

SÉMINAIRE DE PHILOSOPHIE ET MATHÉMATIQUES

CLAUDE COHEN-TANNOUDJI

Observation de sauts quantiques sur un seul atome

Séminaire de Philosophie et Mathématiques, 1995, fascicule 2
« Observation des sauts quantiques sur un seul atome », , p. 1-8

http://www.numdam.org/item?id=SPHM_1995__2_A1_0

© École normale supérieure – IREM Paris Nord – École centrale des arts et manufactures,
1995, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la série « Séminaire de philosophie et mathématiques » implique
l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute
utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale.
Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

Observation de sauts quantiques
sur un seul atome

Claude Cohen-Tannoudji

ENS , 23 Janvier 1995

Développements expérimentaux (1)

- Nouvelles sources lumineuses (lasers)
- Meilleurs détecteurs - Ultraviolette
- Invention de nouvelles méthodes permettant de "manipuler" les atomes

Refroidissement laser

Piégeage

Possibilité d'observations portant sur

- un seul électron
- un seul atome

Observation de la lumière émise par un seul atome excité en permanence par un faisceau laser résonnant

Renouveau d'intérêt théorique

pour les prédictions de la mécanique quantique relatives à des observations effectuées sur un système unique

Buts de cette conférence (2)

- Décrire des expériences récentes portant sur une particule unique (électron, ion)

Comment la piéger, la refroidir, détecter sa présence dans le piège

- Montrer que la lumière émise par un ion unique piégé et excité par un faisceau laser subit des variations temporelles discontinues

Sauts quantiques

- Décrire des nouvelles approches théoriques qui ont été suggérées par de telles expériences

Simulations Monte Carlo quantiques



Plan de l'exposé

(3)

① Etude d'un electron unique

- Piégeage (piège de Penning)
- Détection
- Observation d'un electron unique

② Etude d'un ion unique

- Piégeage et détection
- La "méthode de l'étagère" (Dehmelt)

③ Sauts quantiques

- Considérations théoriques
- Observations expérimentales

④ Conclusion

Emergence d'une nouvelle approche pour la description théorique des processus dissipatifs

Piégeage d'un electron

(4)

Plus facile que pour une particule neutre car on peut agir sur la charge q

Un potentiel électrostatique $\phi(x, y, z)$ ne peut cependant pas avoir de minimum

Si l'énergie potentielle $V = q\phi$ a un minimum en O le long de Oz , elle a forcément un maximum en O le long d'une direction perpendiculaire

Conséquence de l'équation de Laplace satisfaite par ϕ

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\phi(x, y, z) = 0$$

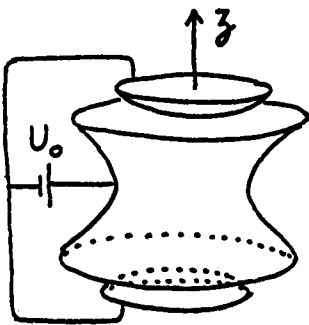
Potentiel quadrupolaire

$$V(x, y, z) = q\phi(x, y, z) = \frac{1}{2}m\omega_z^2 \left[z^2 - \frac{x^2 + y^2}{2} \right]$$

- Mouvement oscillant sur Oz
Fréquence de vibration ω_z
- Mouvement instable sur Ox, Oy

Réalisation d'un tel potentiel

Electrodes : hyperboloïdes (surfaces équipotentielles)



- 1 electrode en forme d'anneau
- 2 électrodes en forme de coupelles

Piège de Penning

Potentiel quadrupolaire

+

Champ magnétique uniforme \vec{B}_0 parallèle à Oz

Si \vec{B}_0 est suffisamment grand, la force de Lorentz, $q\vec{v} \times \vec{B}_0$, centripète, l'emporte sur la force électrique, centrifuge dans xOy

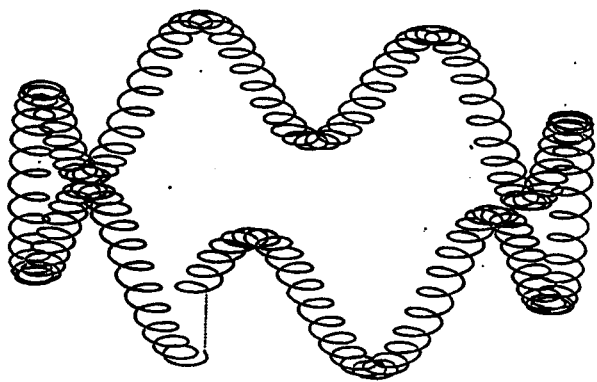
Stabilisation du mouvement dans les 3 directions

