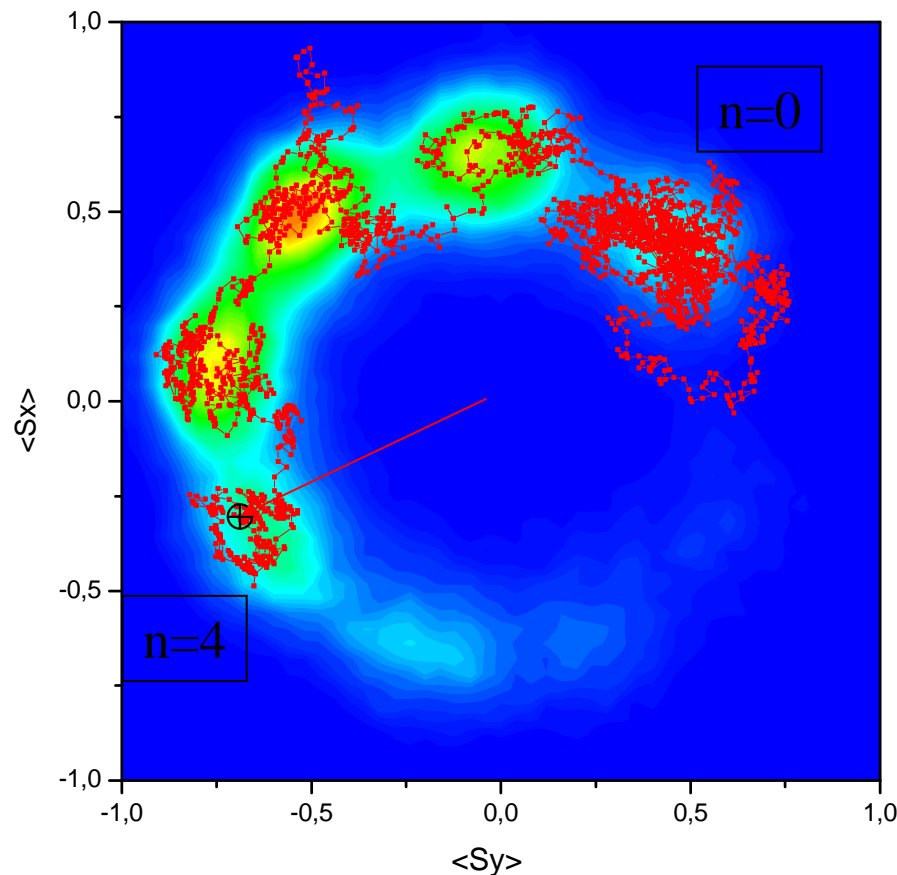
Mesurer la décroissance du champ en temps réel



- Evolution par sauts quantiques successifs jusqu'à $n=0$.

On peut suivre en temps réel l'évolution du nombre de photons.

Mesurer la décroissance du champ en temps réel



On a considéré la
détection de 110 atomes
comme une seule mesure:
en fait les atomes sont
détectés un par un.

Comment la mesure
converge-t-elle
progressivement vers $n=3$?

Acquisition progressive d'information

- Un autre point de vue sur la même expérience:
décrire l'effet de l'information obtenue atome par atome en appliquant le postulat de projection à chaque détection atomique.

$P_0(n)$ - état initial



- Première mesure de S_φ ($\varphi=0$ ou $\pi/2$) résultat $+\varphi$ ou $-\varphi$

$P_1(n)$

- obtenue par application du postulat de projection



$P_2(n)$

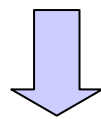
.

.

$P_N(n)$ - état final après détection de N atomes

Effet d'une mesure élémentaire sur le champ

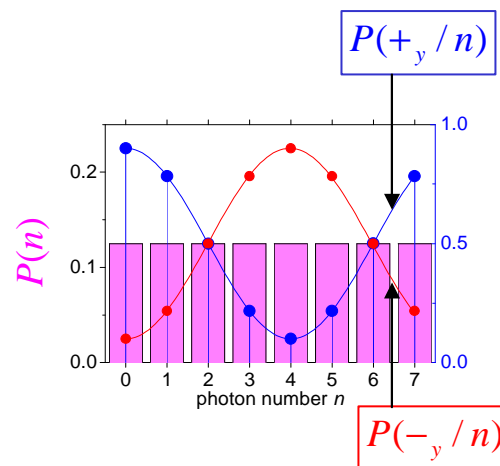
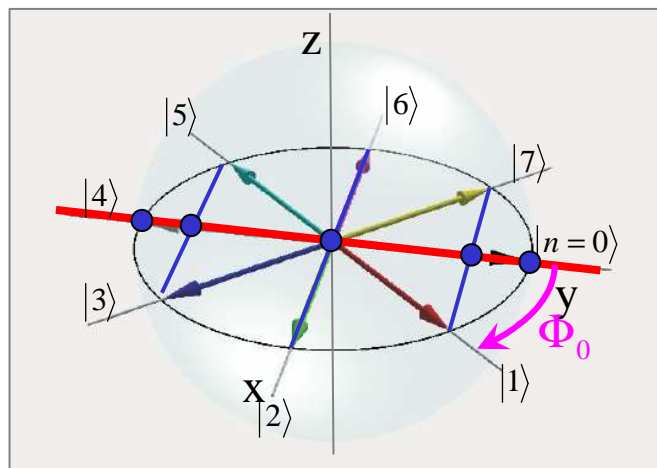
$$P_k(n)$$



Mesure de S_φ pour l'atome $k+1$

$$P_{k+1}(n) = P(n/\pm\varphi) = P_k(n) \cdot P(\pm\varphi/n) \cdot \frac{1}{P(\pm\varphi)} \text{ Loi de Bayes}$$

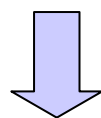
On peut arriver là sans le postulat de projection



$\varphi = \pi/2$ mesure S_x
 $\varphi = 0$ mesure S_y

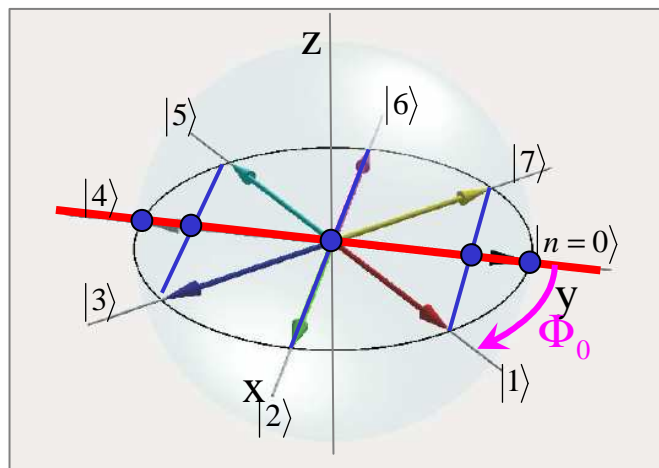
Effet d'une mesure élémentaire sur le champ

