

# Cours 2007-2008: Septième Leçon

10 Mars 2008

## Comptage QND de photons et étude d'états «chats de Schrödinger» de la lumière

Nous avons vu (leçon 6) que la mesure d'une séquence de  $m$  atomes traversant un à un une cavité  $C$  en étant tous soumis au même déphasage par photon  $\Phi_0$  réduit progressivement le champ à un état de Fock  $|n\rangle$ . Le nombre  $m$  augmente comme  $n_m^2$ , où  $n_m$  est la borne supérieure de  $n$ . Nous commençons par décrire le principe d'une variante de cette expérience, utilisant successivement des atomes soumis à des déphasages  $\Phi_0 = \pi, \pi/2, \pi/4, \dots$ , qui peut déterminer  $n$  avec seulement  $m \sim \log_2 n_m$  atomes.

Nous nous intéressons ensuite au 1<sup>er</sup> état intermédiaire du champ, entre l'état initial cohérent et l'état de Fock final. L'action en retour de la mesure QND produit après détection du 1<sup>er</sup> atome une superposition d'états du champ avec 2 phases classiques différentes. Quand  $\Phi_0 = \pi$ , les composantes de ce «chat de Schrödinger» ont des amplitudes opposées et ne contiennent, suivant l'état final de l'atome, qu'un nombre pair ou impair de photons. En injectant dans  $C$  un champ cohérent d'homodynage et en continuant à mesurer de façon QND avec les atomes suivants la parité de  $n$ , on reconstruit la fonction de Wigner de ces 'chats' et on étudie en temps réel leur décohérence. Nous présentons le principe de ces expériences qui sont actuellement en cours à l'ENS. Elles seront décrites en détail dans le séminaire de I.Dotsenko.

Nous concluons la leçon par la description d'une expérience d'effet Zénon sur un champ mesuré de façon répétée (résultats non publiés) et par une brève présentation des études sur la non-localité que nous comptons effectuer, dans le prolongement de ces expériences, avec 2 cavités.

# Convergence optimale de la mesure QND du nombre de photons

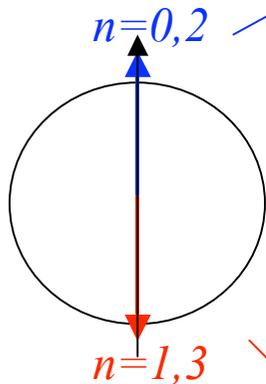
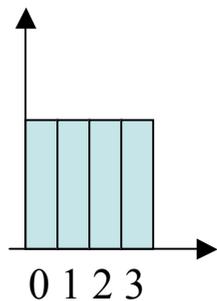
Dans la mesure QND décrite à la leçon 6, l'information sur le nombre de photons  $n$  est acquise par une succession de mesures POVM à deux éléments. Ces POVM mesurent les deux composantes du spin transversal des atomes-qubit, lorsque ceux-ci sont soumis à un déphasage par photon fixé. Ces mesures sont imparfaites, du fait du contraste limité de l'interféromètre. Chacune fournit une information partielle et l'accumulation des mesures fait converger  $n$  vers une valeur bien définie. Le nombre  $m$  de mesures élémentaires nécessaires est de l'ordre de  $n_m^2$ , où  $n_m$  est la valeur maximale du nombre de photons dans le champ.

La condition  $m \propto n_m^2$  s'interprète simplement par un argument statistique: le moment angulaire de  $m$  spins indépendants a une fluctuation angulaire en  $m^{-1/2}$ . Pour distinguer  $n_m + 1$  directions différentes équiréparties entre 0 et  $2\pi$ , il faut que  $m^{-1/2}$  soit inférieur à  $2\pi/n_m$  ce qui impose à  $m$  de varier en  $n_m^2$ .

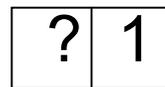
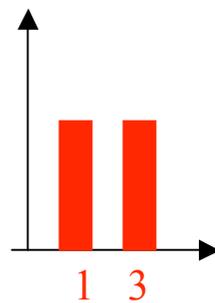
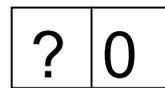
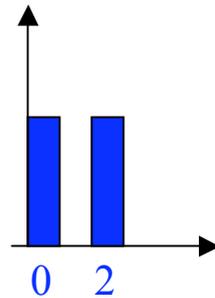
Il existe en principe une méthode de mesure plus efficace que nous allons commencer par analyser dans le cas simple de mesures idéales (interféromètre avec contraste de frange  $B=1$ ). En faisant varier  $\Phi_0$  d'atome à atome, on peut appliquer une stratégie optimale qui nous permet d'obtenir avec chaque atome un bit de l'expression de  $n$  en base 2, c'est-à-dire obtenir le résultat avec  $m \sim \log_2(n_m + 1)$  atomes, ce qui est la valeur minimale permise par la théorie de l'information.

# Interféromètre idéal mesurant $n$ avec un nombre d'atomes $\log_2(n_{\max}+1)$ : cas $n_{\max}=3$

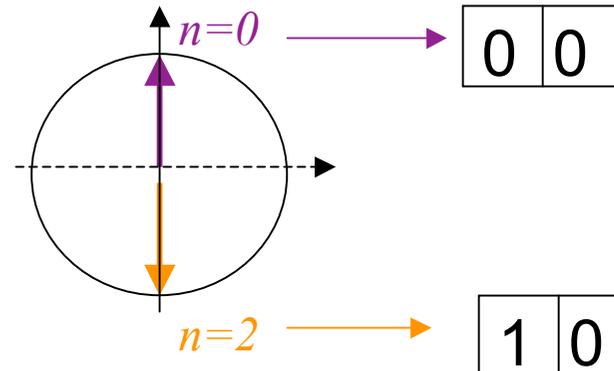
Mesure avec 2 atomes:  
Choix du 2<sup>nd</sup> POVM conditionné au résultat du 1<sup>er</sup>. Les deux atomes donnent, de droite à gauche les deux bits définissant  $n$ .