Solution analytique

- des équations classiques
Superposition de 3 mouvements : cyclotron, vibration, magnétron
- des équations quantiques
Spectre et fonctions propres du Hamiltonien

Allure de la trajectoire

ECKSTROM, WINELAND
Scientific American, Aout 1980



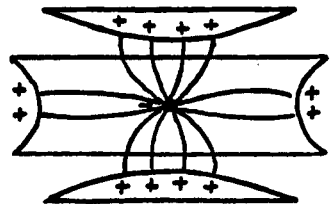
Orbite cyclotron, oscillant le long de Oz et subissant une dérive lente (mouvement magnétron) dans les champs \vec{E} et \vec{B}

(7)

Charges induites sur les coupelles en fonction de la position de e^- sur Oz

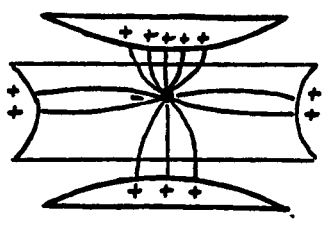
(8)

Etat 1
Electron ($q < 0$) au centre du piège ($z=0$)



Charges positives égales induites sur les 2 coupelles (et aussi sur l'anneau)

Etat 2
Electron sur Oz ($z > 0$) Plus proche de la coupelle supérieure



Plus de lignes de champ vont vers la coupelle supérieure que vers la coupelle inférieure. La charge de la coupelle supérieure augmente, celle de la coupelle inférieure diminue

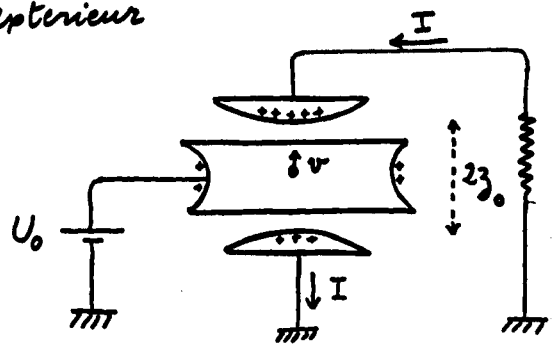
(9)

Electron en mouvement lent le long de Oz

Vibration axiale à la fréquence ω_z
Mouvement lent car la période $2\pi/\omega_z$ est grande devant $2z_0/c$

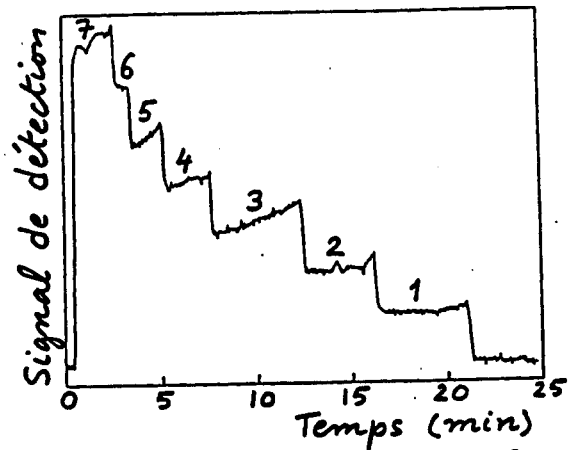
Régime quasi-statique

Chaque coupelle se charge et se décharge alternativement en opposition de phase avec l'autre
↳ Un courant I alternatif passe de l'une à l'autre dans le circuit extérieur



(10)