$$P_k(n)$$

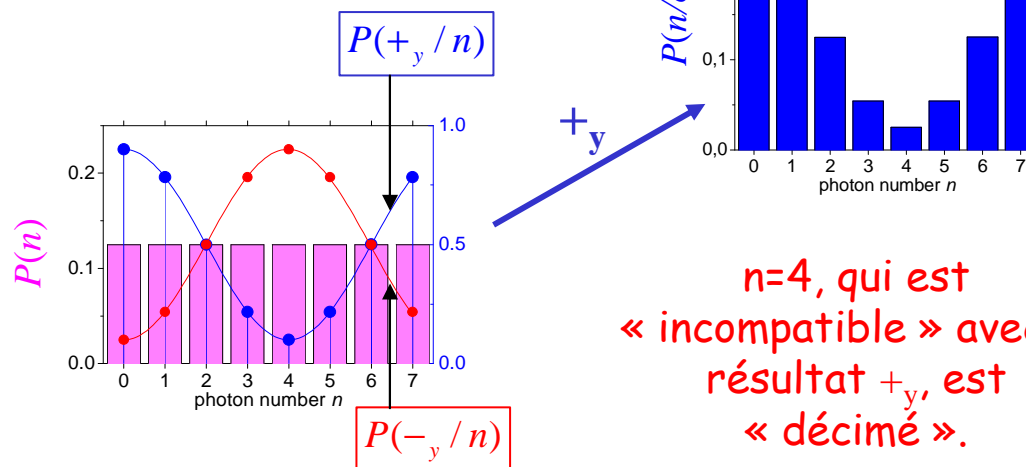


Mesure de S_φ pour l'atome $\kappa+1$

$$P_{k+1}(n) = P(n / \pm_\varphi) = P_k(n) \cdot P(\pm_\varphi / n) \cdot \frac{1}{Z} \quad \text{Loi de Bayes}$$



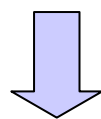
$\varphi=0$ Mesure de S_y



$n=4$, qui est « incompatible » avec le résultat $+_y$, est « décimé ».

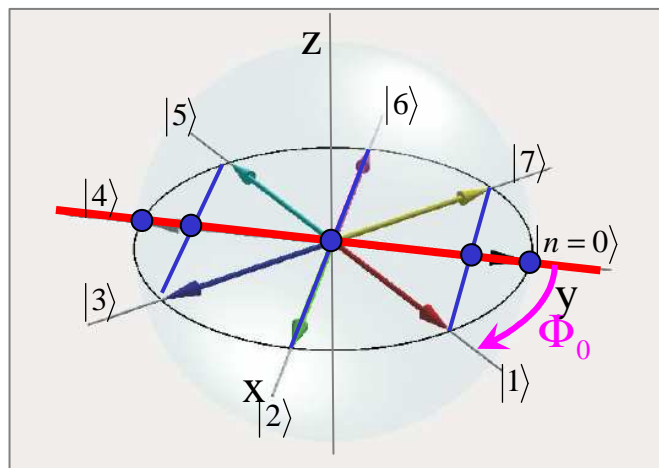
Effet d'une mesure élémentaire sur le champ

$$P_k(n)$$

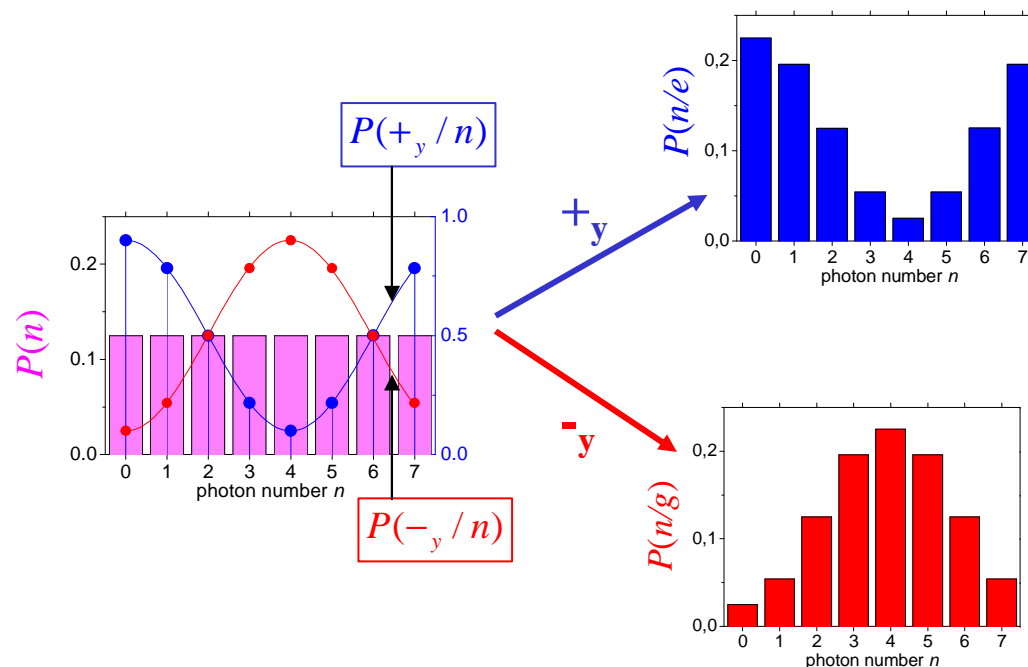


Mesure de S_φ pour l'atome $\kappa+1$

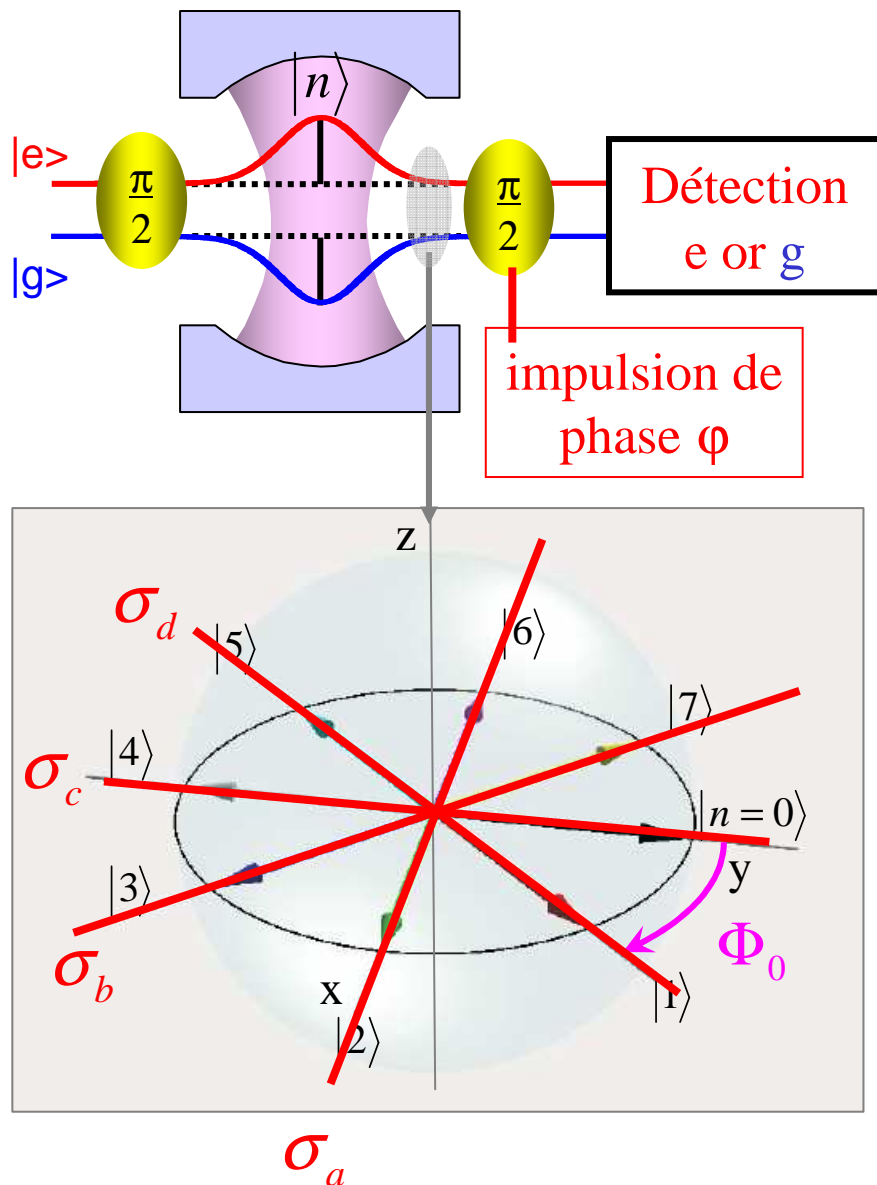
$$P_{k+1}(n) = P(n / \pm_\varphi) = P_k(n) \cdot P(\pm_\varphi / n) \cdot \frac{1}{Z} \quad \text{Loi de Bayes}$$