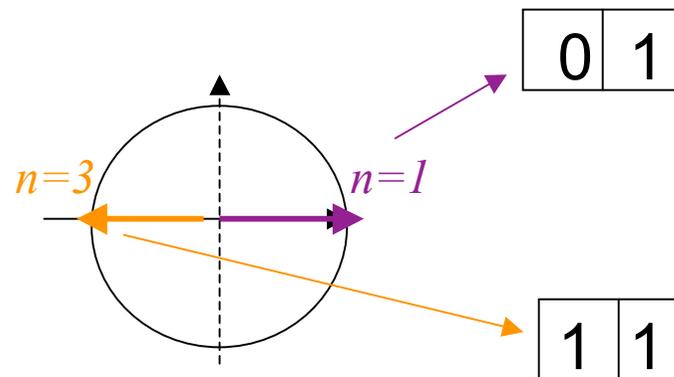
1<sup>er</sup> atome:  $\Phi_0=\pi$  :  
Mesure de la parité de  $n$



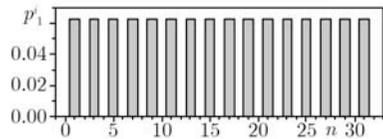
Notation binaire



2<sup>nd</sup> atome:  $\Phi_0=\pi/2$ :  
 $n$  déterminé modulo 4  
Phase de détection choisie en fonction du résultat de la mesure sur le 1<sup>er</sup> atome

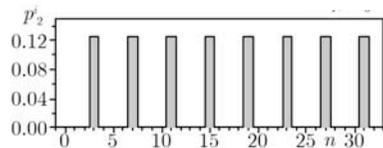


# Comptage digital optimal: diviser par 2 le déphasage par photon après chaque atome



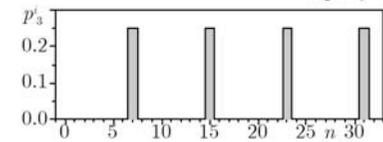
????1

Après le 1<sup>er</sup> atome (déphasage  $\pi$  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



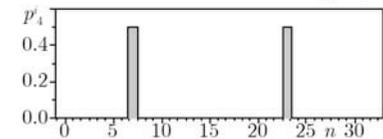
???11

Après le 2<sup>nd</sup> 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  $n$



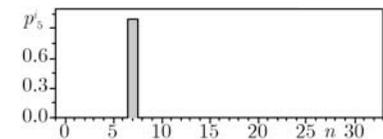
??111

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



?0111

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



00111

Après le 5<sup>ème</sup> 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)

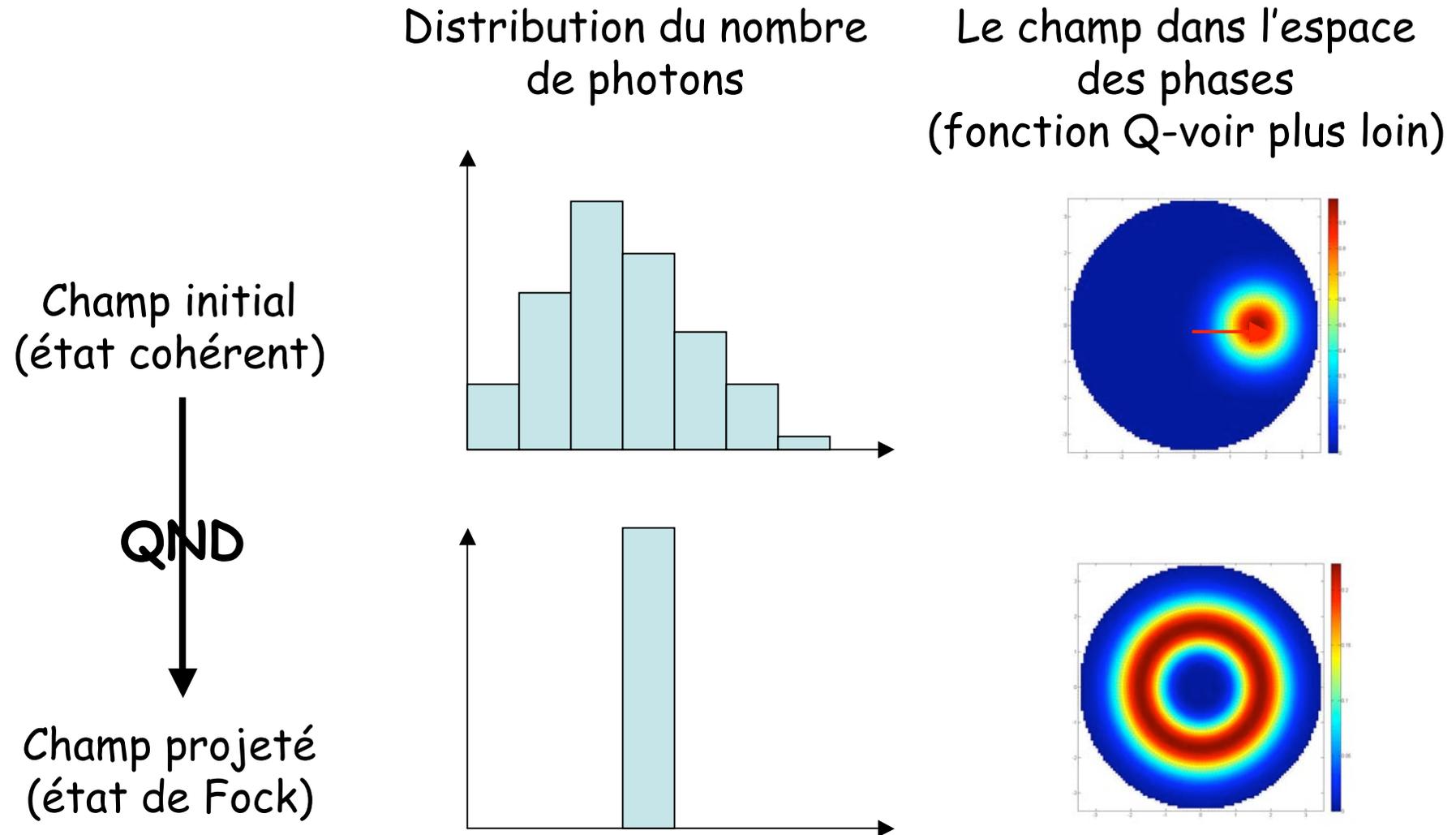
# Comptage digital du nombre de photon avec interféromètre imparfait

