

*Physique quantique - 16 Avril 2013*

## **Cours 2012-2013: Sixième Leçon**

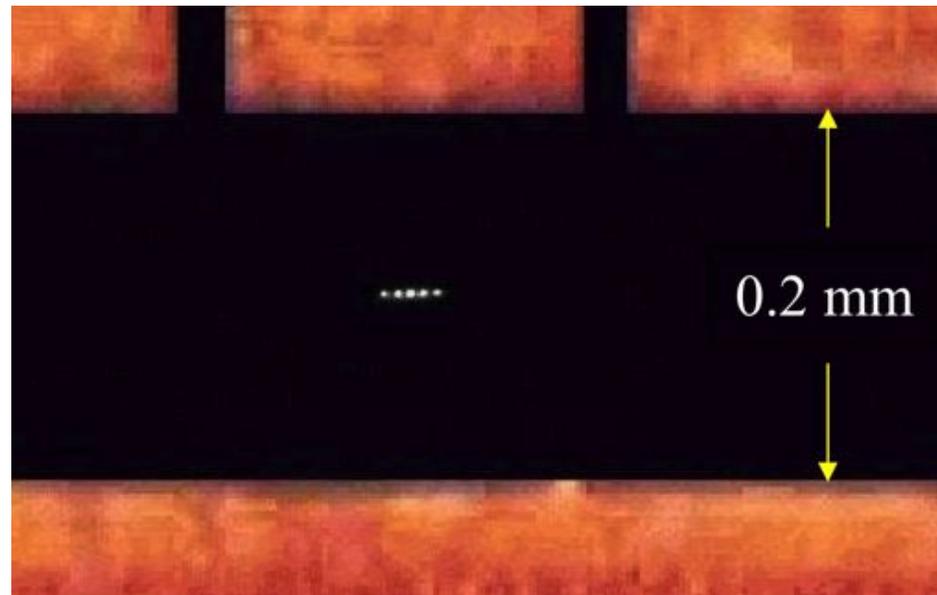
**Contrôle des ions piégés et des circuits supraconducteurs:  
analogie avec l'électrodynamique quantique en cavité**

Nous passons en revue dans cette dernière leçon des expériences de contrôle de systèmes quantiques isolés qui rappellent par plusieurs aspects les expériences d'électrodynamique quantique en cavité de l'ENS. Nous commençons par décrire des expériences d'ions piégés, en insistant surtout sur celles menées par David Wineland et son groupe. Puis nous rappelons rapidement les expériences d'électrodynamique des circuits (Circuit QED) qui couplent des atomes artificiels (qubits Josephson) à des résonateurs radiofréquence. Pour ces dernières expériences, voir aussi le cours de l'année 2010-2011 et le séminaire du 9 Avril 2013 de A. Wallraff.

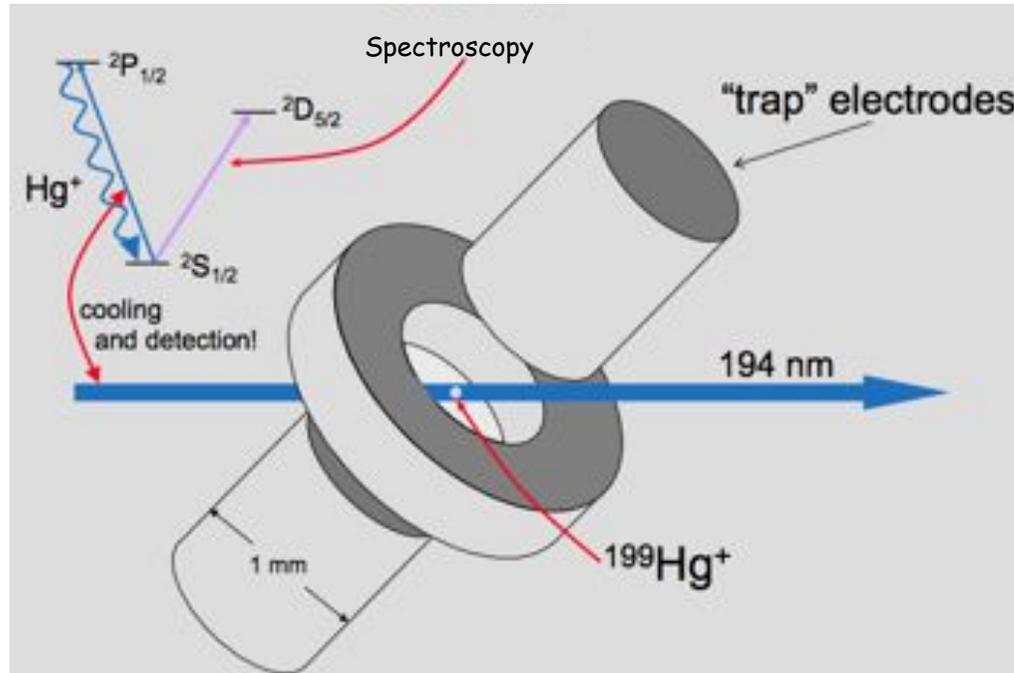
## VI-A

# Expériences d'ions piégés Comparaison avec l'électrodynamique quantique en cavité

Cinq ions de  
Béryllium  
dans un  
piège du  
NIST  
(groupe de  
D. Wineland  
à Boulder)



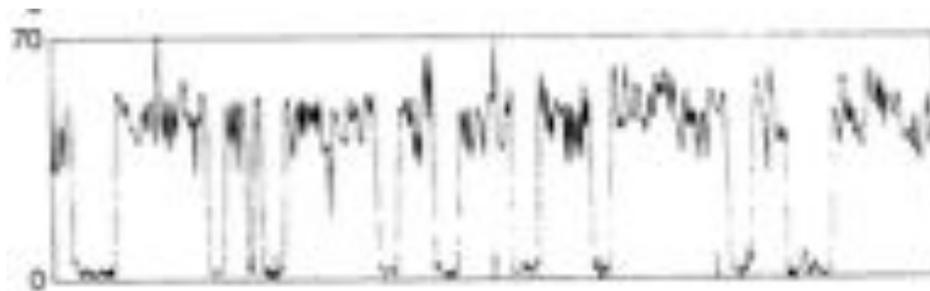
# Observation d'un ion unique par sauts quantiques



Autres expériences "historiques" de sauts quantiques:

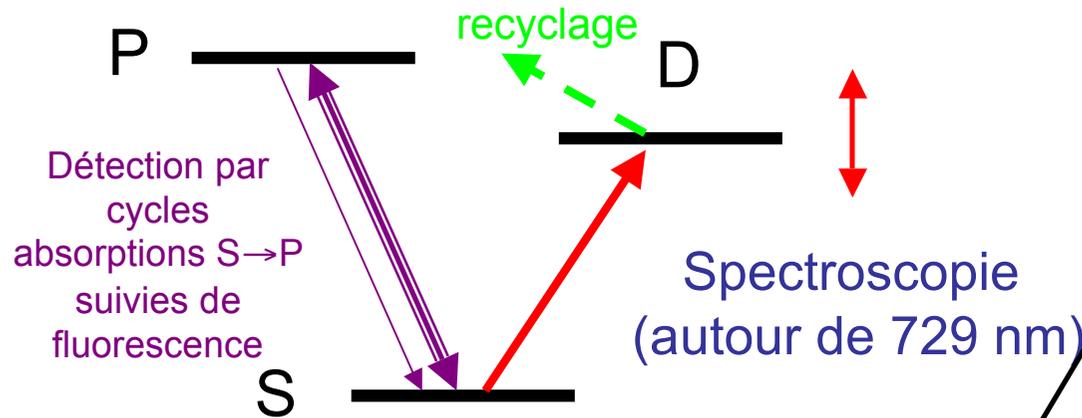
Nagourney, Sandberg et Dehmelt, Phys.Rev.Lett. 56, 2797 (1986)

Sauter, Neuhauser, Blatt et Toschek, Phys.Rev.Lett. 57, 1696 (1986)

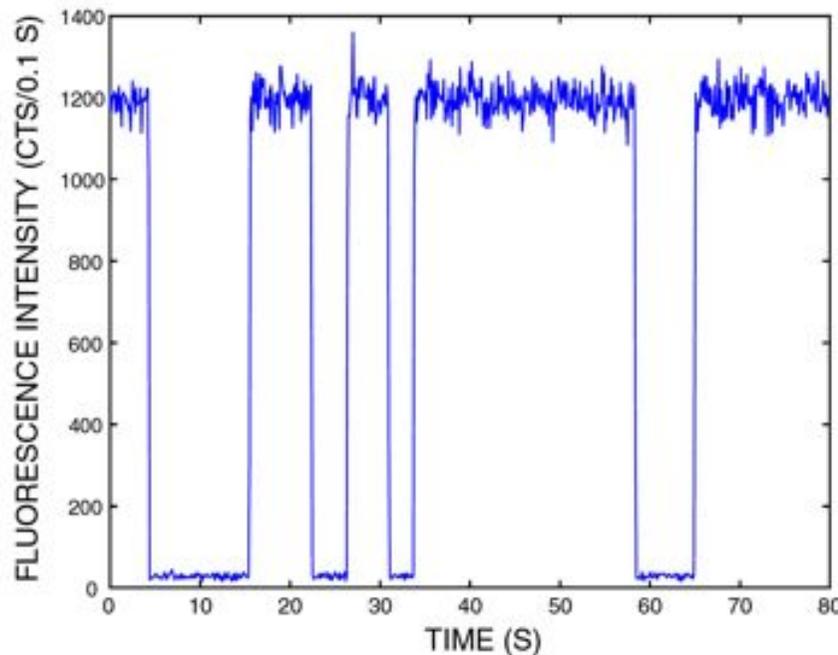


Bergquist, Hulet, Itano et Wineland, Phys.Rev.Lett. 57, 1699 (1986)

# Spectroscopie par sauts quantiques (ion $\text{Ca}^{2+}$ )

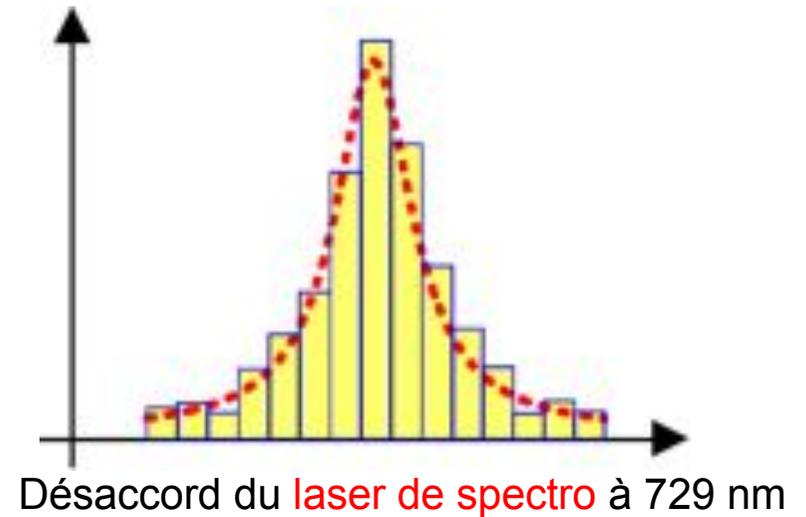


absorption sur  $S \rightarrow D$  produit une extinction de la fluorescence suivie de sa réapparition après émission spontanée ou recyclage à l'aide d'excitation laser auxiliaire (signal digital)



- S  
- D

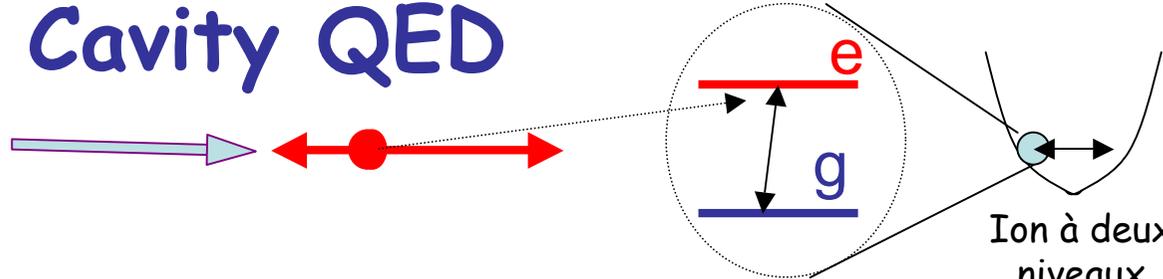
Histogramme d'absorption



Blatt et al, Innsbruck

# Couplage laser-ion piégé: analogie avec Cavity QED

Excitation laser de la transition  $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$



$$H_{laser}(t) = -\frac{\hbar\Omega_L}{2} \sigma_+ e^{ikZ} e^{-i(\omega_L t + \varphi)} + hc$$

Fréquence de Rabi proportionnelle à l'amplitude du laser

Opérateur saut:  $\sigma_+ = |e\rangle\langle g|$

Phase « vue » par l'ion pendant son oscillation ( $k=2\pi/\lambda$  vecteur d'onde du laser).  
Ce terme assure la conservation de l'impulsion.