$\varphi=0$ Mesure de S_y



Acquisition progressive d'information



- on envoie des atomes successifs.
- on varie la phase de détection: chaque atome décime des nombres de photons différents

$$\varphi(k) = a, b, c \text{ or } d$$

j	1101111111111001110
i	ddcbccabcdaadaabad

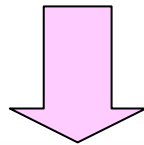
Décodage de n :

$$P_N(n) = \prod_N(n) \cdot P_0(n) \cdot \frac{1}{Z}$$

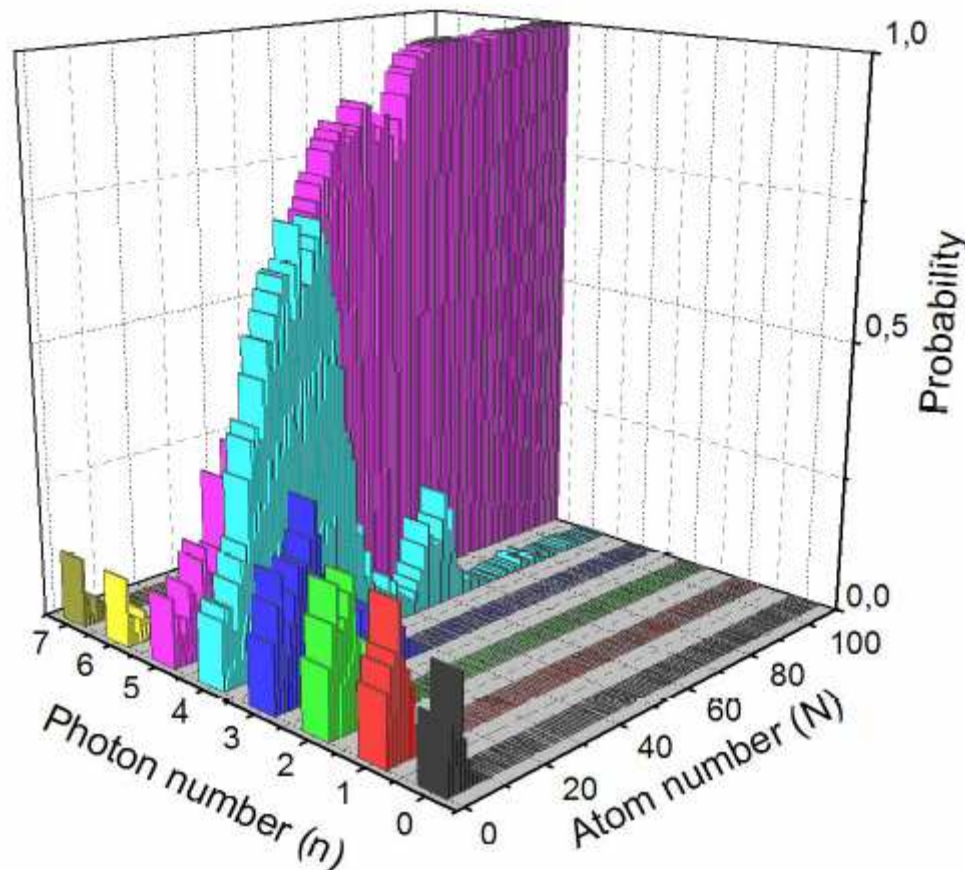
- $\prod_N(n)$: produit de fonctions sinus dont la phase dépend:
- de la direction de détection $\varphi(k)$
 - du résultat de chaque mesure e ou g (0 ou 1)

Projection progressive du champ

$j(k)$ 11011111111100111011011110101001101010101101011111
 $\varphi(k)$ ddcbccabcdaadaabadddbadbcdababbaacbccdadccdcbaaacc



Décodage (données réelles décodables en temps réel)



Champ initialement cohérent
 $\langle n \rangle = 3.7 (\pm 0.008)$

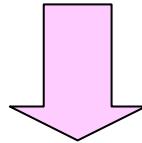
Distribution initiale plate (nombre de photon a priori quelconque):
Le résultat de la mesure est indépendant de ce choix

La probabilité de converger vers $n=5$ dépend du champ que l'on mesure.

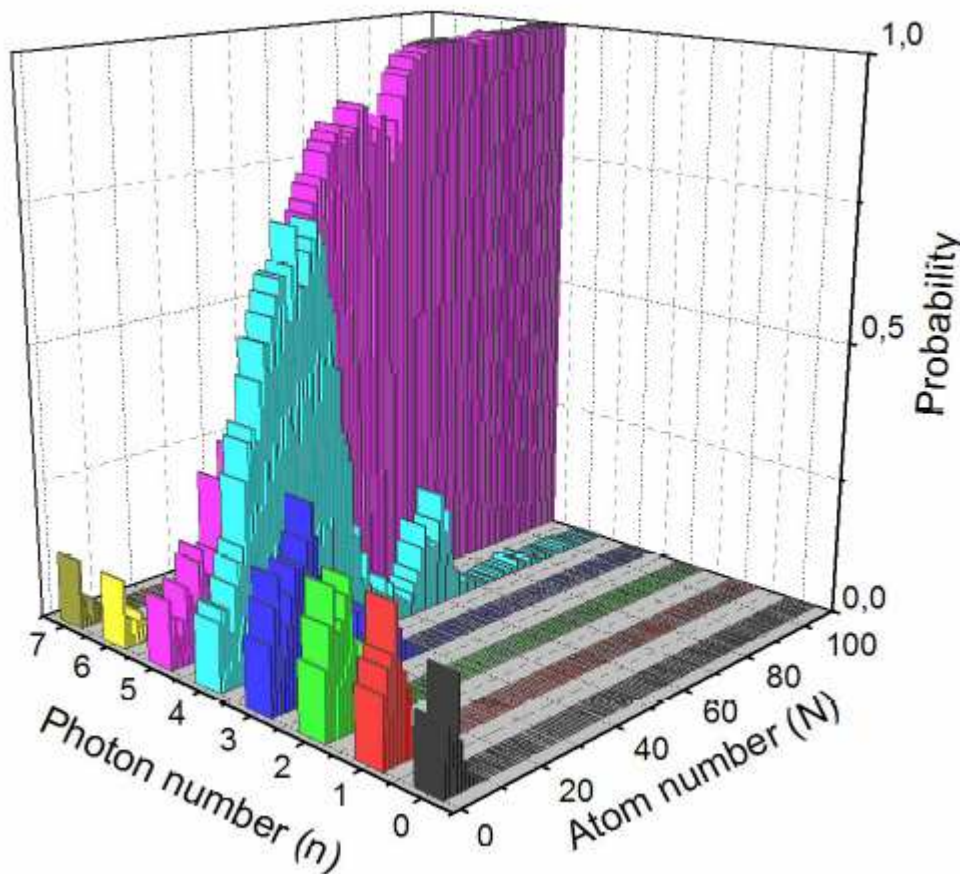
Projection progressive de l'état du champ sur un état nombre