Supposons maintenant le contraste des franges limité (par exemple  $B=0,8$ ). On a, avec le 1<sup>er</sup> atome, une probabilité  $p = (1+B)/2$  de trouver la bonne parité de  $n$  (dernier bit de son expression en base 2). Chaque atome a de même une probabilité  $p$  de nous donner le « bon » bit et la probabilité finale de déterminer  $n$  sans erreur est donc:

$$P(n_m) \sim p^{\log_2(n_m+1)} = (n_m + 1)^{\log_2 p} = \frac{1}{(n_m + 1)^\beta} \quad \text{avec} \quad \beta = -\log_2 p \quad (7-1)$$

L'exposant  $\beta$  vaut  $0,152$  pour  $p=0,9$ .  $P(n_m)$  est alors égal à  $0,81$  pour  $n_m=3$ , à  $0,73$  pour  $n_m=7$ ... à  $0,59$  pour  $n_m=31$ . Pour augmenter les chances de succès, on peut utiliser une stratégie de vote pour déterminer chaque qubit: au lieu d'envoyer un atome à chaque division par 2 de  $\Phi_0$ , on en envoie un nombre  $m$  et on détermine le bit correspondant par une décision "à la majorité". Prenons l'exemple le plus simple  $m=3$ . Si  $p=0,9$ , La probabilité d'erreur dans un vote majoritaire est maintenant réduite à  $0,03$  et la probabilité de succès par bit devient  $p'=0,97$ , soit  $\beta'=0,044$ . La probabilité globale de succès devient  $0,86$  pour  $n_m=31$ . Le nombre total d'atomes nécessaire passe de  $5$  à  $15$ , mais il continue à varier en  $\log_2(n_m+1)$ . Cette méthode, qui implique un réglage de la mesure en fonction des résultats antérieurs (feedback) est donc, même avec un appareil imparfait, plus efficace que la méthode statistique employée dans notre expérience (leçon 5), dans laquelle le nombre d'atomes nécessaires varie en  $n_m^2$ .

# Complémentarité: que devient la phase?



Acquérir de l'information sur le nombre de photons détruit l'information sur la phase du champ. Comment cela se produit-il? Quelle est la distribution de phase après le premier atome QND?

# Comment décrire la distribution de phase du champ: la distribution Q

La phase du champ est un opérateur à valeurs propres définies à  $2\pi$  près (leçon 2). La densité de probabilité de ces valeurs renseigne sur la distribution de phase du champ. Pour analyser la phase de façon plus graphique, on peut introduire des distributions réelles (fonction Q ou fonction W ou 'de Wigner'), définies dans le plan de phase rapporté à 2 quadratures orthogonales. Un champ décrit par l'opérateur densité  $\rho$ , au point du plan complexe  $\alpha = x+ip$  a pour fonction Q:

$$Q(\alpha) = \langle \alpha | \rho | \alpha \rangle \quad (7-2)$$

qu'on peut écrire de façon équivalente à l'aide de la définition de l'état  $|\alpha\rangle$ :

$$|\alpha\rangle = D(\alpha)|0\rangle \quad \text{avec} \quad D(\alpha) = \exp(\alpha a^\dagger - \alpha^* a) \quad (\text{opérateur déplacement}) \quad (7-3)$$

pour obtenir:

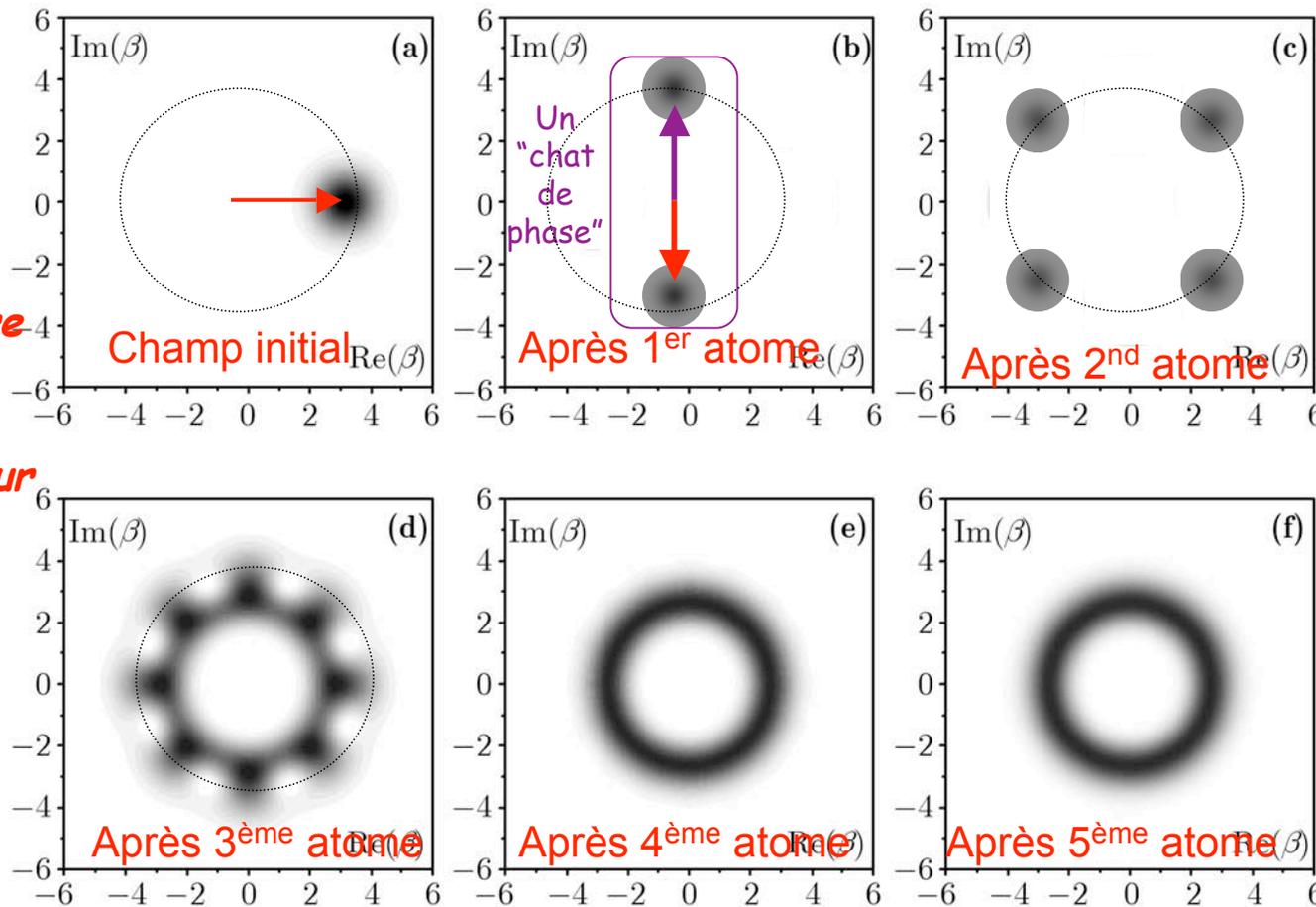
$$Q(\alpha) = \langle 0 | D^{-1}(\alpha) \rho D(\alpha) | 0 \rangle = \text{Tr}[\rho^{(\alpha)} | 0 \rangle \langle 0 |] \quad \text{avec} \quad \rho^{(\alpha)} = D^{-1}(\alpha) \rho D(\alpha) \quad (\text{champ déplacé de } -\alpha) \quad (7-4)$$