Ion à deux niveaux oscillant dans un piège parabolique

Dépendance temporelle du champ laser

$$Z = z_0(a + a^\dagger) \quad ; \quad z_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2M\omega_z}} \quad (\text{Fluctuation de point zéro})$$

$$; \quad \eta = kz_0 = 2\pi \frac{z_0}{\lambda} \ll 1$$

Paramètre de Lamb-Dicke

$$e^{ikZ} = e^{i\eta(a + a^\dagger)} \simeq 1 + i\eta(a + a^\dagger) + \dots$$

Le terme d'ordre 1 en  $\eta$  crée et annihile des phonons

# Couplage laser résonnant sur fréquence de l'ion ou sur fréquence latérale

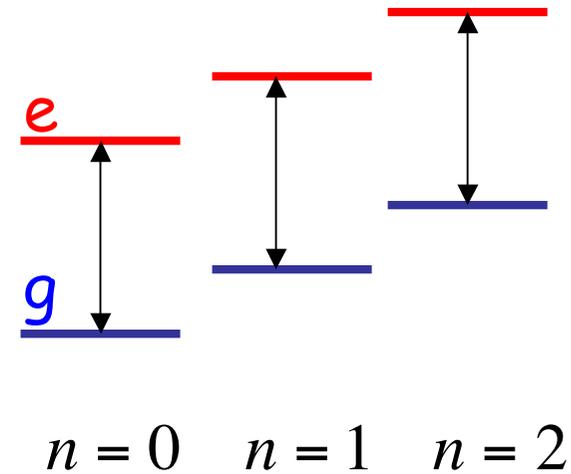
Fréquence de l'ion "porteuse":

$$\omega_L = \omega_{eg}$$

$$H_0 \approx -\hbar \frac{\Omega_L}{2} (\sigma_+ e^{-i\varphi} + \sigma_- e^{i\varphi})$$

rotation du "spin" sans effet sur les phonons

Analogie aux impulsions micro-ondes classiques dans les zones de Ramsey en CQED qui opèrent sur le spin atomique sans affecter le champ



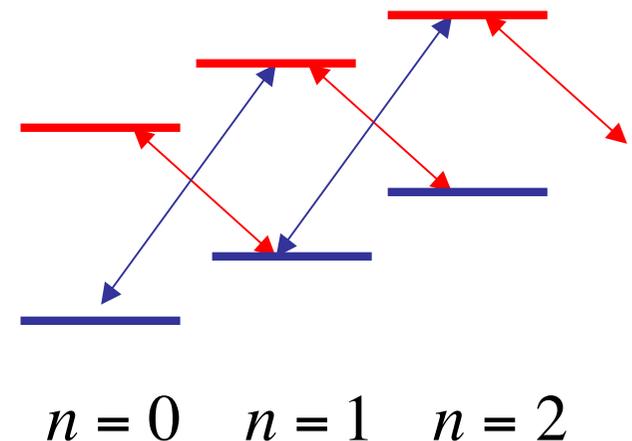
Première bande latérale:

$$\omega_L = \omega_{eg} \pm \omega$$

$$H_{\pm 1} \approx -i\hbar \eta \frac{\Omega_L}{2} (\sigma_{\pm} e^{-i\varphi} a^{\dagger} - \sigma_{\mp} e^{i\varphi} a)$$

Couplage à la CQED induisant des transitions sur le système "qubit + phonon" → *intrication*

Analogie aux impulsions de Rabi qui intriquent l'atome de Rydberg au champ en CQED



Le couplage sur la bande latérale rouge sert à refroidir l'ion jusqu'à l'état fondamental de vibration (voir Leçon 1)

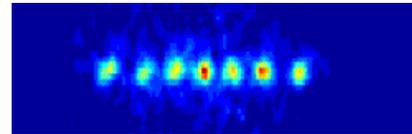
# Analogie entre Cavity QED et le couplage laser-ion piégé

$$H = -\hbar \frac{\Omega}{2} \left( \sigma_{\pm} e^{-i\varphi} a^{\dagger} - \sigma_{\mp} e^{i\varphi} a \right)$$

CQED



Ions Piégés



$\Omega$  : fréquence de Rabi du vide

$\sigma_{\pm}$  : opérateurs de sauts atomiques

$a, a^{\dagger}$  : création / annihilation de photons

Rotations du "spin" par champs micro-onde classiques à l'extérieur de la cavité

$\Omega = \Omega_L \eta$  : fréquence Rabi laser

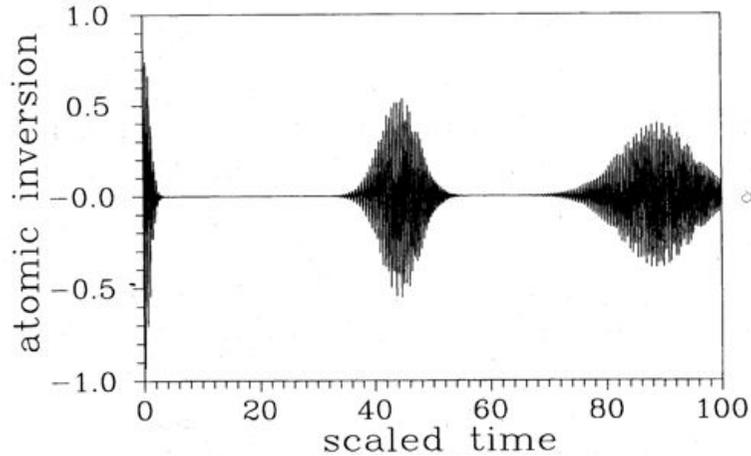
× paramètre de Lamb – Dicke

$\sigma_{\pm}$  : opérateur saut de l'ion

$a, a^{\dagger}$  : création / annihilation de phonons

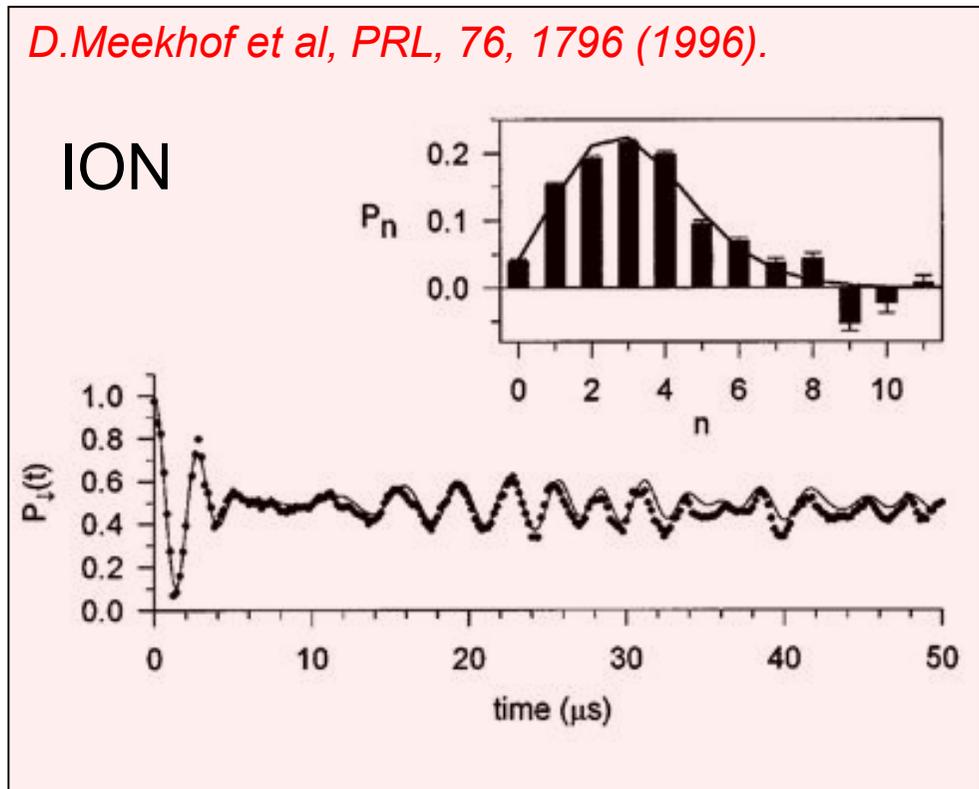
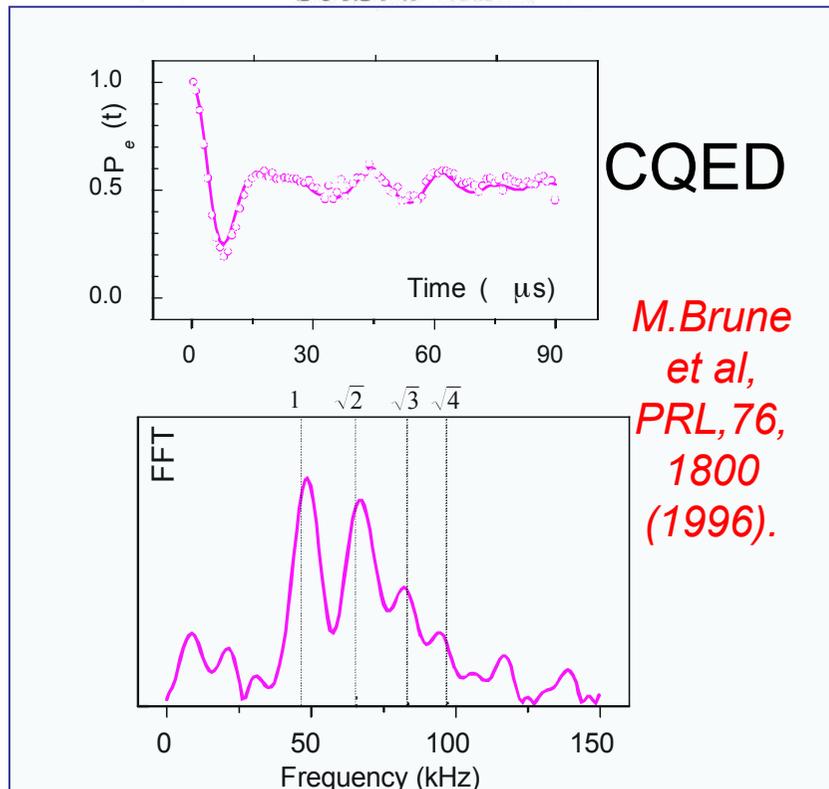
Rotations du "spin" par excitation à la fréquence de l'ion

# Oscillation de Rabi du "spin" avec oscillateur dans un état cohérent: "collapse et revivals"



*Battement de composantes avec fréquences en rapports incommensurables*

$$P_e(t) = \frac{e^{-|\alpha|^2}}{2} \sum_n \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} [1 + \cos(\Omega\sqrt{n+1}t)]$$



Demonstration of a Fundamental Quantum Logic Gate

C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland

National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado 80303

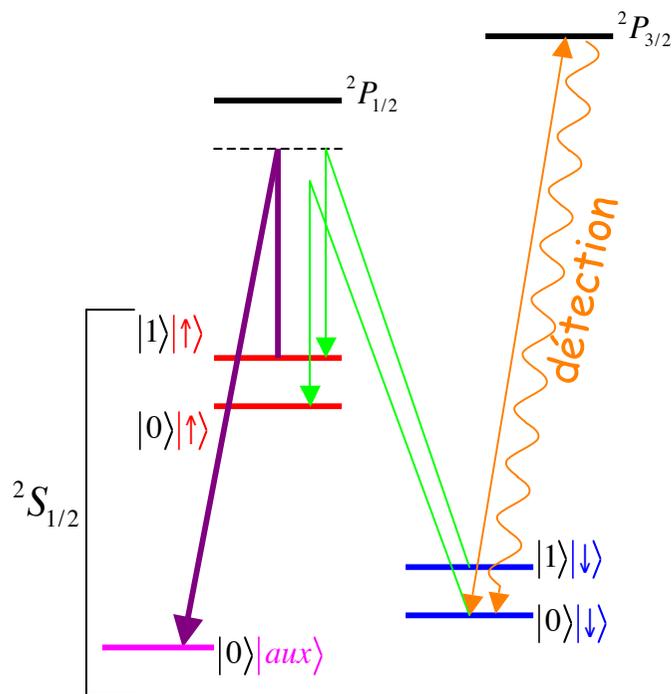
(Received 14 July 1995)

We demonstrate the operation of a two-bit "controlled-NOT" quantum logic gate, which, in conjunction with simple single-bit operations, forms a universal quantum logic gate for quantum computation. The two quantum bits are stored in the internal and external degrees of freedom of a single trapped atom, which is first laser cooled to the zero-point energy. Decoherence effects are identified for the operation, and the possibility of extending the system to more qubits appears promising.

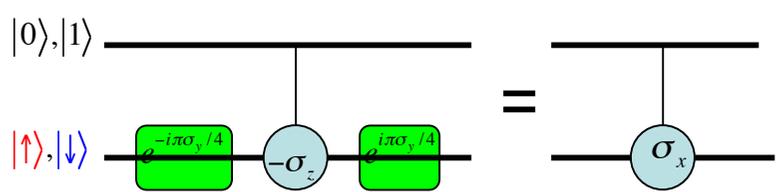
Analogie avec la porte CNOT de Cavity QED (leçon 3)

Les états de vibration  $|0\rangle$  et  $|1\rangle$  d'un ion Be forment le qubit contrôle et 2 niveaux hyperfins  $|\uparrow\rangle$  et  $|\downarrow\rangle$  de l'état fondamental  $^2S_{1/2}$  le qubit cible. Un 3<sup>ème</sup> niveau  $|aux\rangle$  de  $^2S_{1/2}$  joue un rôle transitoire. Le couplage se fait par transition Raman (deux lasers) passant virtuellement par le niveau  $^2P_{1/2}$ . La détection de l'état du qubit cible se fait par fluorescence sur la transition  $|\downarrow\rangle \rightarrow |^2P_{3/2}\rangle$ . La porte associe un pulse Raman sur la bande latérale entre 2 pulses sur la « porteuse ».