Projection progressive du champ

$j(k)$ 11011111111100111011011110101001101010101101011111
 $\varphi(k)$ ddcbccabcdaadaabadddbadbcdababbaacbccdadccdcbaaacc

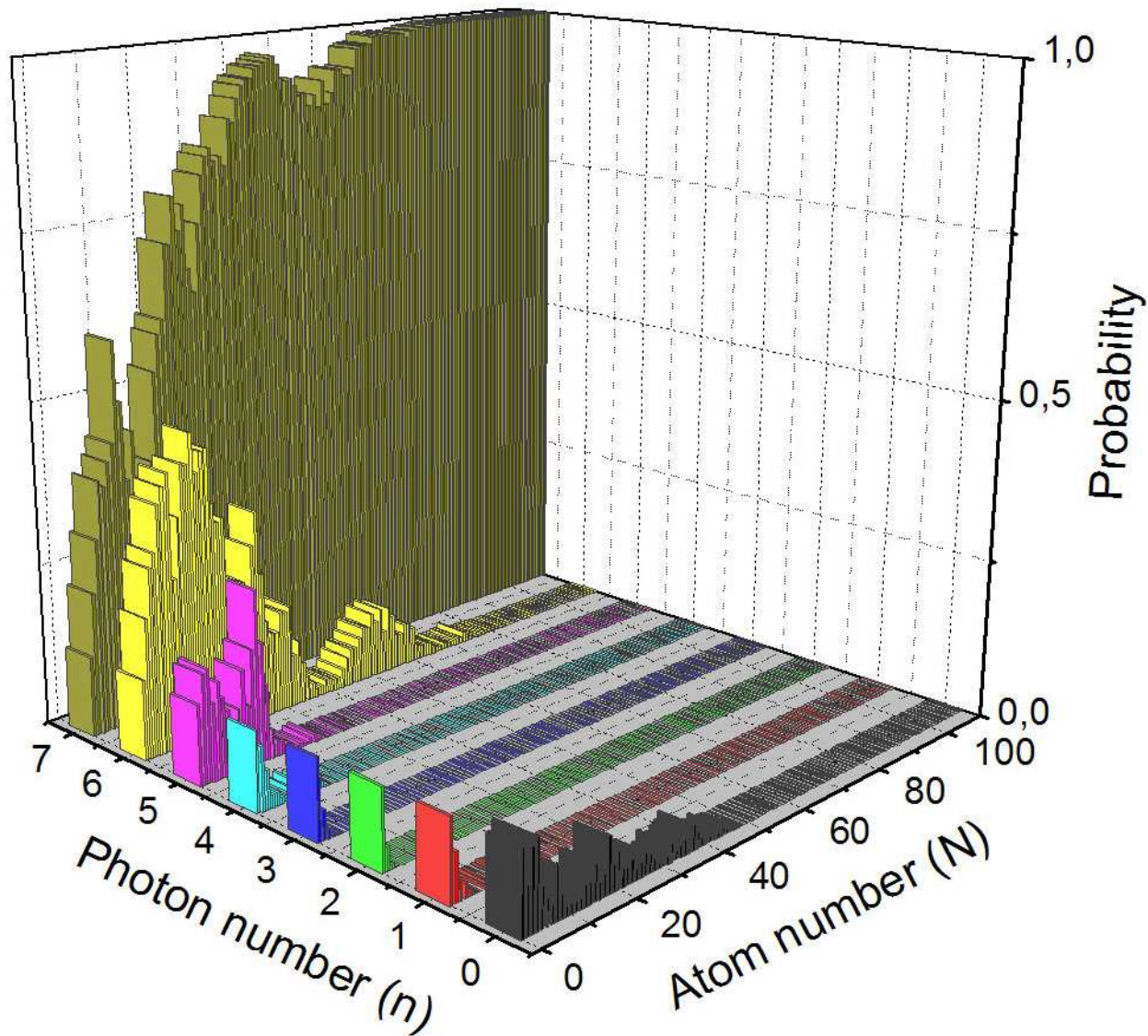


Décodage (données réelles décodables en temps réel)



Cette analyse
« atome par atome »
est complètement équivalente
à l'approche
« globale »
fondée sur la mesure de
(S_x, S_y) pour un échantillon de
110 atomes