Cette équation suggère une méthode pour reconstruire Q: on déplace le champ de  $-\alpha$  en couplant pendant un temps approprié le mode à une source cohérente de phase ajustée, puis on mesure (absorption atomique) la probabilité que le champ translaté soit vide. On obtient ainsi  $Q(\alpha)$ . On recommence avec d'autres  $\alpha$  et on obtient Q (méthode démontrée en CQED). La fonction  $Q(\alpha)$  est positive. Pour un état cohérent  $|\beta\rangle$ , c'est une gaussienne centrée en  $\alpha=\beta$  (voir p. précédente). Les étalements radial et transverse de Q sont liés aux incertitudes sur n et  $\Phi$ . Pour un état comprimé, Q reste une gaussienne, son support prenant une forme elliptique.

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

Fonction Q du champ aux différentes étapes de la mesure idéale analysée plus haut

*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"*

# Comment le premier atome prépare un chat de phase: effet d'indice à un atome

Rappelons (leçon 6) que le déphasage de la cohérence atomique induit par un photon a comme effet réciproque le déphasage du champ produit par un atome (effet d'indice). Les deux effets sont décrits par le même hamiltonien qui se met sous les deux formes:

$$H_{SD} / \hbar = \omega_C a^\dagger a + \left( \frac{\omega_{eg} + 2s_0 a^\dagger a}{2} \right) \sigma_Z + s_0 \sigma_+ \sigma_- = \frac{\omega_{eg}}{2} \sigma_Z + (\omega_C + s_0 \sigma_Z) a^\dagger a + s_0 \sigma_+ \sigma_- \quad (7-5)$$

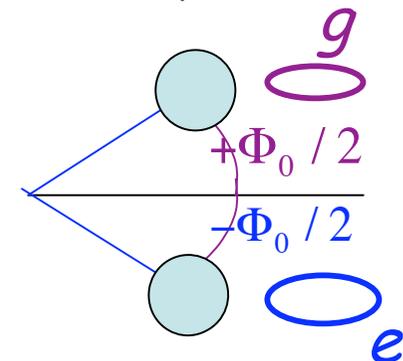
La 1<sup>ère</sup> forme conduit à interpréter  $2s_0 t_i^d = \Phi_0$  comme le déphasage par photon du spin atomique et la 2<sup>ème</sup> montre que  $\pm s_0 t_i^d = \pm \Phi_0 / 2$  est le déphasage du mode de C suivant que l'atome est dans g ou dans e. Un état cohérent  $|\alpha\rangle$  interagissant pendant le temps effectif  $t_i^d$  avec un atome dans  $|g\rangle$  ou  $|e\rangle$  subit les transformations:

$$|\alpha\rangle \otimes |g\rangle \longrightarrow |\alpha e^{i\Phi_0/2}\rangle \otimes |g\rangle \quad ; \quad |\alpha\rangle \otimes |e\rangle \longrightarrow e^{-i\Phi_0/2} |\alpha e^{-i\Phi_0/2}\rangle \otimes |e\rangle \quad (7-6)$$

Lorsque l'atome entre dans C pour la mesure QND du champ, il est dans une superposition symétrique de e et de g. Par principe de superposition, le système atome-champ évolue donc suivant:

$$\begin{aligned} & |\alpha\rangle \otimes (|e\rangle + |g\rangle) / \sqrt{2} \\ & \longrightarrow \left[ e^{-i\Phi_0/2} |\alpha e^{-i\Phi_0/2}\rangle \otimes |e\rangle + |\alpha e^{i\Phi_0/2}\rangle \otimes |g\rangle \right] / \sqrt{2} \end{aligned} \quad (7-7)$$

Une situation à la «chat de Schrödinger»: champ «mésoscopique» et atome intriqués



# Chat à nombre de photons pair et impair

Supposons que le premier atome mesure la parité du nombre de photons ( $\Phi_0 = \pi$ ). Au moment où l'atome sort de C, le système est dans l'état:

$$|\Psi\rangle_{\text{après } C} = \left[ -i|\alpha e^{-i\pi/2}\rangle \otimes |e\rangle + |\alpha e^{i\pi/2}\rangle \otimes |g\rangle \right] / \sqrt{2} \quad (7-8)$$

La seconde impulsion  $R_2$  amène, si C est vide ( $\alpha=0$ ) l'atome dans l'état g, effectuant la rotation du spin atomique de l'angle  $-\pi/2$  autour de Ox. Appliquée aux états  $|e\rangle$  et  $|g\rangle$  cette rotation s'écrit:

$$e^{i\frac{\pi\sigma_x}{4}} |e\rangle = [I + i\sigma_x] |e\rangle / \sqrt{2} = (|e\rangle + i|g\rangle) / \sqrt{2} \quad ; \quad e^{i\frac{\pi\sigma_x}{4}} |g\rangle = [I + i\sigma_x] |g\rangle / \sqrt{2} = (|g\rangle + i|e\rangle) / \sqrt{2} \quad (7-9)$$