Le pulse  $2\pi$  sur la transition Raman de « bande latérale bleue » réalise  $|1\rangle|\uparrow\rangle \rightarrow |0\rangle|aux\rangle \rightarrow -|1\rangle|\uparrow\rangle$  (porte de phase). ( $|aux\rangle$  peuplé transitoirement)



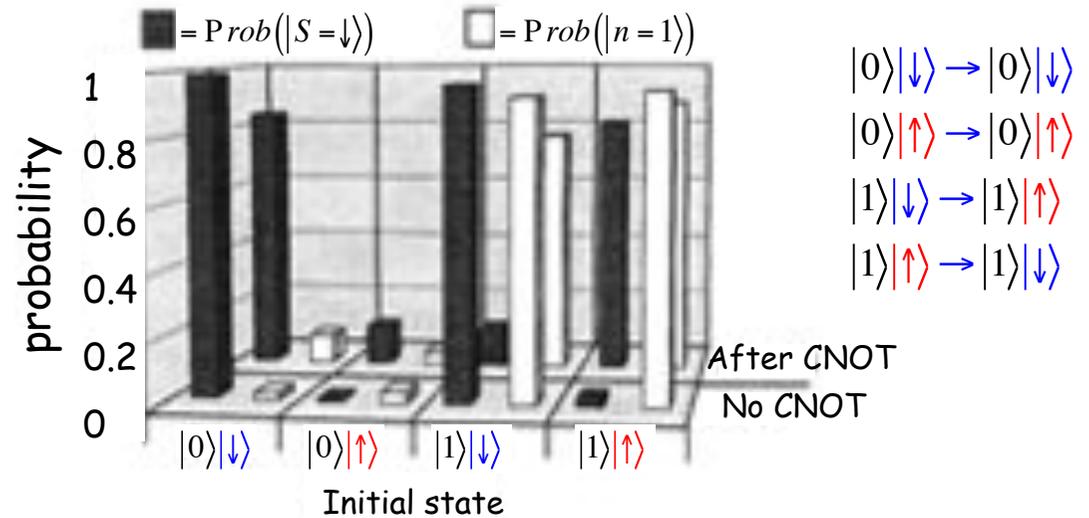
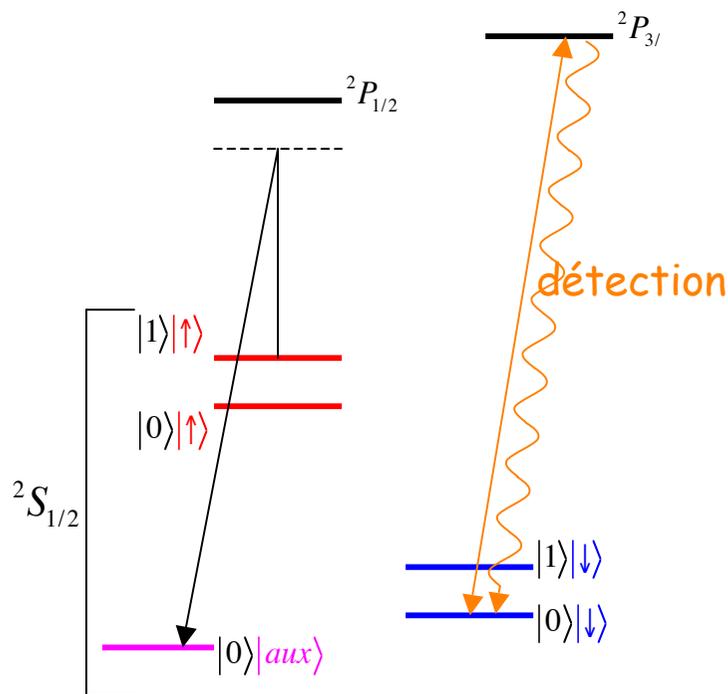
$ 0\rangle \downarrow\rangle \rightarrow  0\rangle \downarrow\rangle$	$ 0\rangle \uparrow\rangle \rightarrow  0\rangle \uparrow\rangle$	Porte de phase « contrôle - $\sigma_z$ ». Combinée avec 2 rotations $\pi/2$ du qubit cible forme une porte contrôle-NOT
$ 1\rangle \downarrow\rangle \rightarrow  1\rangle \downarrow\rangle$	$ 1\rangle \uparrow\rangle \rightarrow - 1\rangle \uparrow\rangle$	



$$(\exp(i\pi\sigma_y / 4)(-\sigma_z)\exp(-i\pi\sigma_y / 4)) = \frac{1}{2}(I + i\sigma_y)(-\sigma_z)(I - i\sigma_y) = \sigma_x$$

Bascule du spin si et seulement si le nombre de phonons est 1, sans changer ce nombre

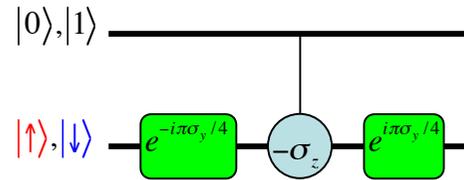
# Porte logique CNOT



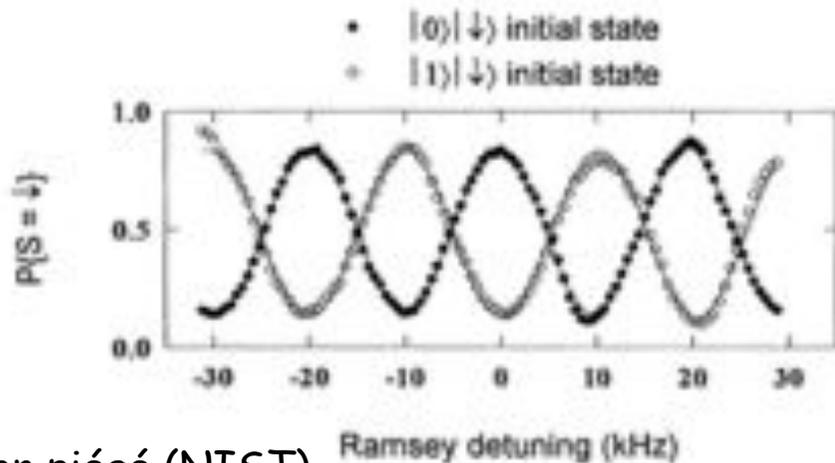
$|0\rangle_{\downarrow} \rightarrow |0\rangle_{\downarrow}$   
 $|0\rangle_{\uparrow} \rightarrow |0\rangle_{\uparrow}$   
 $|1\rangle_{\downarrow} \rightarrow |1\rangle_{\uparrow}$   
 $|1\rangle_{\uparrow} \rightarrow |1\rangle_{\downarrow}$

Préparation de l'un des 4 états logiques par initialisation dans  $|0\rangle_{\downarrow}$  suivie d'impulsions appropriées sur bande centrale ou latérales. On mesure ensuite la probabilité de trouver le « spin » dans  $S = \downarrow$  par cycles d'excitation fluorescence sur la transition de détection. On mesure enfin la probabilité de trouver  $n=1$  phonon en copiant l'état du phonon sur l'état de spin à l'aide de transition sur bande latérale appropriée, avant de mesurer l'état du spin par fluorescence. On recommence les mêmes mesures après avoir appliqué les opérations de la porte CNOT. Les histogrammes expérimentaux vérifient la « table de vérité » de la porte CNOT, mais ne prouvent pas la cohérence de l'opération.

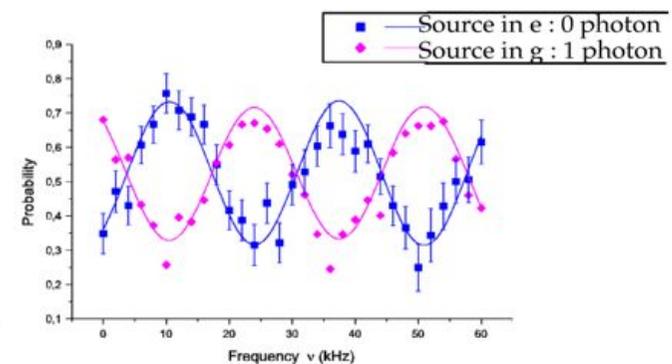
# La porte CNOT vue comme un interféromètre de Ramsey



Les deux pulses Raman  $\pi/2$  résonnants sur la bande centrale constituent pour le « spin » ionique un interféromètre de Ramsey. En préparant initialement l'état  $|\downarrow\rangle$  et en mesurant la probabilité de trouver finalement le spin dans cet état, en fonction de la fréquence des pulses, on obtient des franges. Elles sont déphasées de  $\pi$  suivant que la vibration de l'ion contient 0 ou 1 phonon. Il y a une analogie complète avec la porte CNOT de Cavité QED qui génère de la même façon des franges en opposition de phase suivant que la cavité contient 0 ou 1 photon (voir leçon 3).



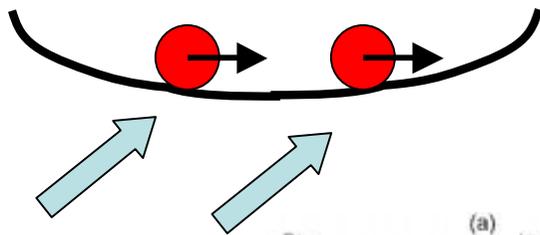
Ion piégé (NIST)



Cavity QED (ENS)

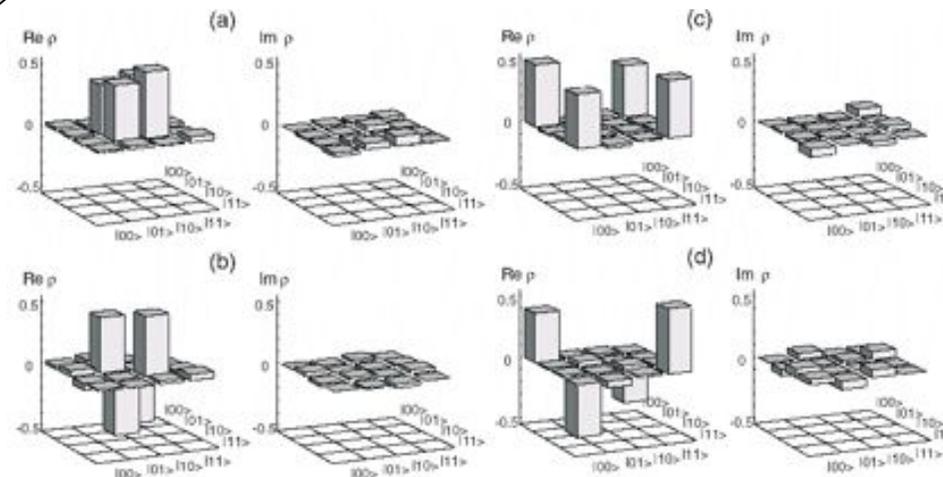
# Portes et intrication entre ions

L'expérience d'un NIST de 1996 a été réalisée sur un ion unique, les 2 qubits étant portés par des degrés de liberté différents de cet ion. Depuis, de nombreuses expériences de portes quantiques ont été réalisées entre ions différents dans un même piège. Le couplage entre ions est assuré par l'interaction coulombienne qui conduit à l'existence de modes de vibration collectifs. En couplant les ions à des lasers accordés sur une bande latérale correspondant à l'excitation simultanée de degrés de liberté de spins et de degrés de vibration, on intrique les états internes aux états de phonon. La vibration joue le rôle de « bus quantique » (quantum bus) pour intriquer les ions, tout comme le champ en Cavitité QED qui permet d'intriquer les atomes de Rydberg. Au NIST on excite tous les ions ensemble alors qu'à Innsbruck, on a commencé par exploiter des excitations sélectives séparées des ions, en réalisant des protocoles plus proches des propositions initiales de Zoller et Cirac.



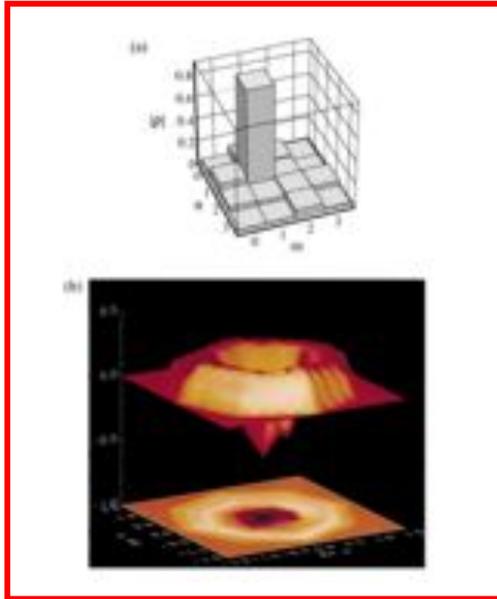
Porte CNOT entre deux ions « adressés indépendamment ». Théorie: Cirac et Zoller, PRL 74, 4091 (1995); Expérience: Schmidt-Kaler et al, Nature, 422, 408 (2003)

Etats de Bell de deux ions reconstruits: Roos et al, PRL, 92, 220402 (2004)

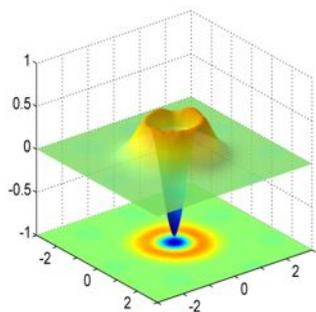


Expériences récentes d'intrication sur des systèmes contenant jusqu'à 14 ions (Innsbruck)

# Reconstruction d'état de vibration en physique des ions piégés



Ion piégé (Leibfried et al, PRL, 77, 4281 (1996))



CQED

## Tomographie quantique en physique des ions piégés:

l'état de vibration est déplacé dans l'espace des phases de l'oscillateur par une impulsion laser sur bande latérale (déplacement « classique » analogue à l'injection d'un champ cohérent en CQED). La distribution de probabilité des phonons dans l'état déplacé est mesurée par analyse du signal d'oscillation de Rabi (les composantes de Fourier de cette oscillation donnant les probabilités des différents nombres de phonons). Les distributions de probabilités obtenues pour de nombreux déplacements permettent de reconstruire l'opérateur densité et la fonction de Wigner de l'état de vibration de l'ion. Ci contre, en haut, l'opérateur densité et la fonction de Wigner de l'état de Fock à un phonon. Comparer avec les résultats analogues obtenus en Cavité QED (en bas).