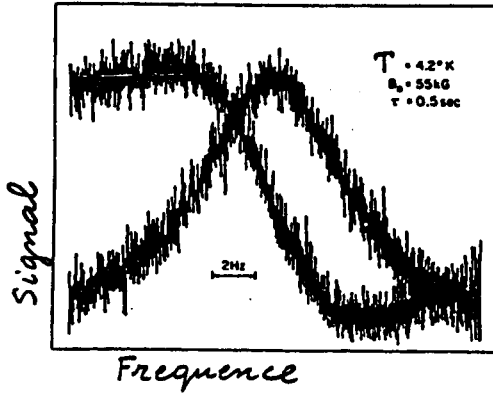
Détection d'un electron unique



Chaque palier du signal correspond à un nombre décroissant d'électrons 7, 6, 5, 4, 3, 2, 1, 0
L'amplitude de vibration est voisine de la valeur maximum, ce qui explique la perte des e^- . Pour une amplitude plus faible, l'électron peut rester piégé près d'un an
WINELAND, EKSTROM, DEHMELT
Phys. Rev. Lett. 31, 1279 (1973)

Exemple de résonance

relative à un e^- unique mis en mouvement forcé par une tension alternative appliquée entre les coupelles



Utilisation d'une détection synchrone pour séparer les composantes en phase et en quadrature du signal

Mesure du facteur g de l'électron et du positron

Mesure de la fréquence cyclotron ω_c
Mesure de la fréquence de Larmor ω_L (spin)

$$\hookrightarrow \frac{\omega_L}{\omega_c} = \frac{-g \frac{q}{2m} B_0}{-\frac{q}{m} B_0} = \frac{g}{2}$$

Résultat

$$\frac{g}{2} = 1,001159652193 (4)$$

La différence entre g et 2 est due à des corrections prédites par l'électrodynamique quantique

Test très sévère de cette théorie

Symétrie matière-antimatière

$$\frac{g(e^+)}{g(e^-)} = 1 + (22 \pm 64) 10^{-12}$$

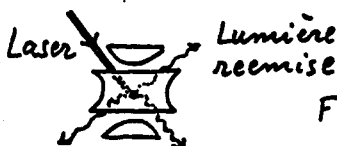
Piégeage et détection d'un ion

① Piégeage

- Piège de Penning (comme pour e^-)
- Piège de Paul (V_0 modulé)

② Détection

- Courants induits (comme pour e^-)
- Excitation laser des raies optiques de l'ion et observation de la lumière émise

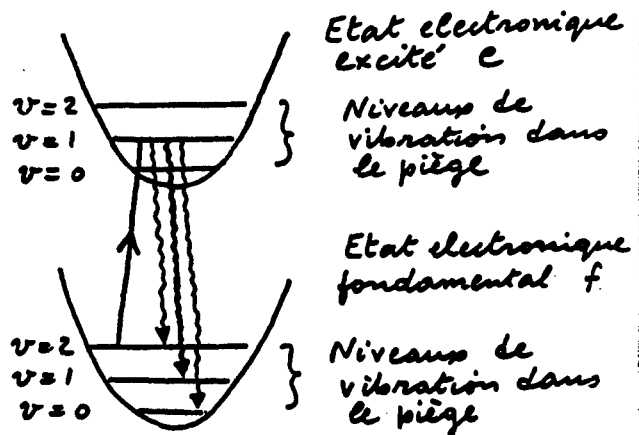


Fluorescence laser

Si la durée de vie τ de l'état excité est $5 \cdot 10^{-9}$ seconde, un seul ion peut émettre environ 10^8 photons/seconde

Visible à l'œil nu

Refroidissement laser d'ions piégés



- Excitation laser de la transition $f, v \rightarrow e, v-1$
- Le photon réémis spontanément a , en moyenne, une énergie supérieure à celle du photon absorbé
- Refroidissement par processus "Raman anti-Stokes" (Suggestion faite pour la 1^{ère} fois par Kastler - 1950)

Ultra-haute résolution (15)

Largeur naturelle des raies Γ

Seule largeur à envisager puisque la largeur Doppler est éliminée

$$\Gamma = 1/\tau_R$$

τ_R : Durée de vie radiative de l'état excité

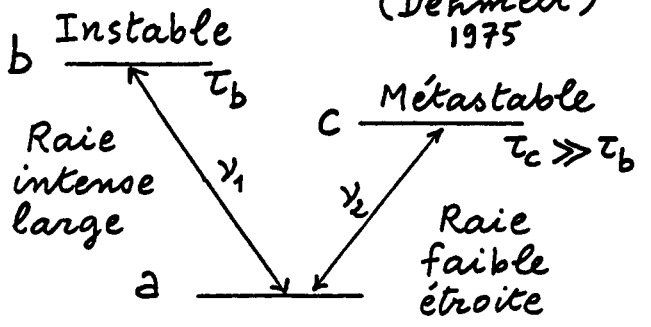
Intérêt de prendre τ_R long pour avoir des raies très étroites et donc une très grande résolution
Intérêt des états excités métastables à très longue durée de vie