Appliquant ces transformations à (7-8), on déduit qu'après  $R_2$ , l'état du système est:

$$|\Psi\rangle_{\text{après } R_2} = \left( |\alpha e^{i\pi/2}\rangle + |\alpha e^{-i\pi/2}\rangle \right) \otimes |g\rangle / 2 + i \left( |\alpha e^{i\pi/2}\rangle - |\alpha e^{-i\pi/2}\rangle \right) \otimes |e\rangle / 2 \quad (7-10)$$

D'où les états finals du champ préparés par la détection de l'atome:

$$\text{atome dans } g \longrightarrow \text{champ dans } |\psi_+^{\text{chat}}\rangle = (|\gamma\rangle + |-\gamma\rangle) / \sqrt{N_+} \quad ; \quad |\gamma\rangle = |\alpha e^{i\pi/2}\rangle \quad ; \quad N_{\pm} = 2(1 \pm \langle \gamma | -\gamma \rangle)$$

$$\text{atome dans } e \longrightarrow \text{champ dans } |\psi_-^{\text{chat}}\rangle = (|\gamma\rangle - |-\gamma\rangle) / \sqrt{N_-} \quad (7-11)$$

Les états  $|\psi_{\pm}^{\text{(chat)}}\rangle$ , superpositions symétriques et antisymétriques d'états cohérents d'amplitudes opposées, n'ont que des valeurs paires (respectivement impaires) de n:

$$\Pi_{\pm}^{\text{(chat)}}(n) = \left| \langle n | \psi_{\pm}^{\text{(chat)}} \rangle \right|^2 = \frac{1}{N_{\pm}} \left| \langle n | \gamma \rangle \pm \langle n | -\gamma \rangle \right|^2 = \frac{e^{-|\gamma|^2}}{N_{\pm}} \sum_n \frac{|\gamma|^{2n}}{n!} [1 \pm (-1)^n] \quad (7-12)$$

$\nearrow \Pi_+^{\text{(chat)}}(n) = 0 \text{ si } n \text{ impair}$   
 $\searrow \Pi_-^{\text{(chat)}}(n) = 0 \text{ si } n \text{ pair}$

# Signature de la cohérence du chat: sa fonction de Wigner

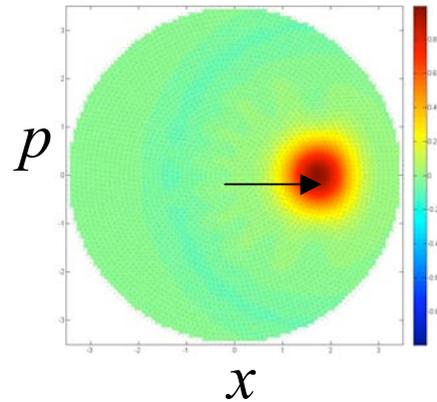
La distribution  $Q$  montre clairement la séparation des deux composantes classiques du champ mais ne distingue pas bien un état chat cohérent d'un mélange statistique (voir cours antérieurs). Pour mettre la cohérence en évidence, il vaut mieux décrire le chat par sa fonction de Wigner. Celle-ci se déduit de l'opérateur densité du champ par une transformation de Fourier des éléments non-diagonaux dans la base des états de quadrature:

$$W(x, p) = \frac{1}{\pi} \int du e^{-2ipu} \left\langle x + \frac{u}{2} \left| \rho \right| x - \frac{u}{2} \right\rangle \quad (7-13)$$

$$|x\rangle: \text{état propre de l'opérateur quadrature } X = \frac{a + a^\dagger}{2}$$

$W$  et  $\rho$  contiennent la même information.  $W$  est une fonction réelle, qui peut prendre des valeurs négatives dans certaines régions de l'espace des phases. Cette négativité est une signature du caractère non-classique de l'état du champ.

# Fonctions de Wigner théoriques d'un état cohérent et d'un chat (nombre moyen de photons égal=3)



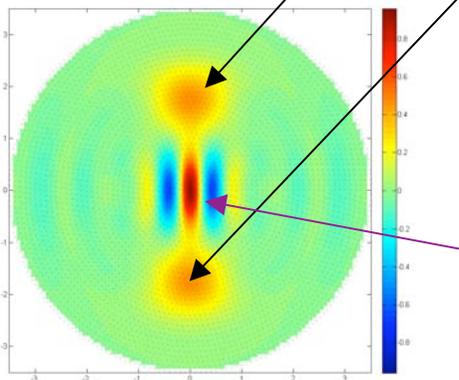
Etat Coherent

$$|\alpha = \sqrt{3}\rangle$$

## Chat pair

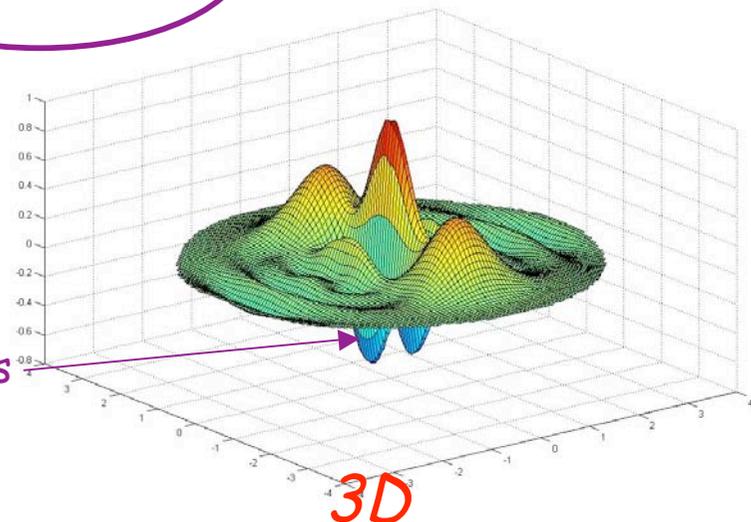
$$\rho = \frac{1}{N_+} [ |\gamma\rangle\langle\gamma| + |-\gamma\rangle\langle-\gamma| + |\gamma\rangle\langle-\gamma| + |-\gamma\rangle\langle\gamma| ]$$

$$\gamma = i\sqrt{3} \quad (7-14)$$



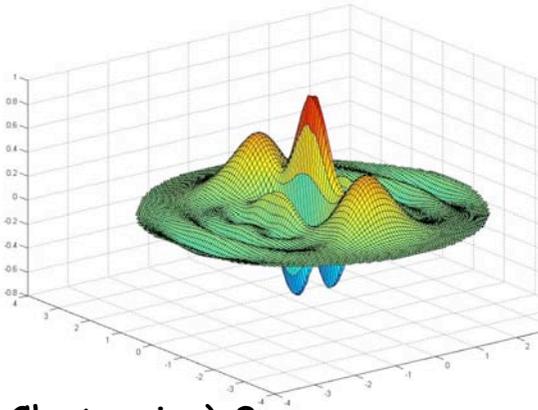
2D

La cohérence est associée au terme d'interférence présentant des valeurs négatives.