# Les groupes qui travaillent avec des ions piégés (2013)

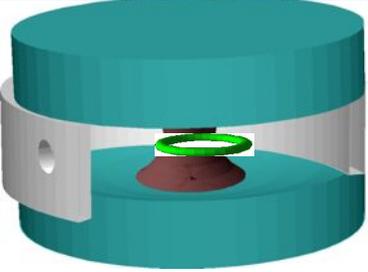
Aarhus	MIT
Amherst	NIST
Berkeley	NPL
Duke	Osaka University
ETH (Zürich)	Oxford
Freiburg	Paris (Université Paris)
Garching (MPQ)	PTB, Braunschweig
Georgia Tech	Saarland
Griffiths University	Sandia National Lab
Hannover	Siegen
Innsbruck	Simon Fraser University
JQI (U. Maryland)	Singapore
Lincoln Labs	Sussex
London (Imperial)	Sydney
Mainz	U. Washington
	Weizmann Institute

## VI-B.

L'électrodynamique quantique en cavité avec  
des atomes artificiels:  
électrodynamique des circuits.

Voir Cours 2010-2011

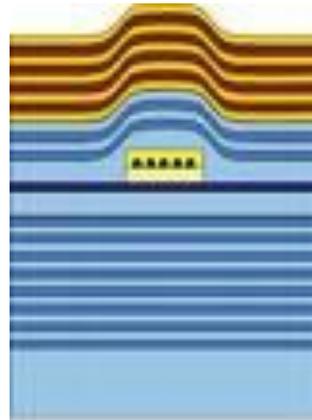
# Coupler des atomes réels ou artificiels à un champ piégé dans un résonateur



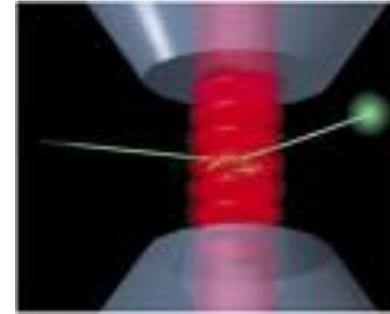
Atomes de Rydberg et micro-ondes dans des cavités supraconductrices (ENS)



Atomes ou points quantiques couplés à des microrésonateurs optiques



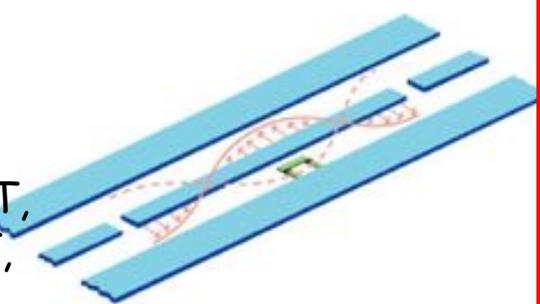
Points quantiques dans des semiconducteurs Photonic bandgaps



Atomes froids dans des cavités optiques

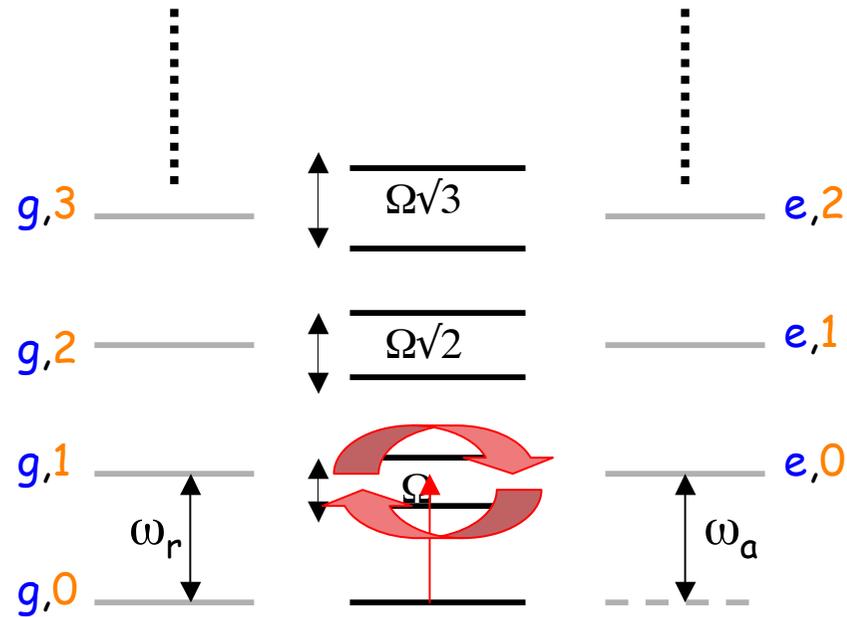
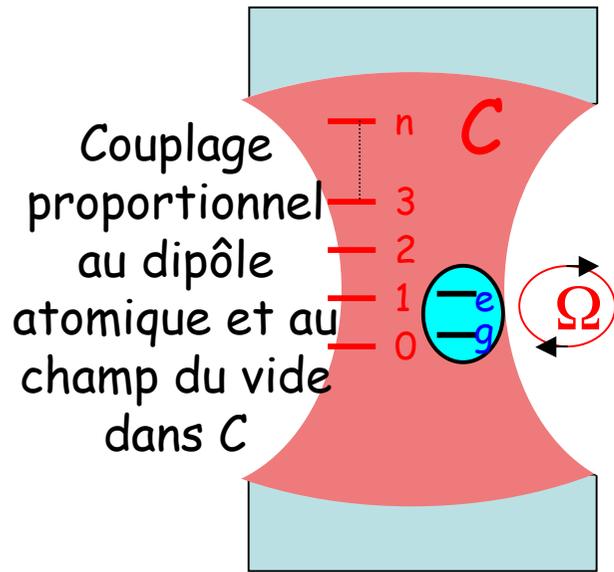


Yale, USBC, Saclay, ETH, Chalmers, NEC, NIST, Delft, MIT, Berkeley, Grenoble, etc...

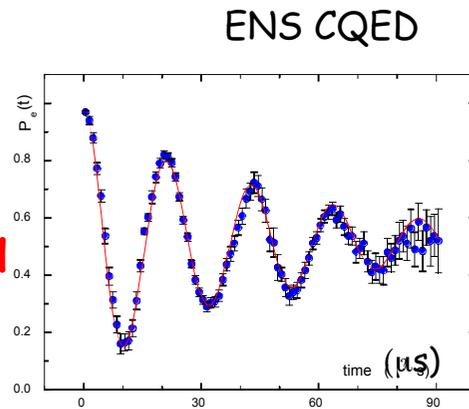


Circuit QED avec jonctions Josephson couplées à des lignes coaxiales ou à des boîtes 3D

# Couplage fort atome-cavité

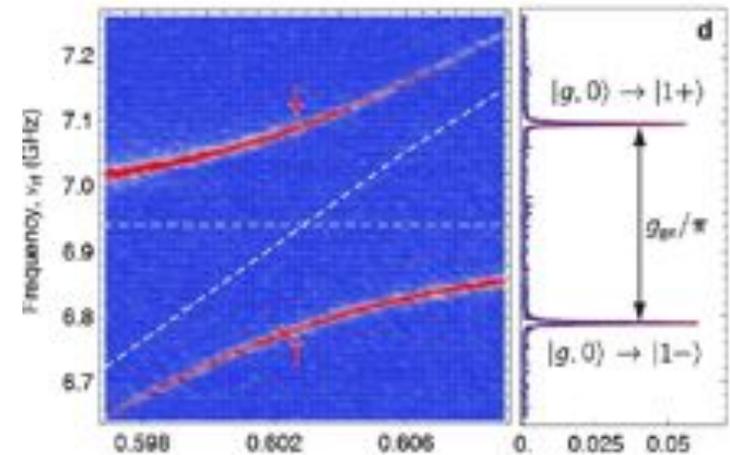


A résonance:  
Oscillation de Rabi du vide et doublet de Rabi



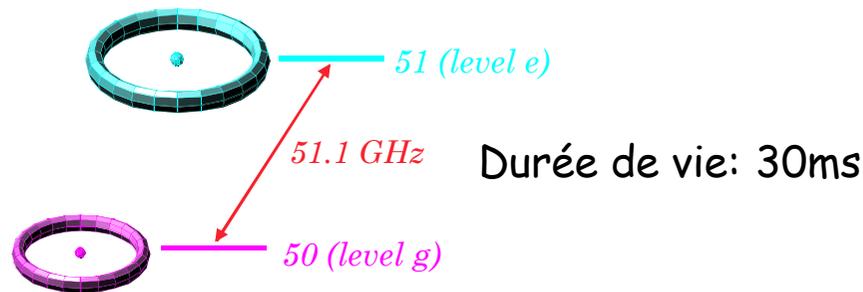
CQED atomique  
 $\Omega/2\pi \sim 50\text{kHz}$

Courtesy ETH group



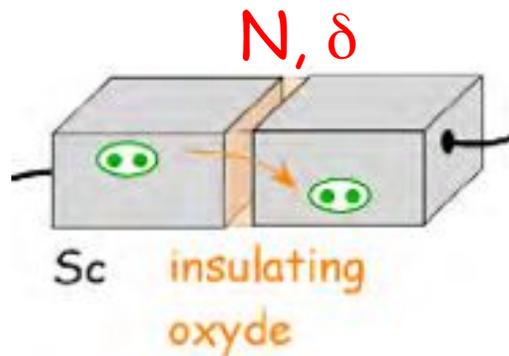
Circuit QED ( $\Omega/2\pi \sim 100\text{MHz}$ )

# Qubit: atome de Rydberg vs atome artificiel



**CQED**: atome de Rydberg avec dipôle électrique très grand (~1000 debye)  
Fréquence  $\omega_a$  accordée par effet Stark

**Circuit QED**: dipôle mésoscopique:  $10^4$  à  $10^6$  debye!



Jonction Josephson insérée dans circuits

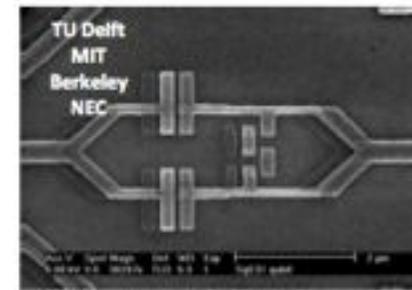
Système quantique avec charge ( $N$ ) et phase ( $\delta$ ) comme variables conjuguées.

$T_1, T_2 \sim 1\mu\text{s}$  (2009)

$\rightarrow 10\text{-}100\ \mu\text{s}$  (Yale, 2012)



Charge qubit (quantronium, transmon...)



Flux qubit



Phase qubit



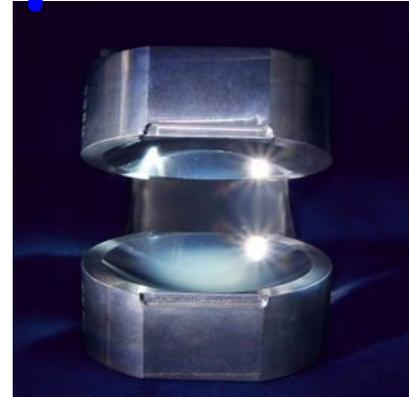
# La boîte à photon

## CQED atomique:

Fabry-Perot supraconducteur

Durée de vie du photon:  $T_c = 0.1$  s ( $Q = 4.10^{10}$ )

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



$T = 800$  mK

## Circuit QED:

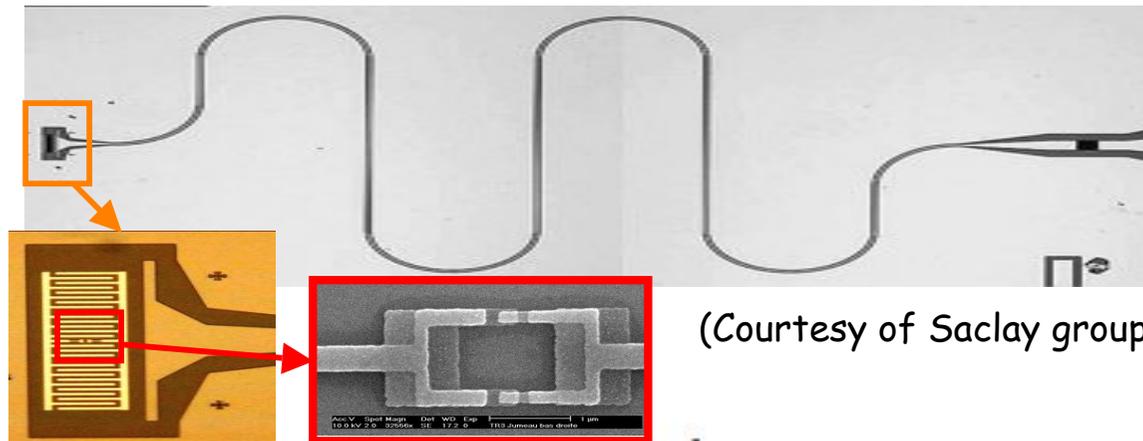
Ligne coaxiale supra avec qubit inséré

$T_c \sim 100$  ns à  $1 \mu$ s

OU..