Par ailleurs, il faut prendre τ_R court pour avoir beaucoup de photons émis par seconde, et donc une détection facile

2 exigences contradictoires

Méthode de l'étagère (16)

(Dehmelt) 1975



Toute absorption d'un photon ν_2 met l'ion sur l'"étagère" c et arrête la fluorescence intense sur ν_1

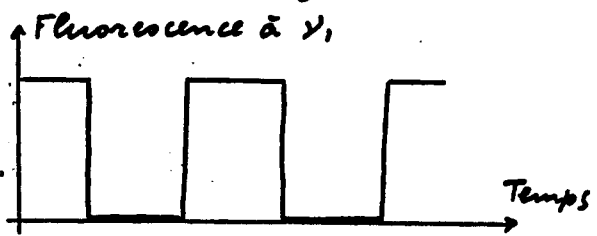
Un seul photon ν_2 absorbé est détecté par l'absence de $\frac{\tau_c}{\tau_b} \sim 10^9$ photons ν_1

Détection très sensible d'une raie très étroite.

Dans la proposition de Dehmelt

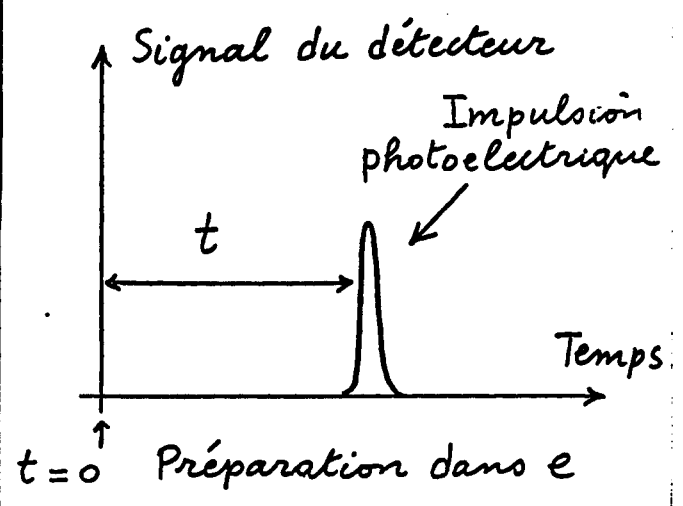
les excitations à ν_1 et ν_2 sont alternées dans le temps pour éviter les perturbations de l'état a produites par l'irradiation à ν_1 quand on produit la résonance à ν_2

Que se passe-t-il si les 2 lasers agissent simultanément sur l'ion. Est-il possible, comme l'ont suggéré Cook et Kimble, de détecter sur la fluorescence à ν_1 les "sauts quantiques" induits par l'irradiation à ν_2 ?



Exemple simple de saut quantique

- Atome dans un état excité e à l'instant $t = 0$
- Cet atome retombe dans l'état fondamental f en émettant un photon observé par un photodétecteur



Analyse quantique (19)

- La fonction d'onde décrivant l'état du système atome + rayonnement évolue de manière continue (solution de l'équation de Schrödinger)

- On ne peut cependant pas prédire avec certitude l'instant t d'émission du photon observé

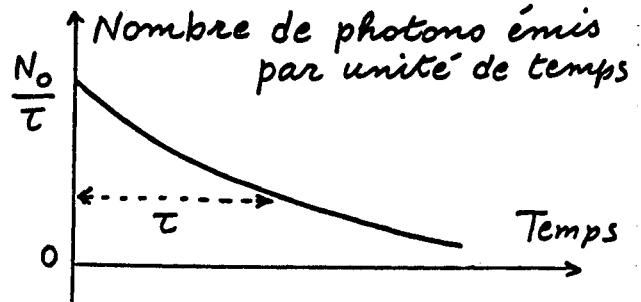
- On peut seulement calculer à partir de la fonction d'onde la probabilité $P(t)dt$ pour que l'émission se produise entre t et $t + \Delta t$

$$P(t) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

τ : Durée de vie de e

Comportement moyen (20)

Grand nombre d'atomes préparés tous dans e à $t = 0$



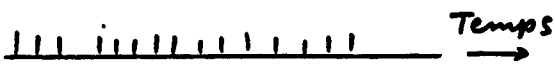
Grande différence entre

- le comportement d'un atome individuel

"Saut quantique" $e \rightarrow f$ discontinu, imprédictible

- et le comportement moyen d'un grand nombre d'atomes continu et prédictible

A quoi ressemble le signal photoélectrique obtenu sur la lumière émise par l'ion ?