Une autre séquence

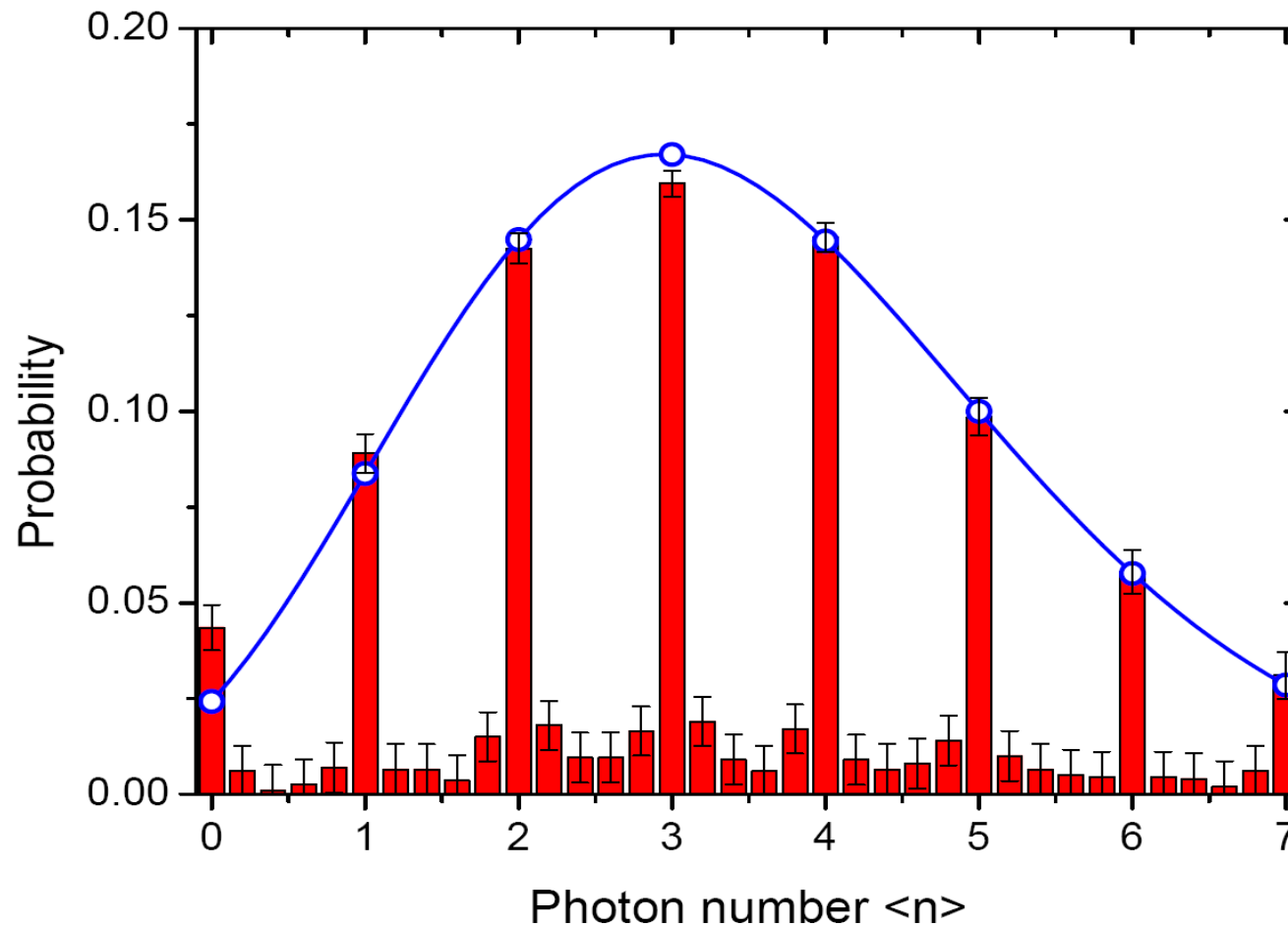


projection sur $n=7$

- Le nombre de photon final est aléatoire

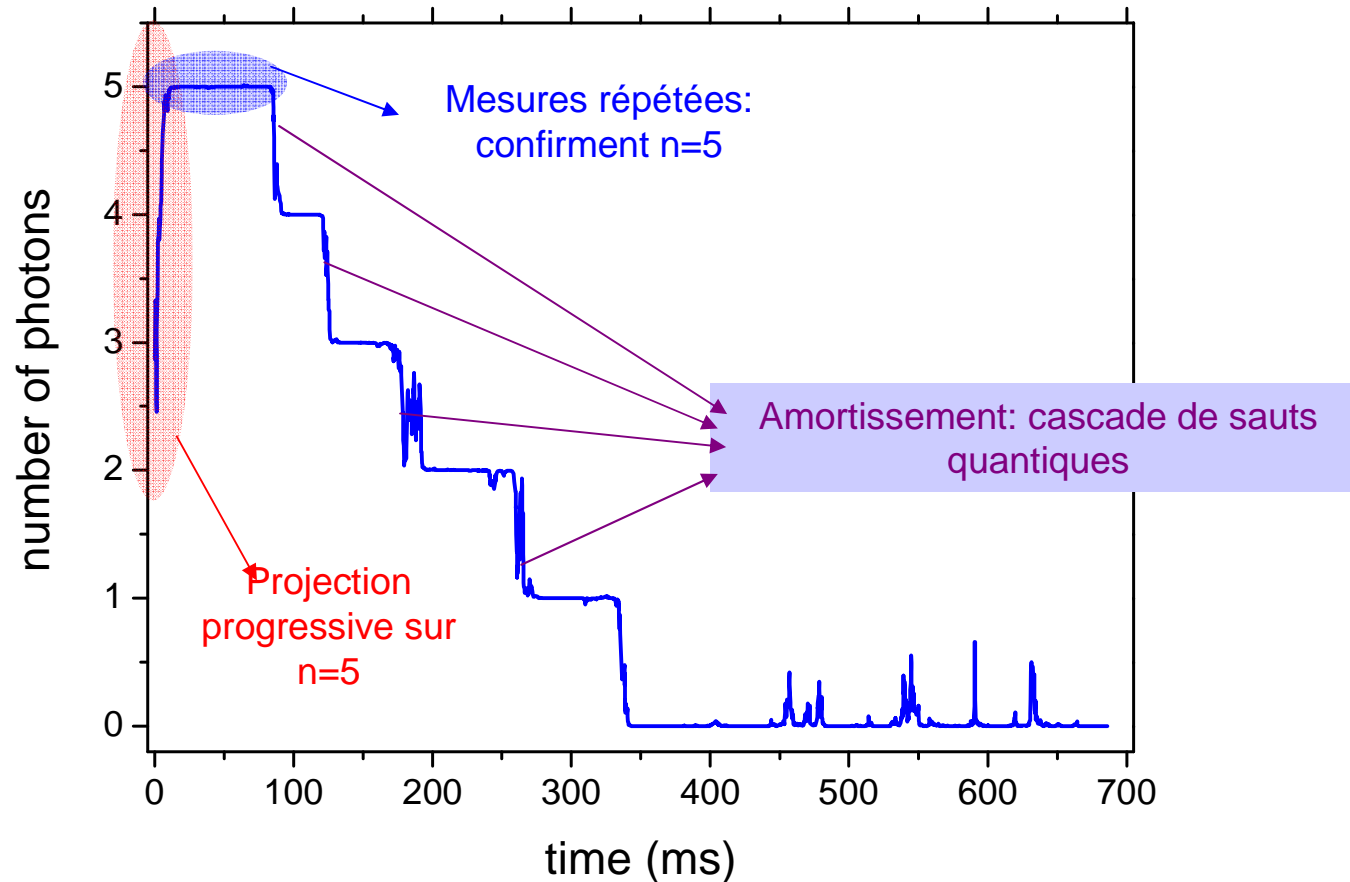
- La statistique des résultats doit refléter la statistique du champ initial (postulat de la mesure)

Statistique du nombre de photons



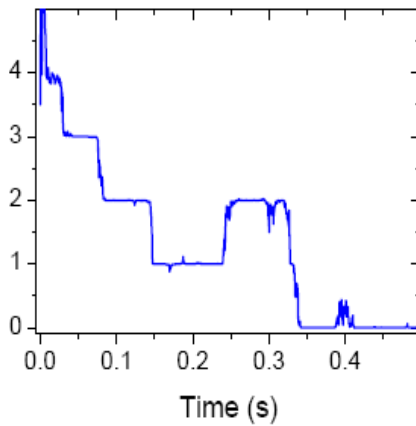
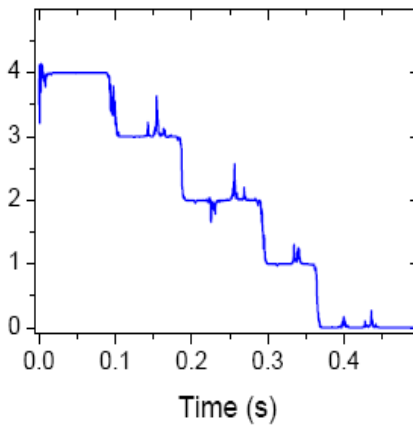
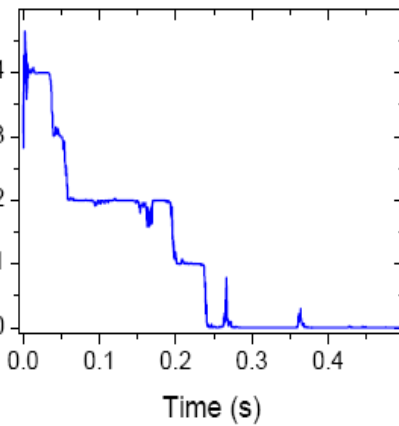
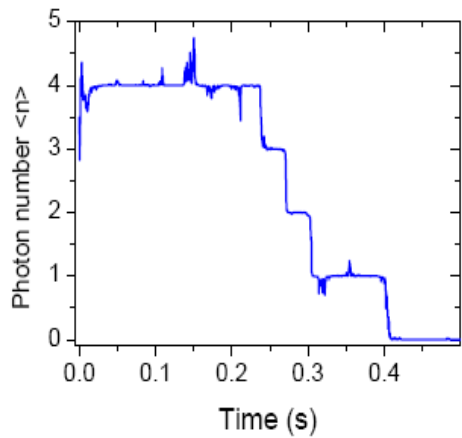
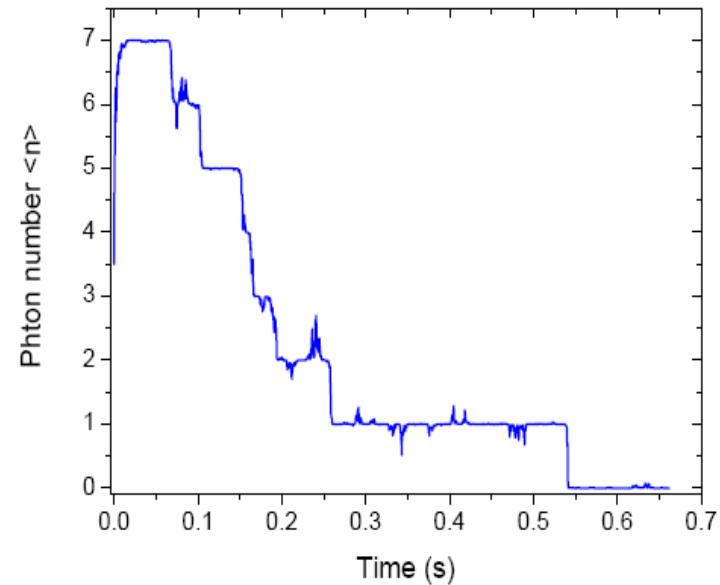
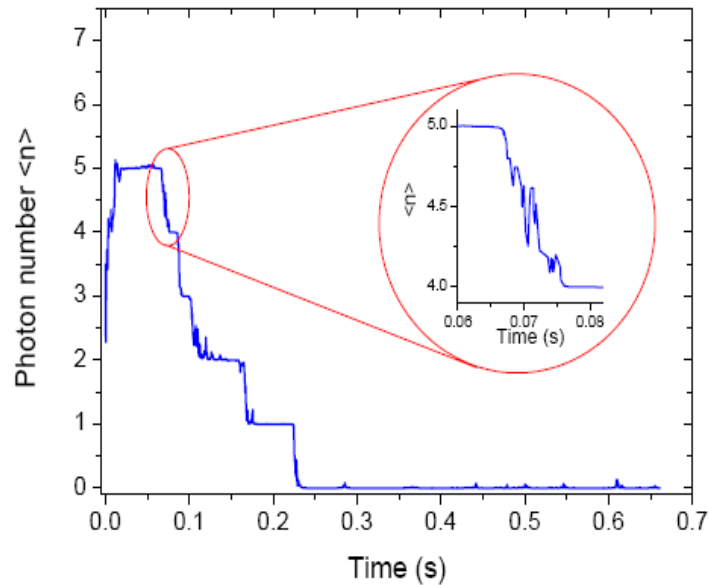
Excellent accord avec une loi de Poisson:
état cohérent $\langle n \rangle = 3.4 \pm 0.008$