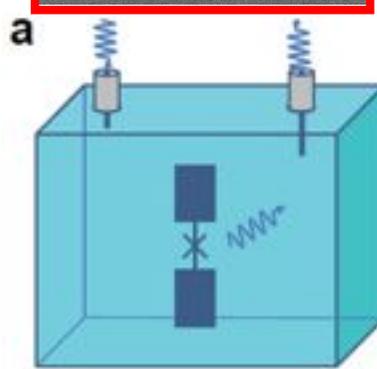
Boîte 3D Nb avec qubit suspendu et grande antenne (dipôle géant)

$T_c \sim 1$  ms ( $Q \sim 10^9$ )

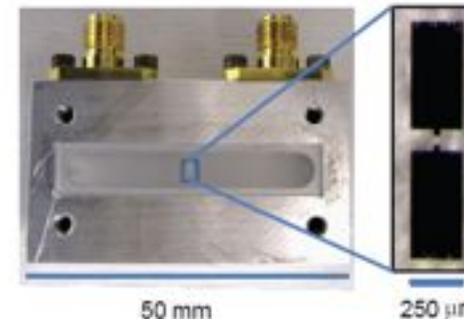


(Courtesy of Saclay group)

$T = 20$  mK



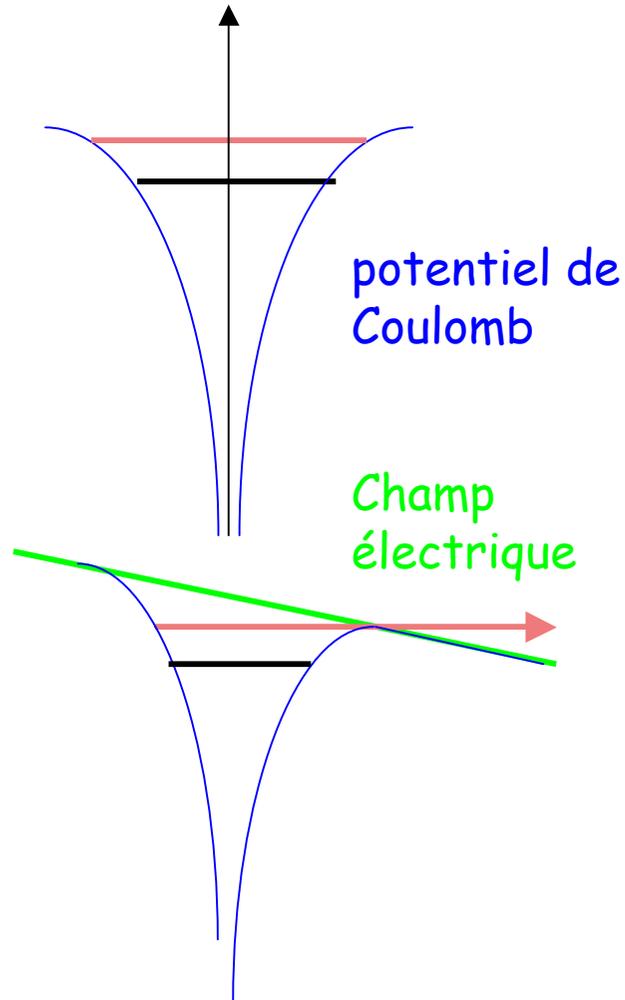
b (Yale group)



Paik et al, PRL, 107, 240501 (2011)

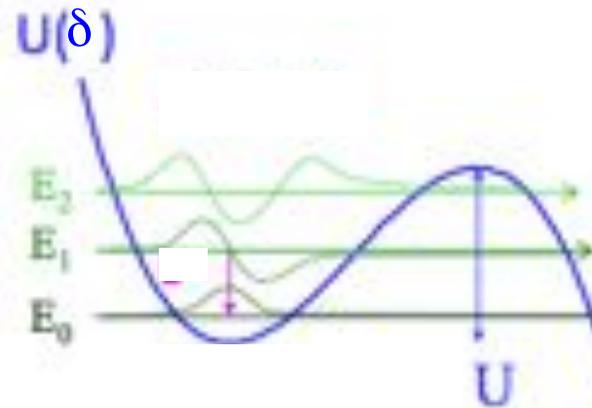
# Détection destructive directe du qubit

Rydberg qubit



Ionisation sélective des états par impulsion de champ

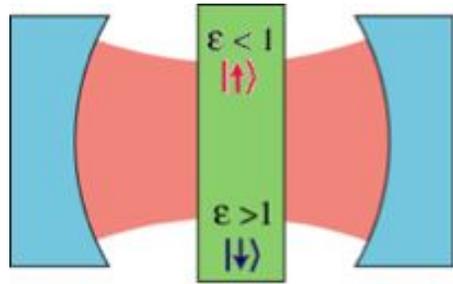
Josephson (phase) qubit



Pulse de Flux  
(change la forme du potentiel)



Effet tunnel sélectif (changement soudain du flux détecté par un SQUID)

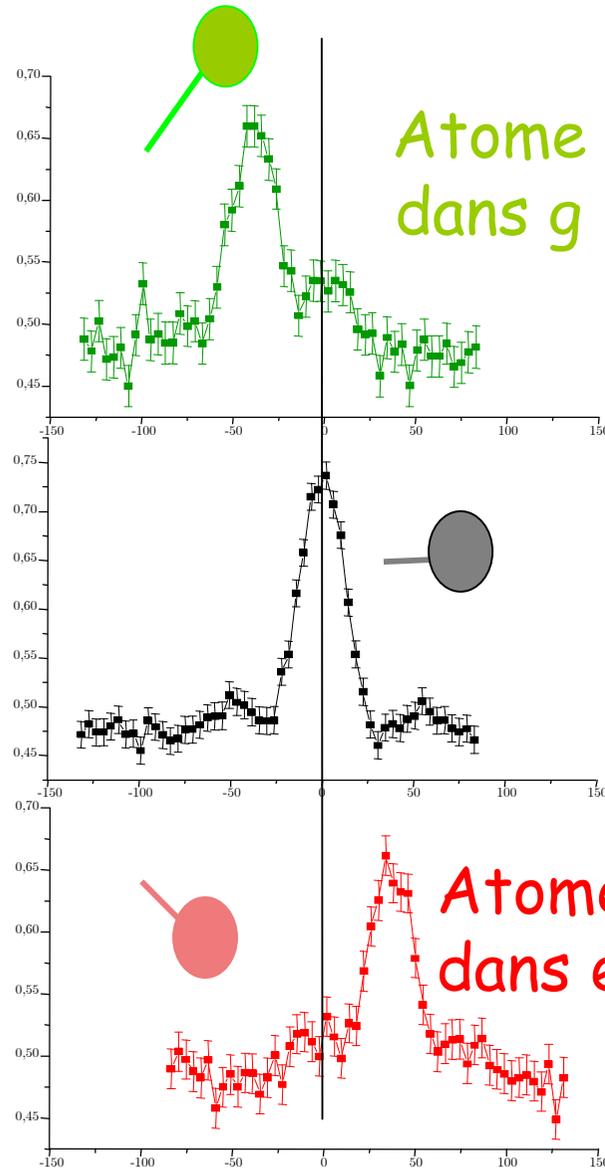


# Détection indirecte du qubit par effet d'indice à un atome

Atome non résonnant équivalent à un plongeur diélectrique changeant la fréquence de C

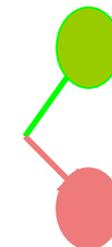
CQED atomique  
Déplacement de qqs  
KHz:  
 $\Delta\varphi=1$  radian en  $10 \mu s$

P.Maioli et al, PRL, 94,  
113601 (2005)

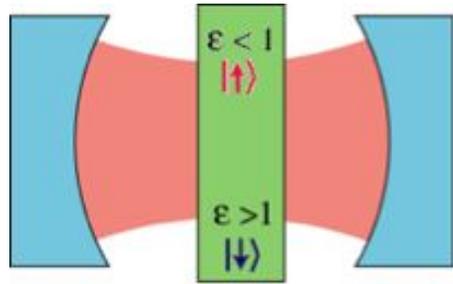


Distribution de phase d'un champ cohérent: indice dépendant de l'état: la phase du champ mesure l'énergie de l'atome (voir leçon 5).

Atome en superposition d'états génère de l'intrication atome-champ et crée des chats de Schrödinger (leçon 5)



# Détection indirecte du qubit par déplacement dispersif du champ de C en Circuit QED

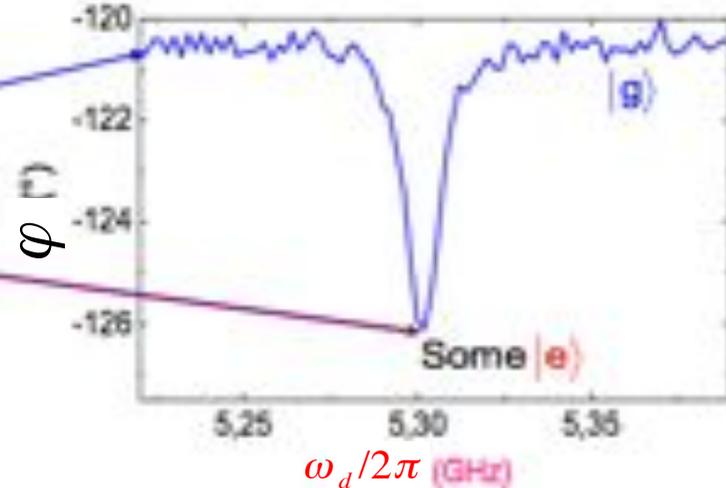
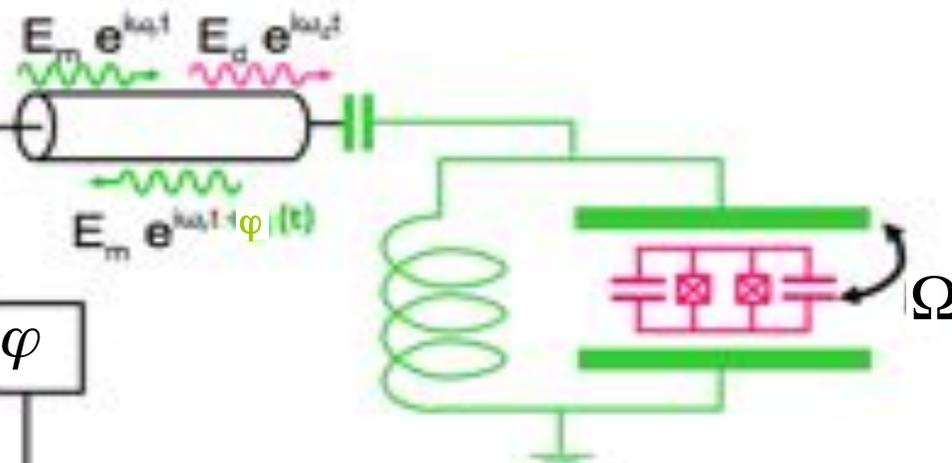
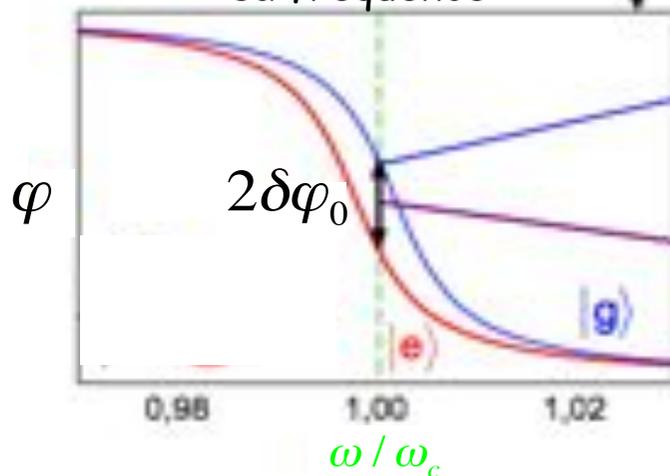


Champ sonde réfléchi par la cavité ( $\omega = \omega_c$ ).