Suite aléatoire d'impulsions

S'il y a des sauts quantiques, on s'attend à trouver des périodes brillantes (nombreuses impulsions très rapprochées) séparées par des périodes noires (sans impulsions)



Comment caractériser une telle situation ?

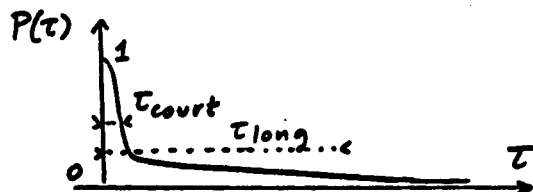
La fonction délai $P(\tau)$

$P(\tau)$: Probabilité, si l'on a détecté un photon à l'instant t , de n'en détecter aucun autre entre t et $t + \tau$

$P(\tau)$: fonction décroissante de τ

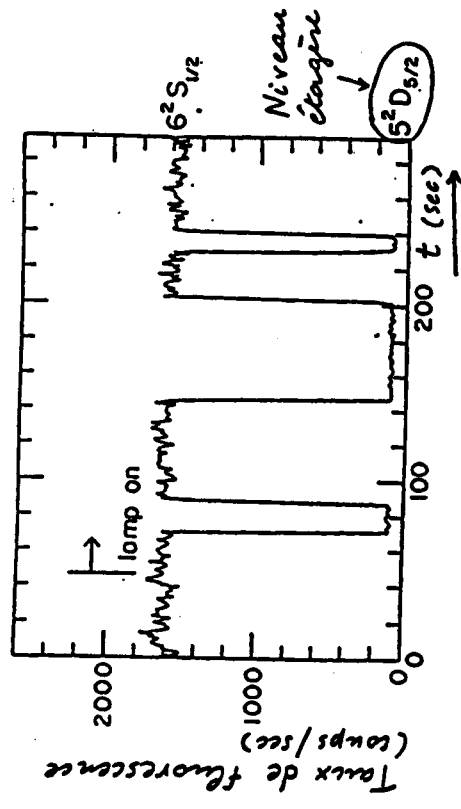
$$P(0) = 1 \quad P(\infty) = 0$$

Si $P(\tau)$ tend vers zéro avec 2 constantes de temps très différentes, τ_{court} et τ_{long} , on s'attend à trouver des périodes noires et brillantes



J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji
Europhys. Lett. 1 441 (1986)

Sauts quantiques observés sur un ion Ba^+



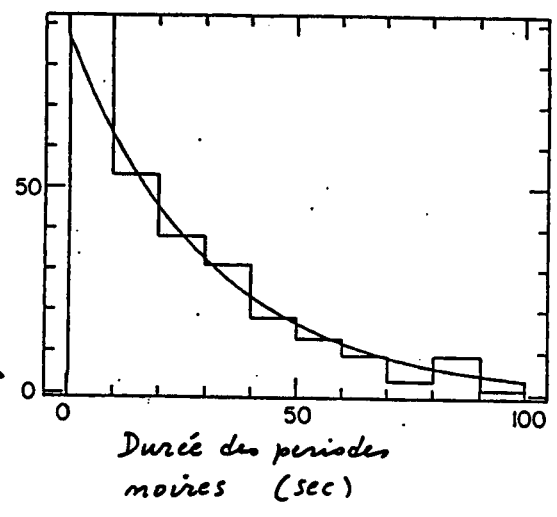
W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt
Phys. Rev. Lett. 56, 2797 (1986)

(23)