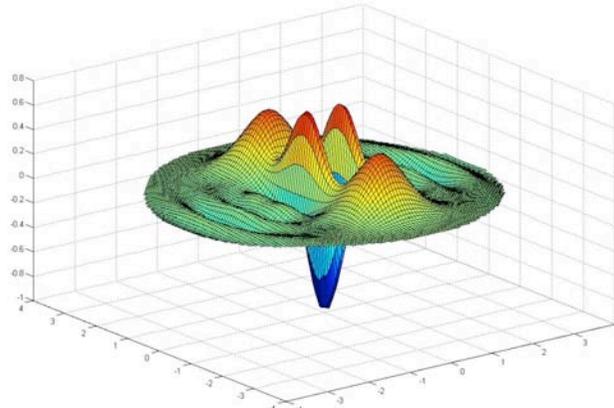


3D

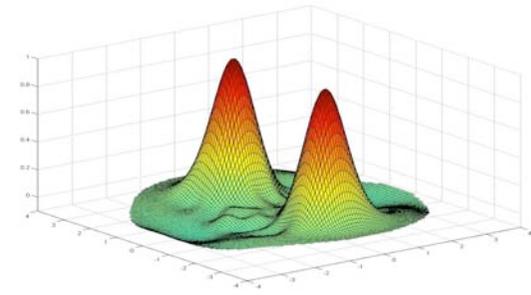
# Chats pair et impair



Chat pair à 3 photons



Chat impair à 3 photons



Somme des fonctions de Wigner

Les interférences ont des signes opposés dans les chats pair et impair. La demi-somme des fonctions de Wigner des deux chats ne présente pas d'interférence et est identique à la fonction de Wigner d'un mélange statistique de champs cohérents de phases opposées.

**Saut de parité du chat de phase par annihilation d'un photon:**

$$a|\psi_+^{(chat)}\rangle = a(|\gamma\rangle + |-\gamma\rangle) / \sqrt{N_+} = \gamma(|\gamma\rangle - |-\gamma\rangle) / \sqrt{N_+} = \gamma \sqrt{\frac{N_-}{N_+}} |\psi_-^{(chat)}\rangle \quad ; \quad a|\psi_-^{(chat)}\rangle = \gamma \sqrt{\frac{N_+}{N_-}} |\psi_+^{(chat)}\rangle \quad (7-15)$$

La perte d'un photon change un chat pair en chat impair et inversement, sans pratiquement modifier l'amplitude du chat. Dans le processus de décohérence, l'annihilation a lieu à un moment aléatoire, conduisant à une perte d'information sur la parité du chat. On comprend ainsi la disparition rapide du terme d'interférence dans la fonction de Wigner (voir séminaire de I.Dotsenko)

# Fonction W et parité du nombre de photons

La fonction de Wigner est directement reliée à l'opérateur parité. Sa valeur au point du plan complexe  $\alpha$  est proportionnelle à la valeur moyenne de l'opérateur parité du nombre de photons dans le champ translaté de  $-\alpha$  (K.Cahill and R.Glauber, *Phys.Rev.* 177, 1857 (1969) ):

$$W(\alpha) = \frac{2}{\pi} \text{Tr}[D(-\alpha)\rho D(\alpha)P] = \frac{2}{\pi} \text{Tr}[\rho^{(\alpha)} e^{i\pi a^\dagger a}] \quad (7-16)$$

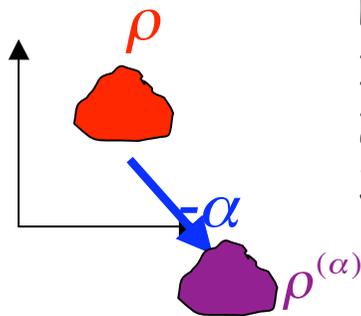
$\alpha = x + ip$  coordonnée complexe

$P = e^{i\pi a^\dagger a}$  Opérateur parité

$$P|n\rangle = (-1)^n |n\rangle \quad (7-17)$$

$$\rho^{(\alpha)} = D(-\alpha)\rho D(\alpha):$$

Champ translaté (obtenu en homodynant avec champ cohérent  $\alpha$ )



**D'où une recette pour reconstruire W:**

1. Translater le champ par homodynage de  $-\alpha$ .
2. Mesurer de façon répétée la parité: sa moyenne donne  $W(\alpha)$ .
3. Recommencer pour différentes valeurs de  $\alpha$ .

**Operations réalisables en CQED micro-onde.**

*Lutterbach and Davidovich, Phys.Rev.Lett.78,2547 (1997)*

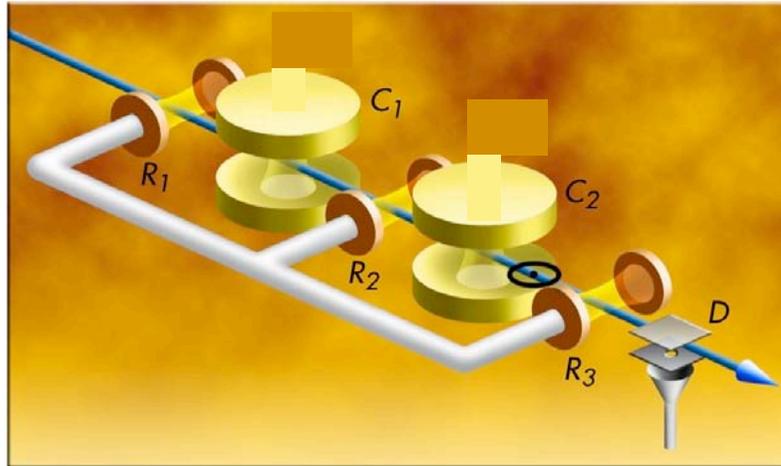
*Bertet et al, Phys.Rev.Lett. 89, 200402 (2002).*