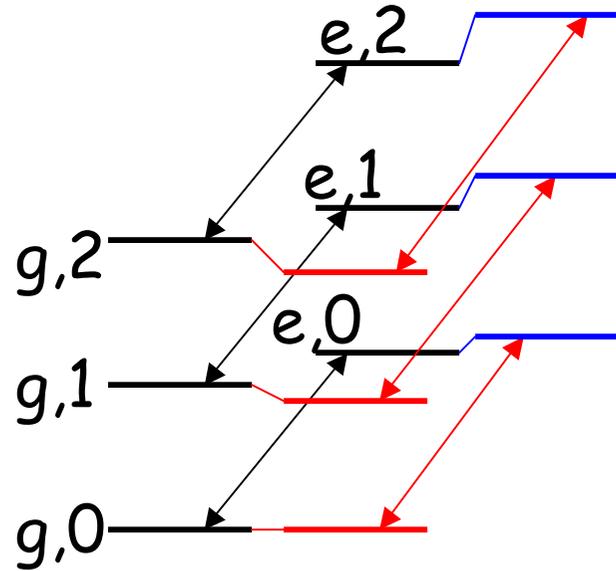
D'après D.Esteve (Saclay)

Champ de résonance du qubit ( $\omega_d$ )

Phase du champ réfléchi vs sa fréquence

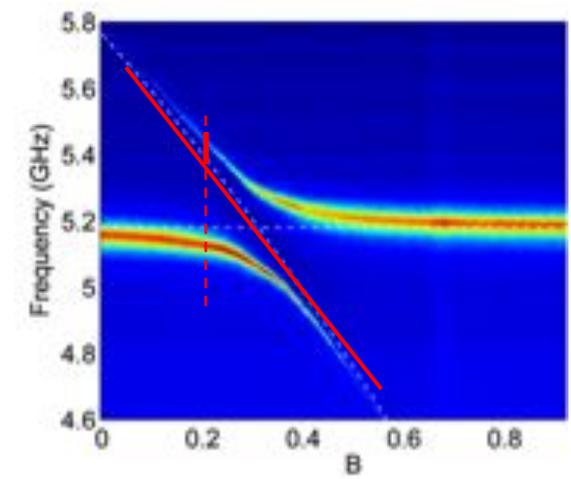


# Effet dispersif sur le spectre du qubit



$$\Delta = \omega_a - \omega_c \geq \Omega$$

$$\omega_{eg}(n) = \omega_a + \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\Omega^2}{2\Delta} + O(n^2)$$



Photon "splitting"

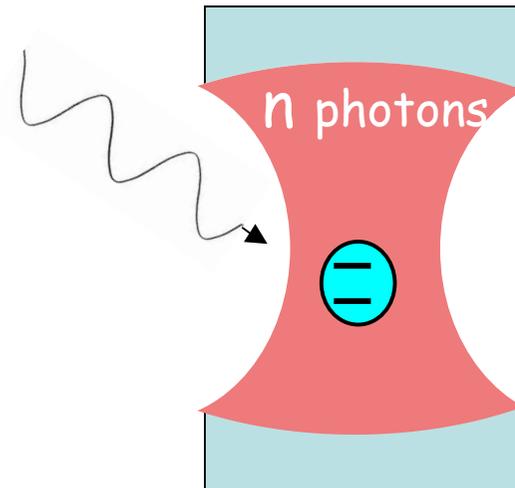
$$\Delta\omega_0 = \frac{\Omega^2}{2\Delta}$$

~kHz en CQED atomique

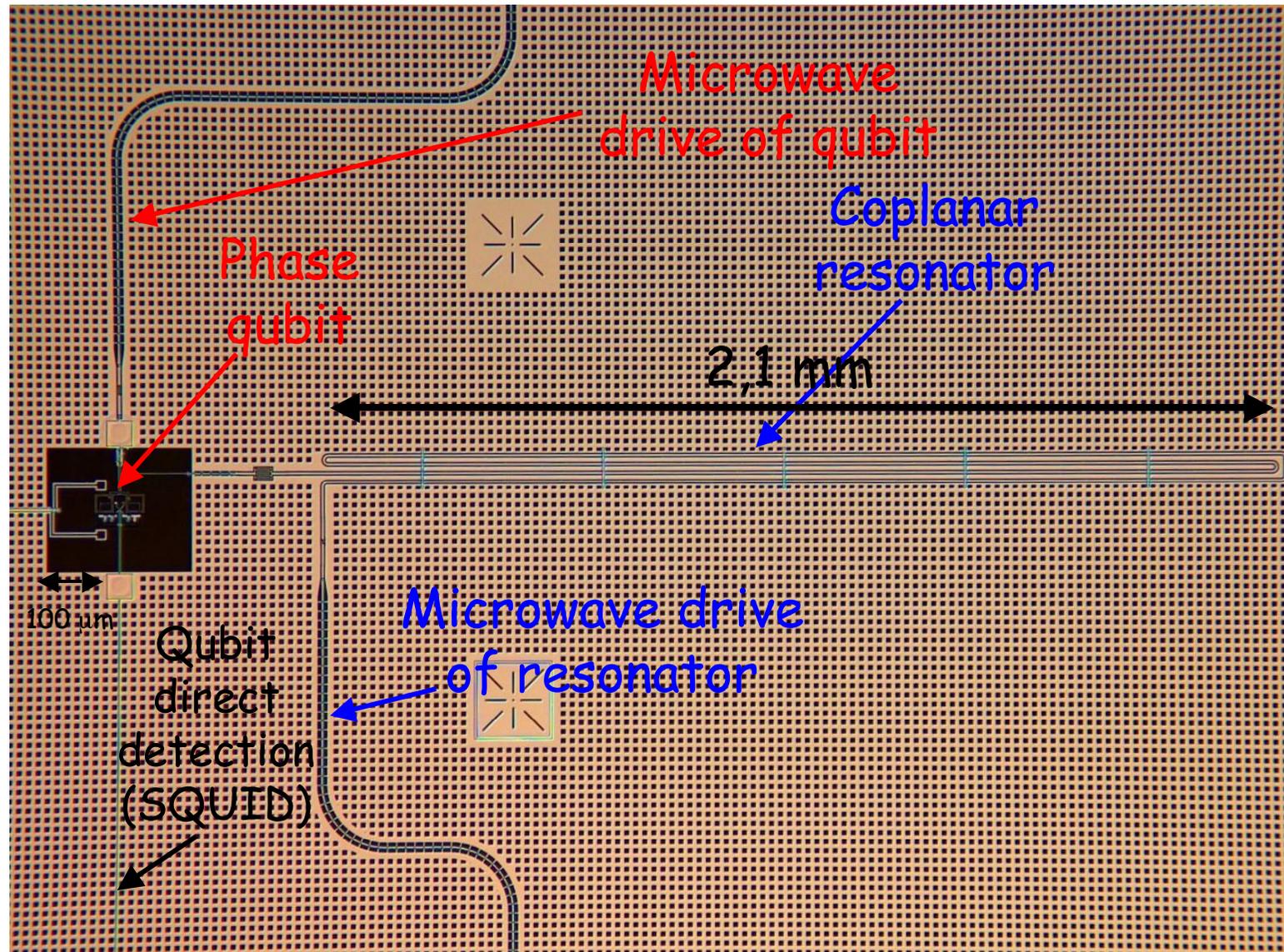
~MHz en Circuit QED

Compter les photons par spectroscopie du qubit:

(l'information doit être acquise en un temps court devant la durée de vie de l'état à n-photons ( $T_c/n$ ))



# Le circuit de l'Université de Santa Barbara (USBC)- Groupe de J.Martinis

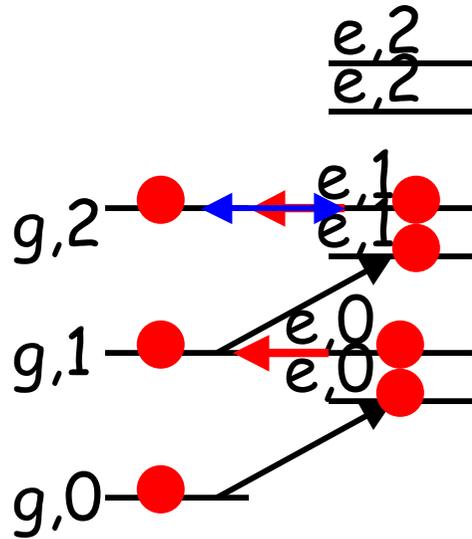


# Pomper des photons un à un (USBC)

Hofheintz et al, 454, 310 (2008)

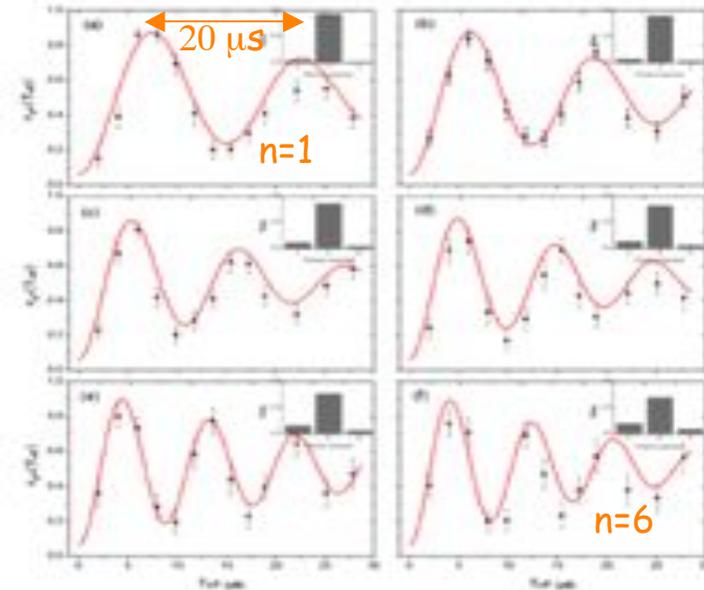
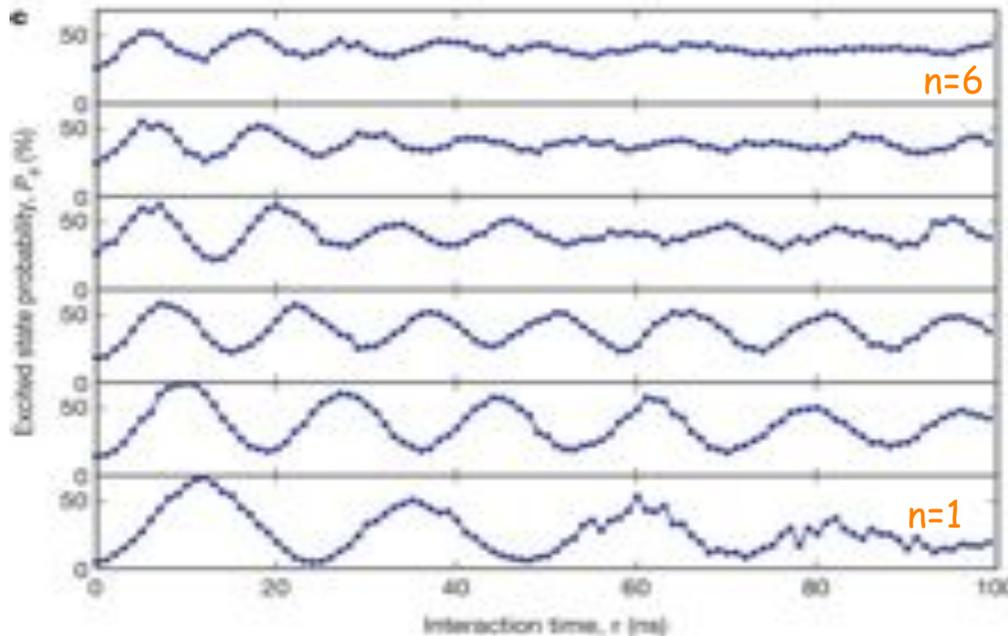
Etat de Fock jusqu'à  
n=6...

...et détection par Rabi  
(temps t variable)



$\pi$  Rabi  
flop

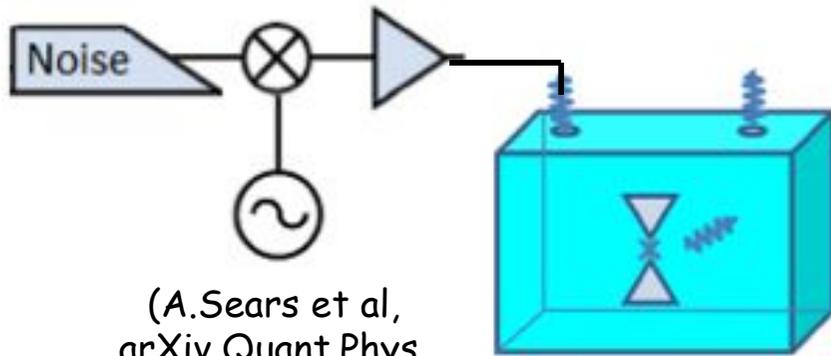
Qubit  $\pi$   
pulse



USBC

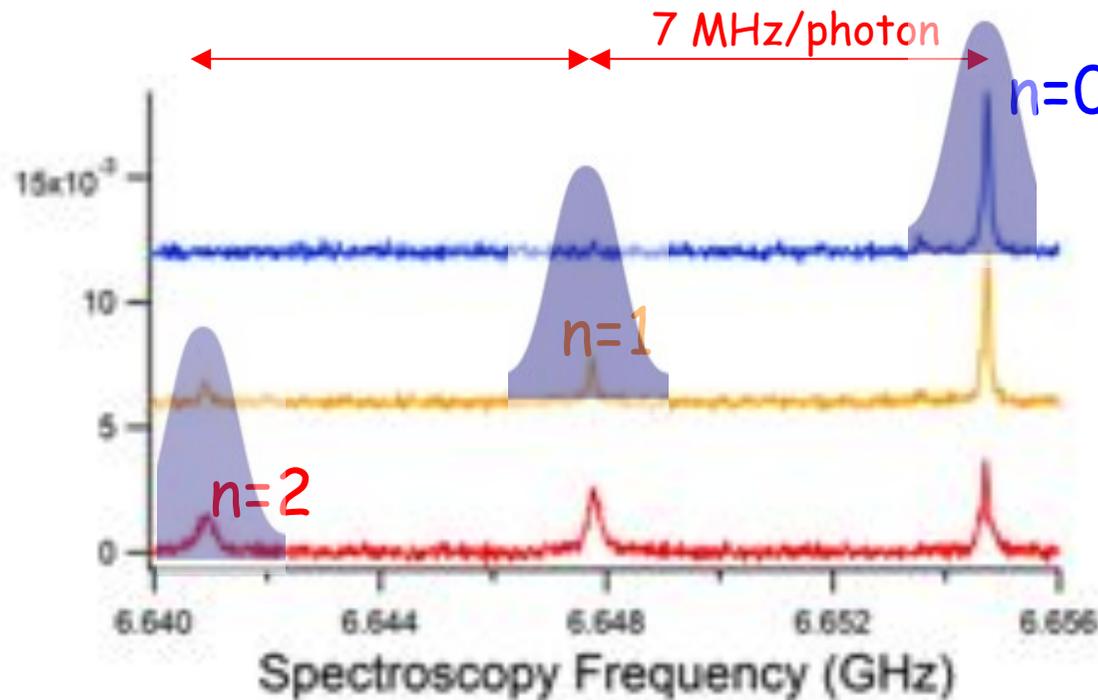
Oscillation de Rabi dans champ à n-photons en Circuit QED...et en CQED

# Résolution spectrale des nombres de photon (Yale)



(A.Sears et al,  
arXiv Quant.Phys,  
1206-1265 (2012))

La cavité contient un champ thermique et détecte le qubit par le déphasage dispersif sur le champ réfléchi pendant que la spectro du qubit est réalisée

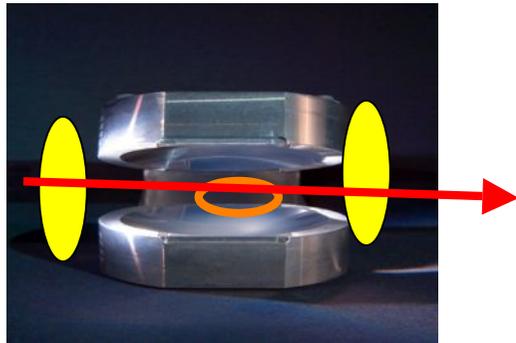
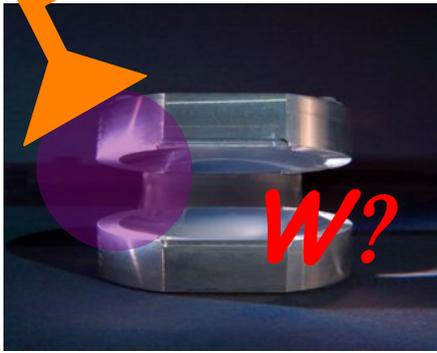


Contrôler le qubit à la fréquence déplacée:  
porte conditionnée par le nombre de photons!