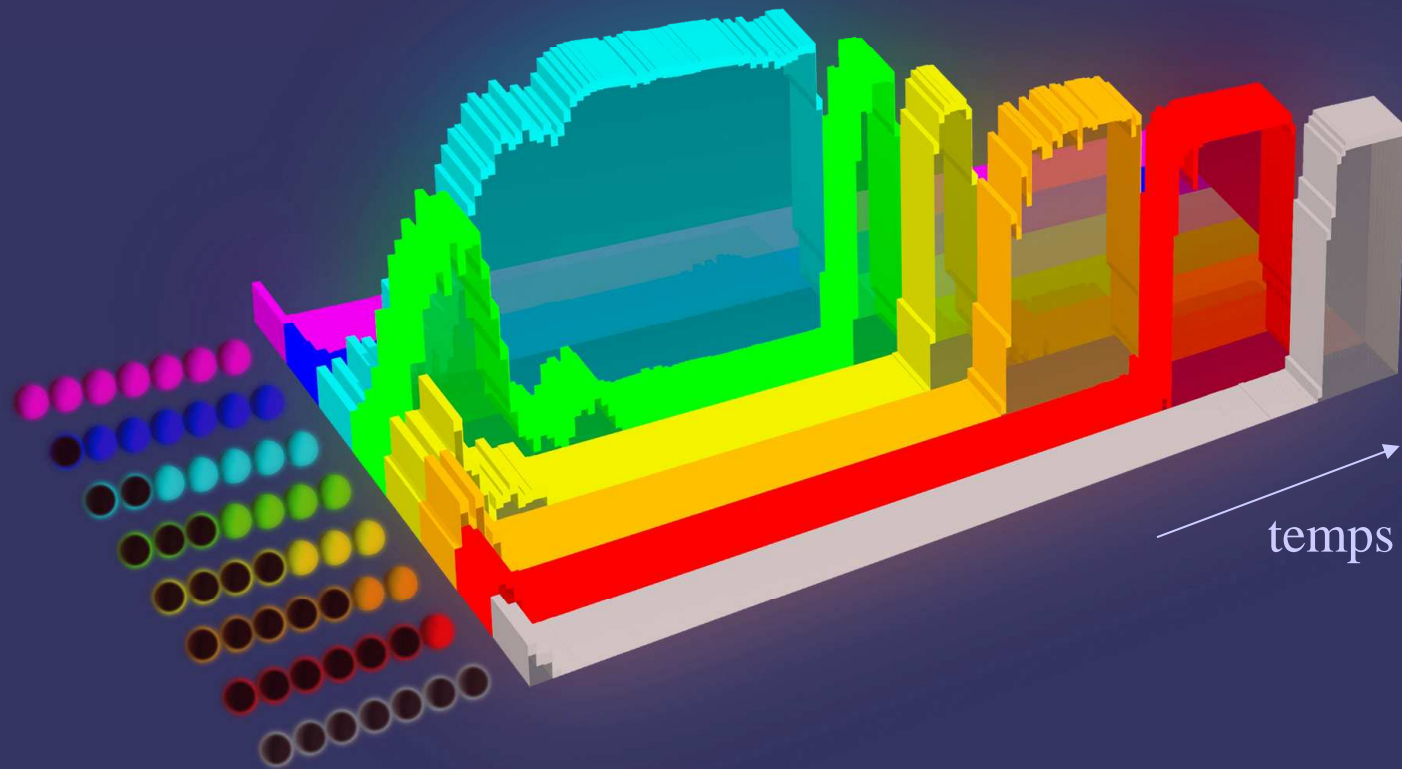
Mesures répétées



- **Mesure non-destructive:** l'évolution n'est pas due à l'absorption par l'appareil de mesure.
- Observation de toutes les caractéristiques de la mesure quantique idéale: projection, résultat aléatoire, répétabilité.