La mesure QND de l'opérateur parité P, associée à des translations dans l'espace des phases, permet de préparer des chats et de reconstruire leur fonction de Wigner (séminaire de I.Dotsenko après cette leçon)

# Figurer l'évolution cohérente du champ par mesure QND répétée du nombre de photons

Cette expérience, encore non-publiée, ne sera décrite dans les notes présentées sur le site qu'après avoir été soumise à publication

# Vers des expériences avec deux cavités

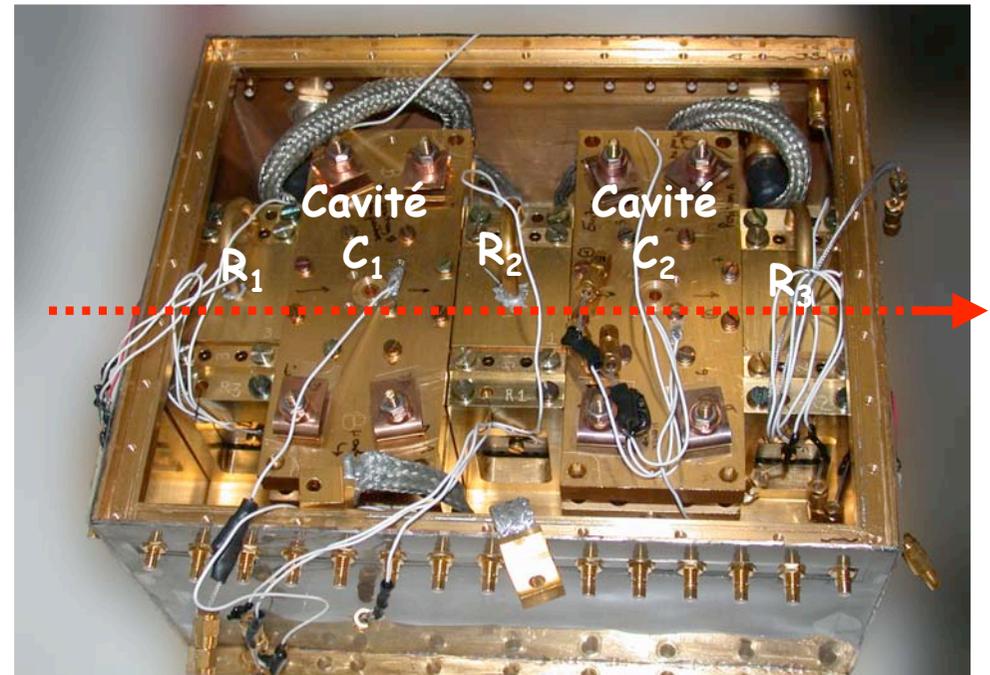


## *Le principe du montage...*

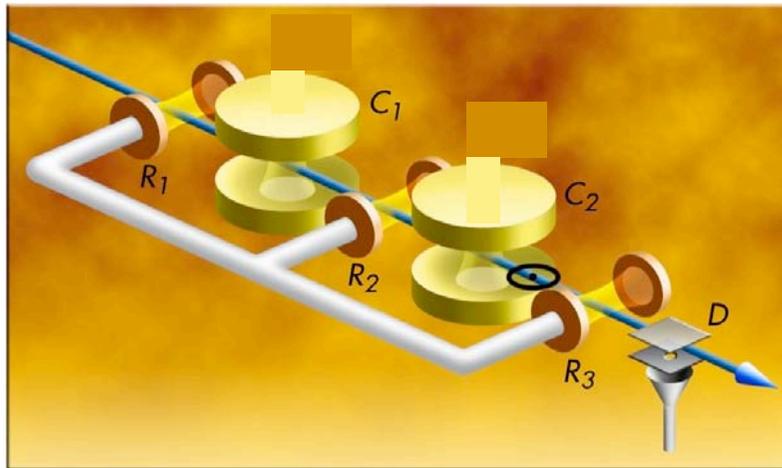
Les atomes traversent un à un deux cavités identiques  $C_1$  et  $C_2$ . Ils peuvent être soumis à des impulsions de Ramsey classiques dans  $R_1$ ,  $R_2$  et  $R_3$ . Leur énergie est finalement mesurée par le détecteur  $D$ .

*...et sa réalisation...*

Vers des expériences  
d'intrication, de téléportation  
et de non-localité



# Préparation et étude de l'état $|0,1\rangle + |1,0\rangle$ : un photon délocalisé entre deux cavités

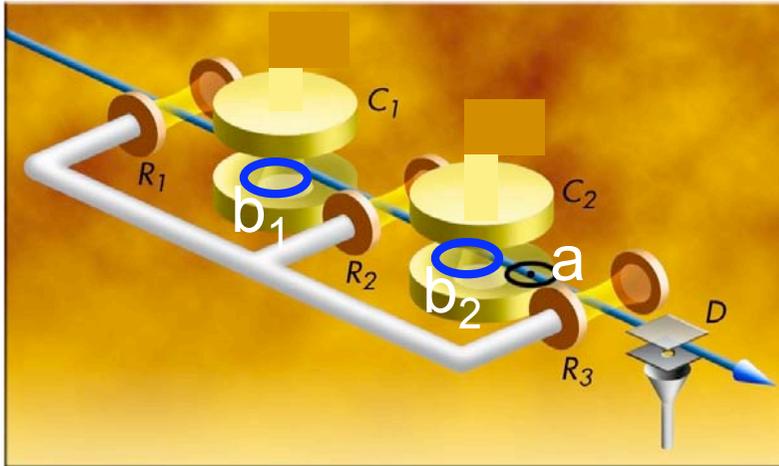


Préparation: les zones  $R_1$ ,  $R_2$  et  $R_3$  sont inactivées. Les cavités  $C_1$  et  $C_2$  sont initialement vides. Un atome, préparé dans  $|e\rangle$ , traverse les deux cavités en subissant deux impulsions de Rabi résonnantes successives, d'angle  $\pi/2$  dans  $C_1$  et  $\pi$  dans  $C_2$ . Le système atome-champ évolue suivant (les 3 symboles dans les kets décrivent, de gauche à droite, les états de l'atome, de  $C_1$  et de  $C_2$ ):

$$|e\rangle \otimes |00\rangle \xrightarrow{c_1} (|e, 0, 0\rangle + |g, 1, 0\rangle) / \sqrt{2} \xrightarrow{c_2} |g\rangle \otimes (|0, 1\rangle + |1, 0\rangle) / \sqrt{2} \quad (7-24)$$