Mesures de durées de vie très longues

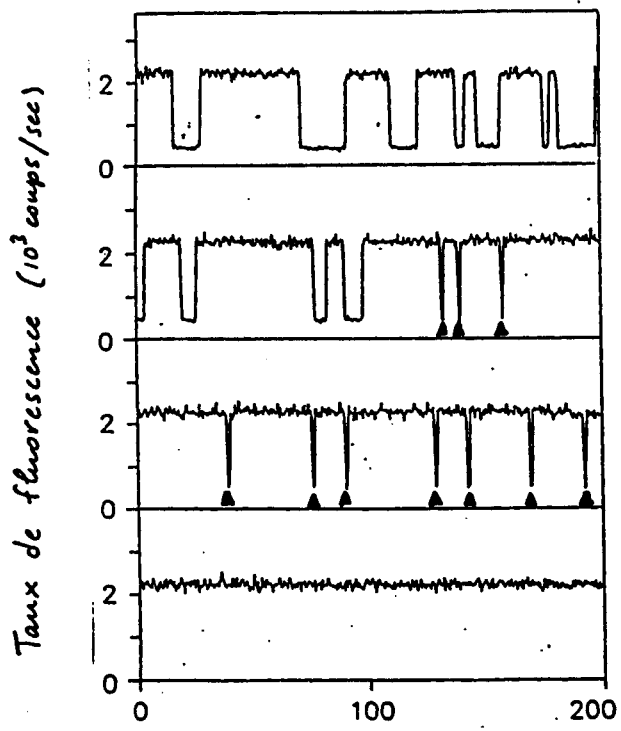
(24)

Nombre de périodes noires ayant une durée donnée



(25)

Contrôle des sauts quantiques



T. Santner, W. Neuhauser, R. Blatt, P. Toschek
Phys. Rev. Lett. 57, 1696 (1986)
Optics Commun. 60, 287 (1986)

(26)

Une nouvelle approche théorique aux processus dissipatifs

Exemples de processus dissipatifs

- Emission spontanée
- Collisions

Couplage d'un petit système S (atome, spin...) à un grand réservoir R ayant un très grand nombre de degrés de liberté

↳ Relaxation de S - Retour de S à l'équilibre thermodynamique

Description usuelle

A cause des corrélations apparues entre S et R, l'état de S ne peut plus être décrit par un vecteur d'état $|\psi_{S+R}\rangle$ peut exister mais non $|\psi_S\rangle$
 S est décrit par un opérateur densité ρ_S
Mélange statistique d'états

Equation pilote

Equation d'évolution de ρ décrivant la relaxation de S sous l'effet du couplage avec R

Exemples

- Equations de Bloch en RMN
- Equations de Bloch optiques en optique quantique

Nouvelle approche

L'évolution de S apparaît comme constituée d'une suite de périodes d'évolution cohérente séparées par des sauts quantiques se produisant à des temps aléatoires

Retour à une description de S par un vecteur d'état, mais avec un élément aléatoire dans l'évolution de S
Plusieurs réalisations possibles
Evolution non hamiltonienne

Caractéristiques d'une telle approche

- Rigoureusement équivalente à l'approche par équation pilote pour toutes les prédictions statistiques
J. Dalibard, K. Mølmer, Y. Castin
- Permet des simulations Monte-Carlo de l'évolution temporelle plus proches des observations expérimentales faites sur un système unique.
- Plus simples numériquement
Système à N états ($N \gg 1$)
Vecteur d'état : N composantes
Matrice densité : N^2 éléments
- Nombreuses applications récentes
Refroidissement laser
Optique quantique

Quelques articles de revue

H. Dehmelt in Atomic Physics 7 (1981), eds. D. Kleppner et F. Pipkin (Plenum Press) p. 337

D. Wineland, W. Itano, R. Van Dyck Adv. At. Mol. Phys. 19, 135 (1983)

L. S. Brown, G. Gabrielse Rev. Mod. Phys. 58, 233 (1986)

C. Cohen-Tannoudji
Cours au Collège de France
1984-85 et 1985-86 (Polycopies)
et
Revue du Palais de la Découverte Vol 17 N° 170
Juillet-Aout-Septembre 1989
p. 34

- J. Dalibard, Y. Castin, K. Mølmer
Phys. Rev. Lett. 68, 580 (1993)
JOSA B10, 524 (1993)
- C. Cohen-Tannoudji, B. Zamboni
E. Arimondo
JOSA B10, 2107 (1993)