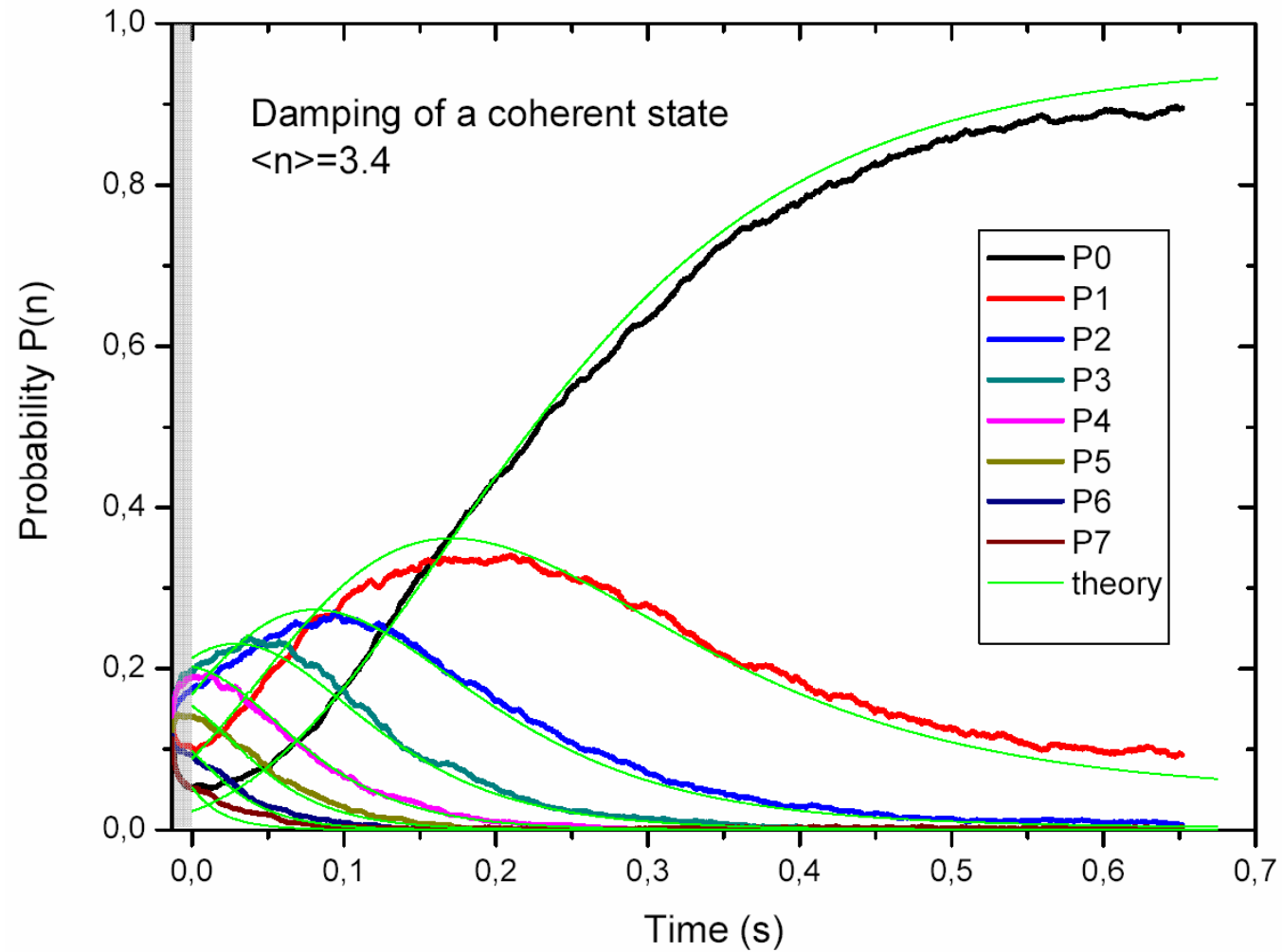
Mesure QND du nombre de photons





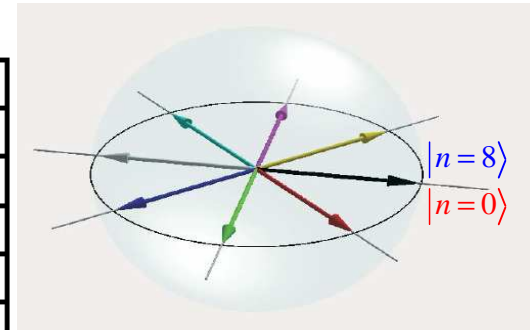
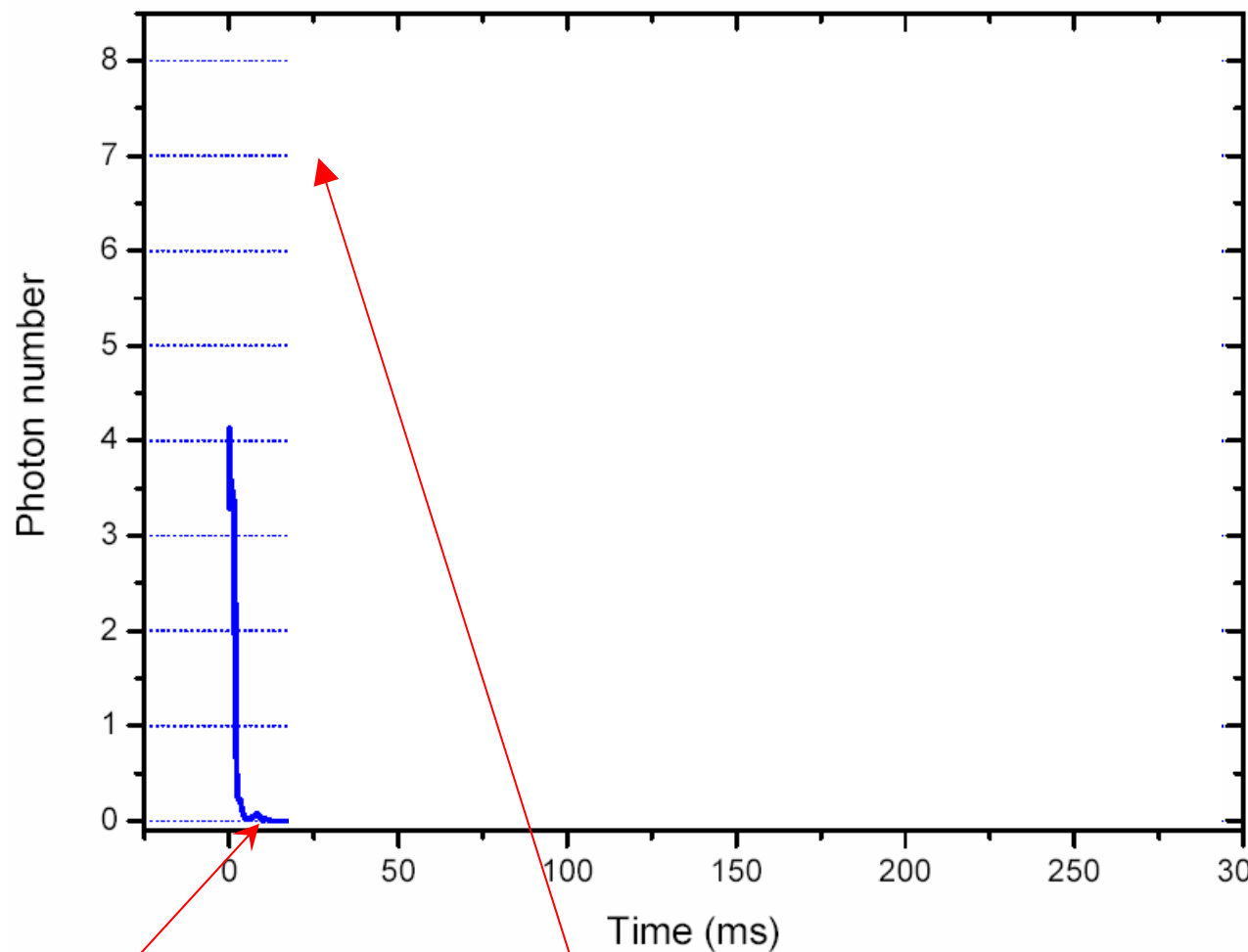
Pour chaque réalisation on estime $P(n,t)$