$P(n)$  mesuré  
directement par spectroscopie du qubit

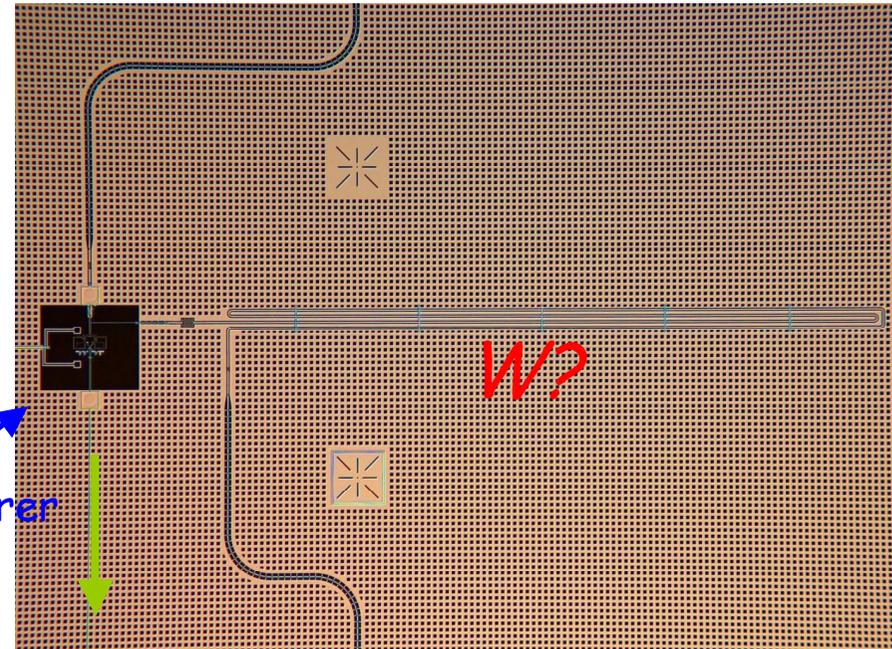
## CQED (ENS)

Translater par champ  
cohérent injecté



Réaliser comptage de photon  
QND sur champ translaté par  
interférométrie de Ramsey  
et reconstruire  $W(\alpha)$

## Circuit QED (USBC)



Enregistrer  
le  
signal de  
Rabi

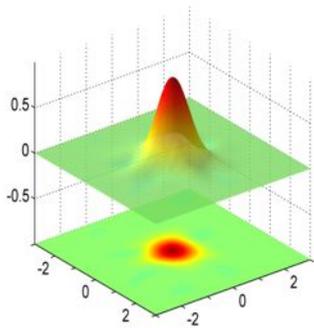
Translater le  
champ par  
injection

Les signaux de Rabi du qubit dans  
des champs translatés donnent  
 $P^{(\alpha)}(n)$  par analyse de Fourier, d'où  
on déduit  $W(\alpha)$

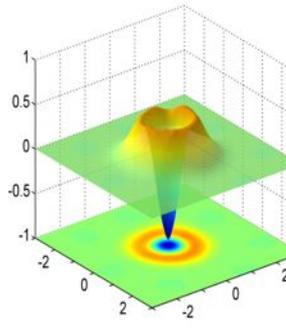
# Un zoo d'états de Fock

Deléglise et al, Nature,  
455, 510 (2008)

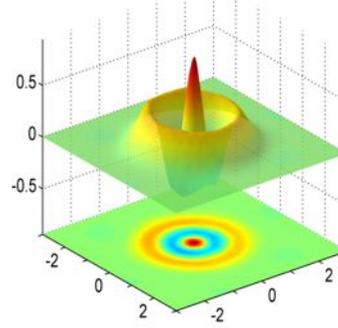
CQED



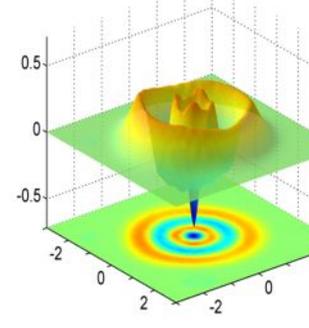
n=0



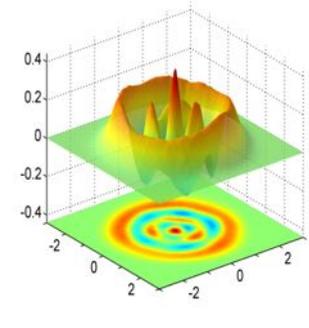
n=1



n=2



n=3



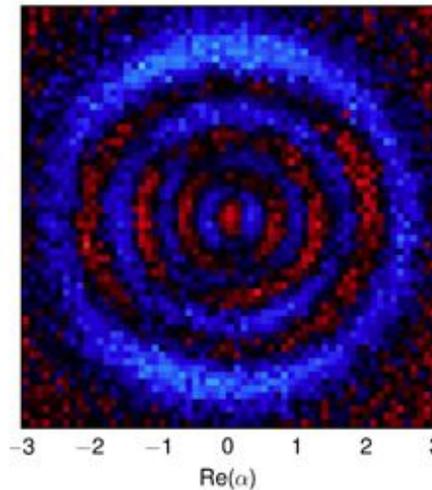
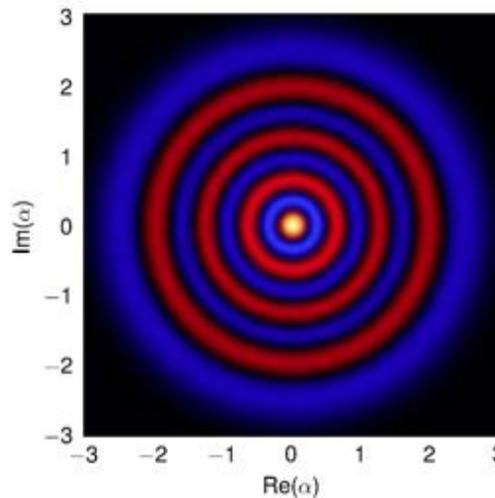
n=4

Théorie

Expérience

Circuit QED  
(USBC)

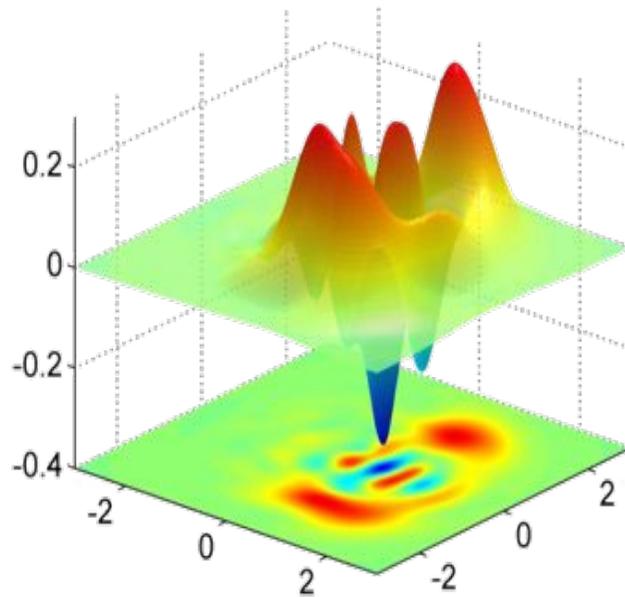
n=7



# Un zoo de chats de Schrödinger

## CQED

Deléglise et al,  
Nature, 455, 510  
(2008)

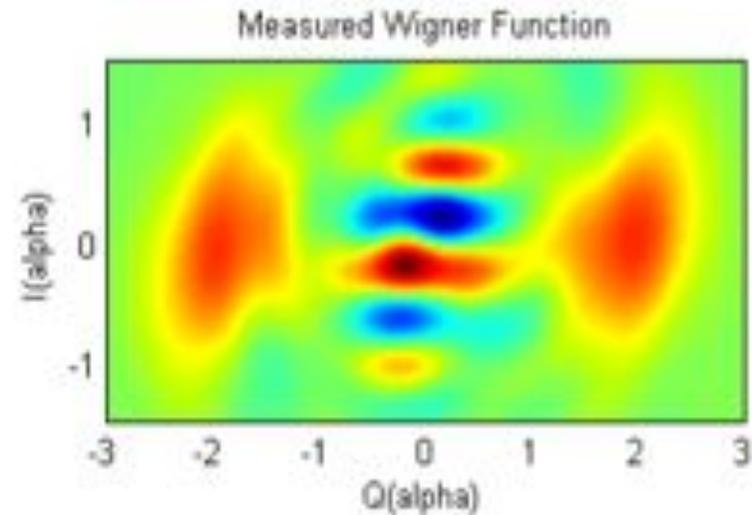


Chat de Schrödinger

$$|\alpha e^{i\varphi}\rangle + |\alpha e^{-i\varphi}\rangle$$

préparé par effet  
d'indice à un atome

## Circuit QED (Yale)

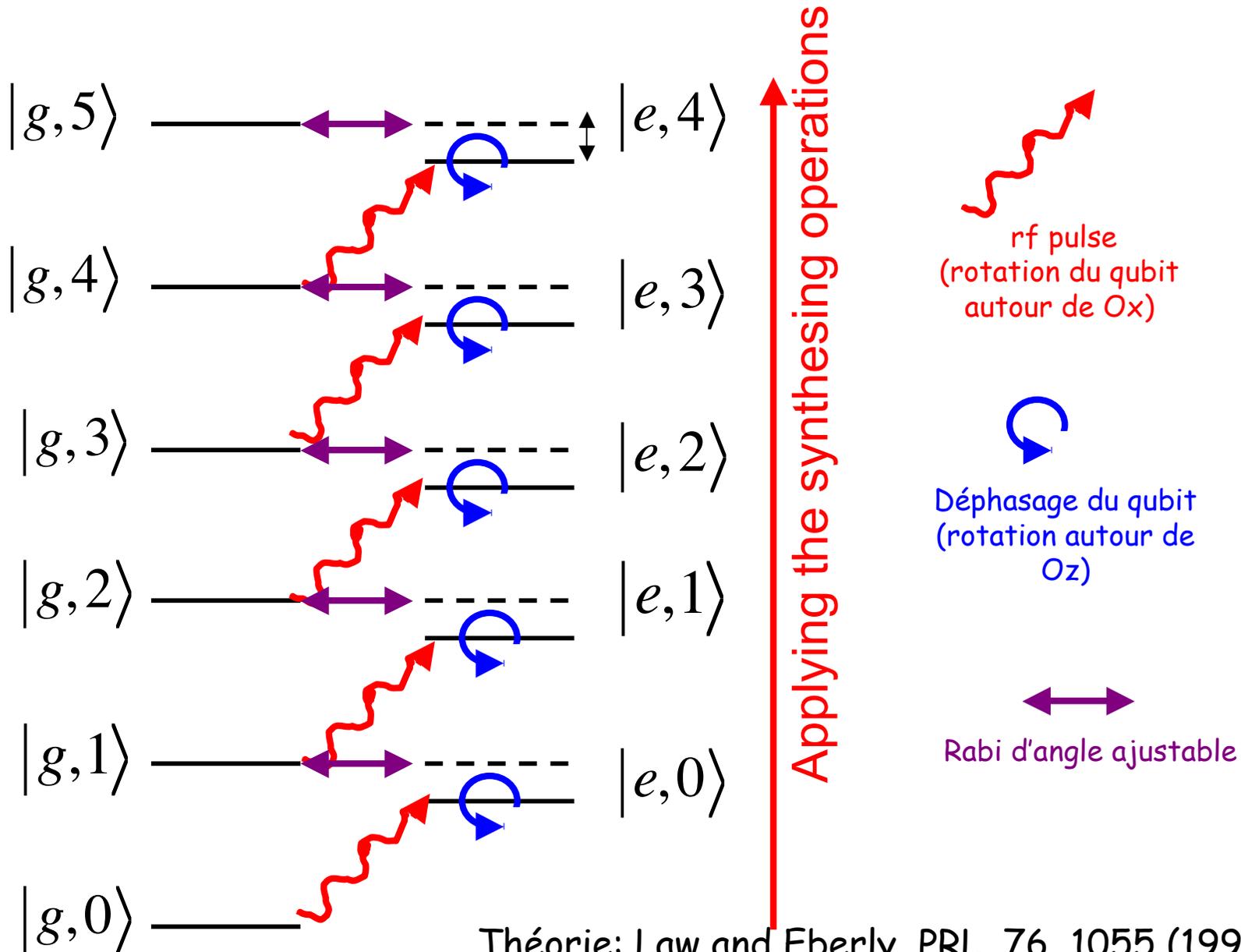


Chat de Schrödinger préparé dans C  
par effet Kerr (chats reconstruits  
également par J.Martinis à USBC)