Les deux modes sont préparés dans un état d'intrication maximale, l'atome se retrouvant avec la probabilité unité dans l'état  $g$ , non-intriqué avec le champ. L'état du champ décrit un photon délocalisé dans deux cavités différentes. La situation est analogue à celle que produit une lame séparatrice symétrique sur laquelle arrive un photon unique. Le fait que le photon « réparti entre deux modes » est stocké pendant un temps long doit permettre de réaliser des expériences nouvelles, différentes de celles que l'on fait habituellement avec une séparatrice.

# Vers une violation des inégalités de Bell avec un seul photon

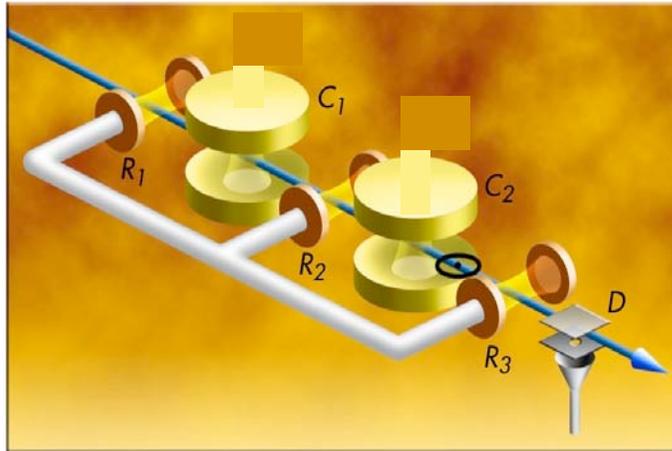


Une expérience de corrélation à trois atomes  $a, b_1$  et  $b_2$ : l'atome  $a$  prépare dans  $C_1$ - $C_2$  l'état  $|0,1\rangle + |1,0\rangle$ . Le second ( $b_1$ ) recopie l'état de  $C_1$  et le troisième ( $b_2$ ) celui de  $C_2$ . Ils sont initialement préparés dans  $|g\rangle$  et subissent respectivement des pulses de Rabi d'angle  $\pi$  dans  $C_1$  pour  $b_1$ , dans  $C_2$  pour  $b_2$ . On peut en principe

ajuster les temps pour que les interactions de  $b_1$  avec  $C_1$  et de  $b_2$  avec  $C_2$  soient simultanées. Les atomes subissent ensuite dans  $R_2$  pour  $b_1$  et dans  $R_3$  pour  $b_2$  une impulsion classique qui amène sur l'axe  $Oz$  de la sphère de Bloch une direction quelconque du plan équatorial de cette sphère. On mesure ainsi en détectant finalement l'énergie des atomes, des composantes du 'spin' de  $b_1$  et de  $b_2$ , ce qui revient à détecter des cohérences  $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$  arbitraires des modes de  $C_1$  et  $C_2$ . L'état  $|0,1\rangle + |1,0\rangle$  étant intriqué, il existe des combinaisons de mesures dont la statistique doit violer les inégalités de Bell.

La particularité de cette expérience est de n'impliquer qu' **un seul** photon. L'intrication concerne les modes qui partagent **une seule particule**. En principe une telle expérience devrait être aussi possible avec une lame séparatrice et un photon optique, mais elle semble beaucoup plus difficile à réaliser qu'en CQED micro-onde.

# Champs mésoscopiques non-locaux



1. On prépare l'état  $|\alpha, \alpha\rangle$  en injectant le même champ cohérent dans  $C_1$  et  $C_2$ . On peut réécrire cet état sous la forme d'une somme:

$$|\alpha, \alpha\rangle = \frac{|\alpha, \alpha\rangle + |-\alpha, -\alpha\rangle}{2} + \frac{|\alpha, \alpha\rangle - |-\alpha, -\alpha\rangle}{2} \quad (7-25)$$

$n_1 + n_2$  *pair*                       $n_1 + n_2$  *impair*

où on a séparé des composantes manifestement paires et impaires en nombre total de photons.

2. Avec un atome subissant un déphasage de  $\pi$  par photon dans  $C_1$  et  $C_2$ , on mesure de façon QND la parité du nombre total de photons. Le champ se projette dans l'un ou l'autre des deux états intriqués:

«*Etats de Bell*»

$$\frac{|\alpha, \alpha\rangle \pm |-\alpha, -\alpha\rangle}{\sqrt{2}}$$

La normalisation suppose  $\langle \alpha | -\alpha \rangle$

3. En injectant une amplitude  $\alpha$  dans  $C_1$  et  $-\alpha$  dans  $C_2$  on obtient un autre état intriqué décrivant le champ cohérent  $2\alpha$  délocalisé entre deux cavités:

$$\frac{|2\alpha, 0\rangle \pm |0, -2\alpha\rangle}{\sqrt{2}}$$

et  $\langle 2\alpha | 0 \rangle$  très petits

4. Une séquence d'atomes réalise le comptage QND du nombre total de photons, projetant le champ dans l'état «*NOON*»:

$$\frac{|n, 0\rangle \pm |0, n\rangle}{\sqrt{2}}$$

Chats de Schrödinger non-locaux pour étudier la frontière classique-quantique.

# Conclusion du cours

Le photon n'est pas condamné à périr en délivrant son message. Le développement des cavités micro-onde de super Q ouvre la voie à une nouvelle manière de "voir":

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 (de la forme  $|0\rangle + |n\rangle$ ).

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 l'état quantique peut être reconstruit et la décohérence étudiée. (Exploration de la frontière quantique-classique - séminaire de I.Dotsenko)

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