Reconstruction de l'évolution moyenne

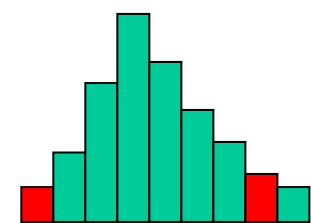


4- Perspectives: préparation d'états non-classiques

Une trajectoire particulière



On détecte n modulo 8:
on ne distingue
pas 0 de 8



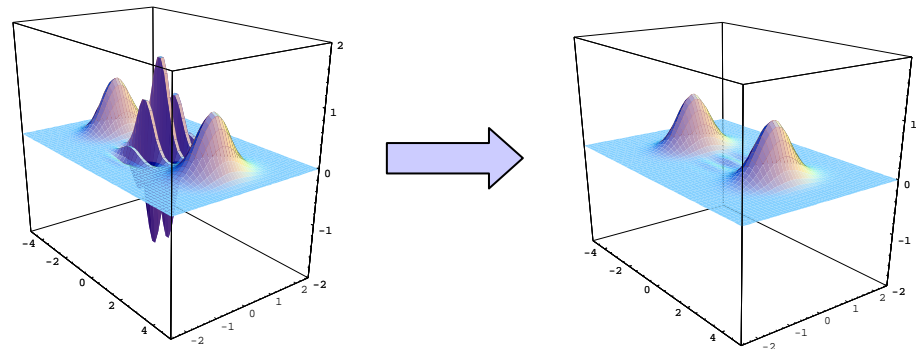
saute finalement à 7: c'était $c_0 |0\rangle + c_8 |8\rangle$

0 ?

Perspectives

- Mesure du nombre de photons:

⇒ projection d'un état cohérent sur un "chat de Schrödinger" dont on peut étudier la décohérence en mesurant la fonction de Wigner.



- Un autre aspect intéressant de la théorie quantique de la mesure:

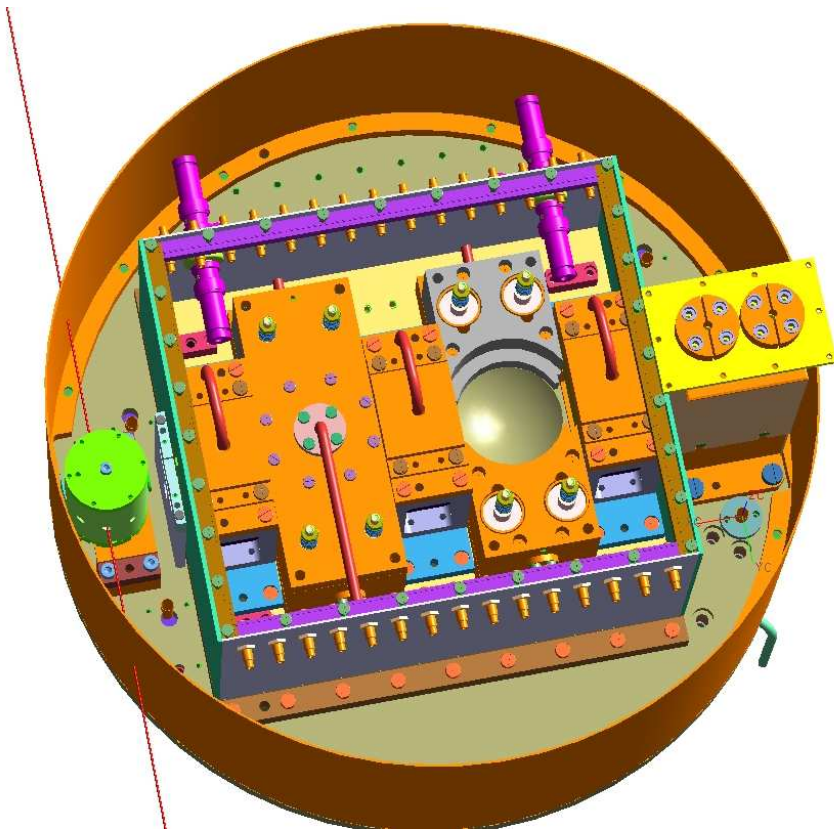
Chat de Schrödinger et décohérence

$$a_{\text{vif}} \left| \begin{array}{c} \text{red/blue dots} \\ \text{cat in box} \end{array} \right\rangle + b_{\text{mort}} \left| \begin{array}{c} \text{purple dots} \\ \text{angel cat in box} \end{array} \right\rangle$$



Perspectives

- Expérience à 2 cavités: chats de Schrödinger" non-locaux



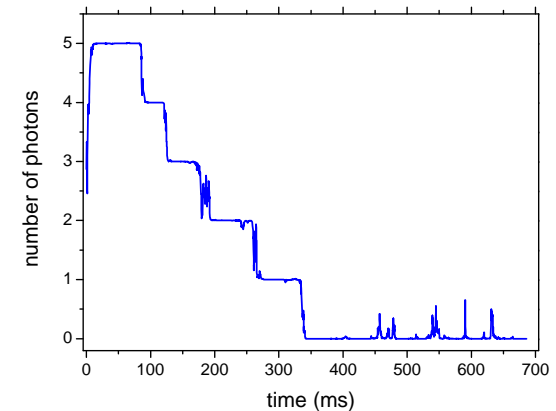
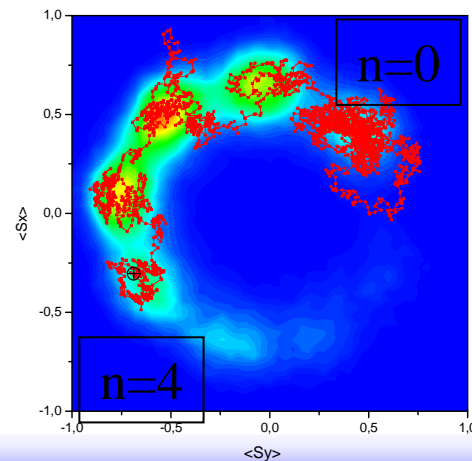
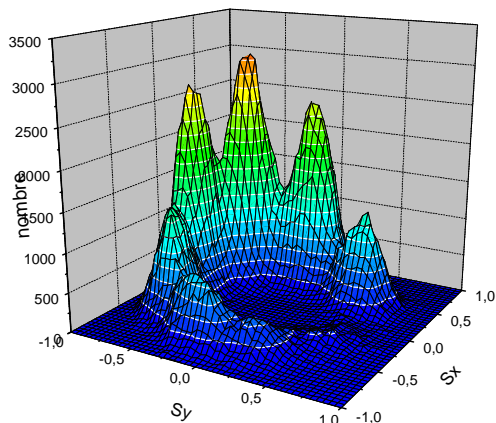
$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|\alpha\rangle|0\rangle + |0\rangle|\alpha\rangle)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| \begin{array}{c} \text{cat} \\ \text{box} \end{array} \right\rangle + \left| \begin{array}{c} \text{box} \\ \text{cat} \end{array} \right\rangle \right)$$

Paire EPR
de chats de Schrödinger

Conclusion

- Une nouvelle génération de cavités:
durée de vie: 0.13 s , $Q=4.10^{10}$
- Mesure QND du nombre de photons:
 - Réalisation d'une mesure quantique idéale
observation d'une projection progressive
 - Mesure QND répétée:
observation des sauts quantiques de la lumière
 - Préparation d'états nombres $n < 8$
et étude de leur décohérence.



L'équipe

Membres actuels

PhD:

Julien Bernu

Samuel Deléglise

Christine Guerlin

Clément Sayrin

Post-doc:

Igor Dotsenko

Permanents:

Jean-Michel Raimond

Michel Brune

Serge Haroche



Anciens membres:

Stefan Kuhr (Mainz)

Sébastien Gleyzes (post-doc Westbrook)

Ulrich Hoff (diploma, Copenhagen)

Collaboration:

CEA Saclay (DAPNIA):

P. Bosland, B. Visentin,

E. Jacques.