G.Kirchmair et al, Nature, **495**, 205 (2013)

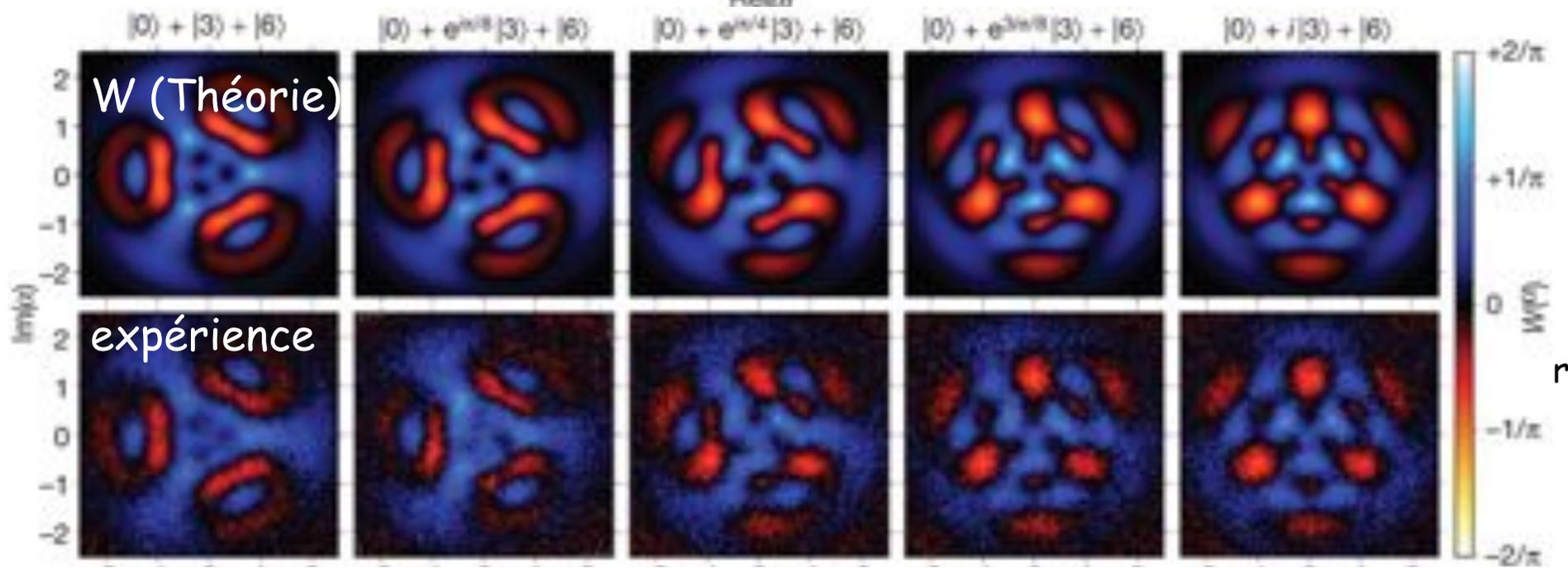
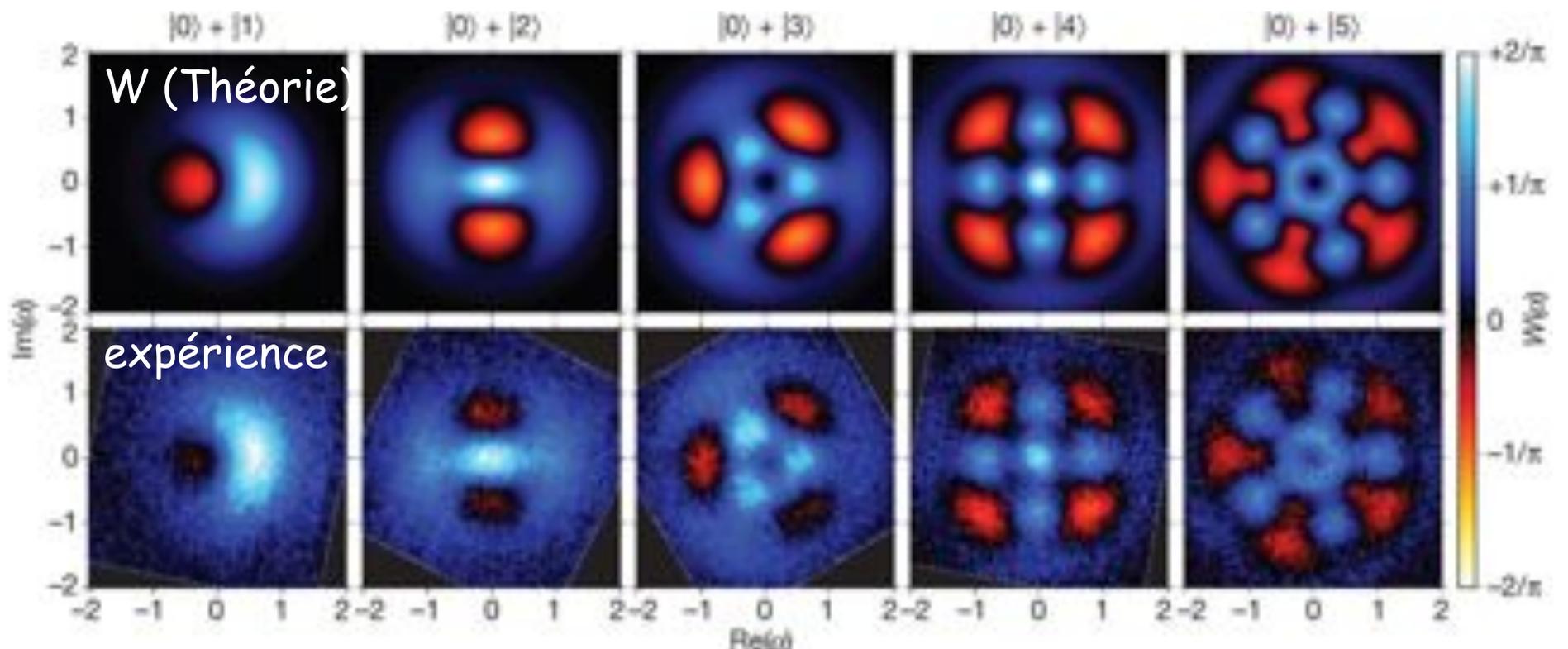
Hofheinz et al, Nature, 459, 546 (2009)

# Synthèse d'état arbitraire (USBC)



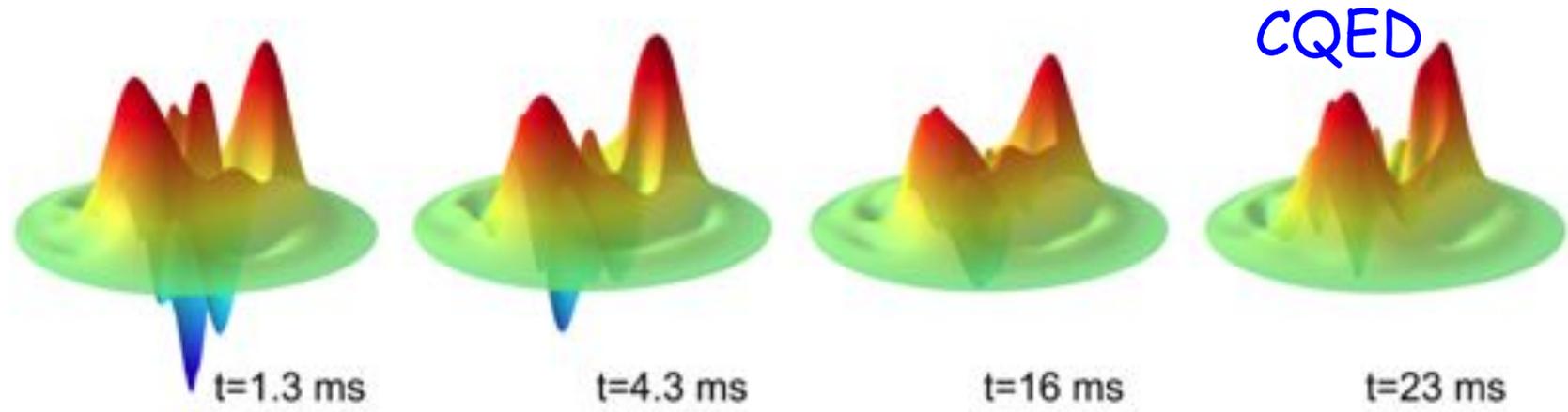
Théorie: Law and Eberly, PRL, 76, 1055 (1996).

Expérience: Hofheinz et al, Nature, 459, 546 (2009)

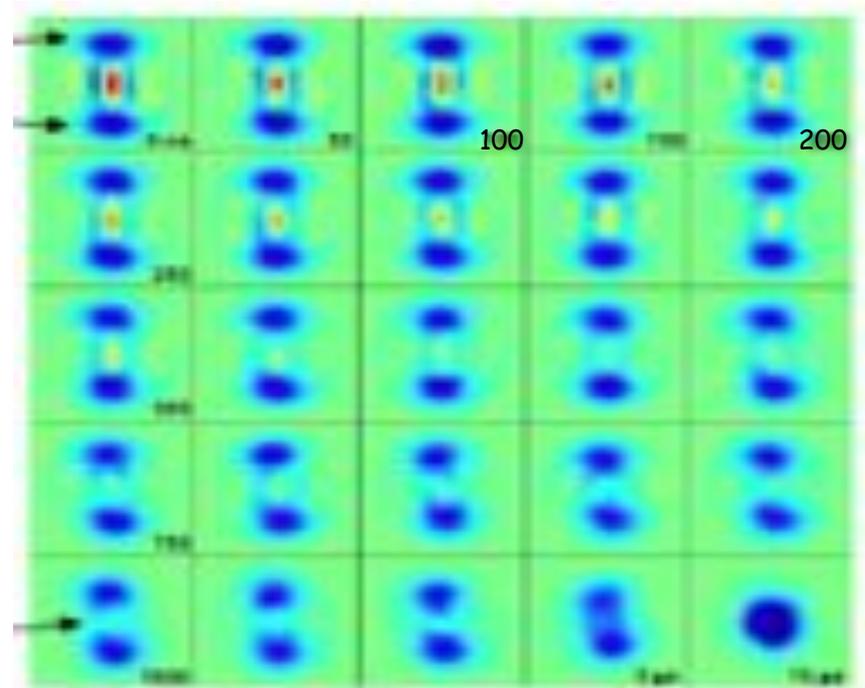


r

# Décohérence des chats de Schrödinger



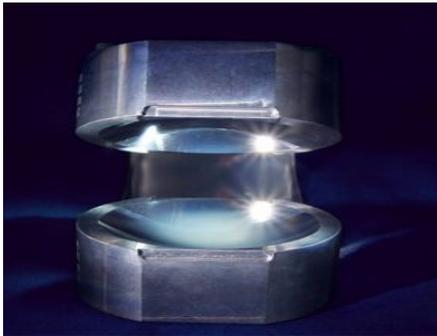
Circuit QED  
(USBC)



Échelle des temps en ns

# CQED atomique et Circuit QED sont complémentaires

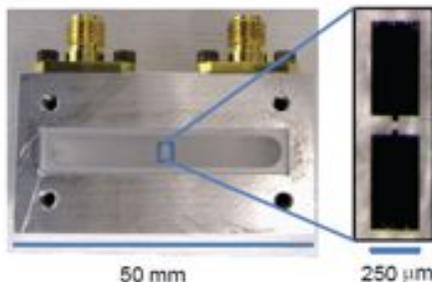
## CQED



Systemes simples pour tests fondamentaux de physique quantique

Longues durées de vie adaptées aux expériences de feedback quantique et aux études de décohérence

## Circuit QED



Couplage ultra fort avec des temps d'interaction courts favorables à l'acquisition rapide de données.

Qubits permanents adaptés aux expériences d'information quantique

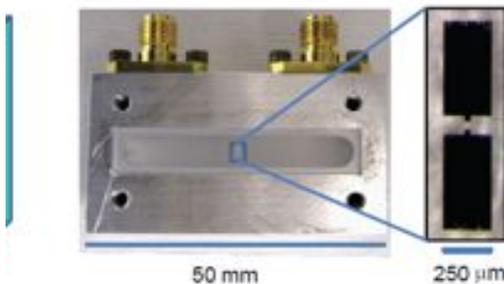
# Perspectives

## CQED



Fontaine atomique avec atomes lents pour augmenter le temps d'interaction atome-cavité et la résolution de la spectroscopie résolue en nombres de photons: effet Zenon quantique. Stabilisation d'autres états non-classiques par feedback ou par « reservoir engineering »  
Expériences à deux cavités

## Circuit QED



Continuer à augmenter les temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  des qubits et du résonateur. Trouver une architecture qui rend les qubits de grande durée de vie accordables dans la cavité. Démontrer des algorithmes quantiques complexes et des codes correcteurs d'erreurs...