

MANIPULACION DE ATOMOS E IONES CON LASER

A. M. Guzmán

Depto. de Física. Universidad Nacional de Colombia. Bogotá, Colombia

Abstract

The fundamental laser cooling processes and electromagnetic confinement of atoms and ions are described.

Resumen

Se describen los procesos fundamentales de enfriamiento de átomos e iones con láser y su confinamiento mediante trampas electromagnéticas.

1 INTRODUCCION

En 1989 el premio Nobel de Física fué concedido a Norman Ramsey, Wolfgang Paul y Hans Dehmelt por su contribución al desarrollo de la espectroscopía atómica de precisión. Las técnicas por ellos desarrolladas han sido base para experimentos de confrontación de teorías fundamentales de la física como la relatividad general y la electrodinámica cuántica [1], y han permitido realizar la medición de constantes físicas con la mayor precisión alcanzada en el momento [2]. Sus trabajos fueron también la base para el desarrollo del reloj de Cesio, utilizado como patrón de tiempo, con precisión de 2 partes en 10^{14} , y han abierto la posibilidad de un patrón sucesor basado en alguna transición óptica de un ión aislado [3].

N. Ramsey recibió la mitad del Premio Nobel por "la invención del método del campo oscilatorio separado y su uso en el máser de Hidrógeno

y otros relojes atómicos". Este método, resultado de sus trabajos con haces atómicos a finales de la década de los cuarenta, es usado para sincronizar un oscilador de microondas a las oscilaciones internas del átomo de Cesio. En 1961 Ramsey desarrolló, junto con D. Kleppner el máser de Hidrógeno, primer máser atómico, que en la actualidad constituye un estándar de frecuencia muy útil y estable en períodos cortos de tiempo. Los másers de Hidrógeno han sido utilizados recientemente para rastrear el Voyager II en su trayectoria a Neptuno.

La otra mitad del Premio Nobel de 1989 fué otorgada a H. Dehmelt y W. Paul por el aislamiento de iones individuales en vacío mediante trampas. W. Paul inició sus trabajos en los años cincuenta con el diseño del filtro cuadrupolar de masa, cuyo desarrollo posterior fué la trampa de iones que lleva su nombre y que permite confinar iones en una pequeña región del espacio. Ello unido a la técnica de enfriamiento mediante láseres, constituye otra contribución importante a la espectroscopía de alta precisión, debido a que la radiación emitida por iones confinados y mantenidos a muy baja temperatura es poco afectada por interacciones o movimientos.

En las próximas secciones se presenta una breve reseña de los diversos métodos de enfriamiento y confinamiento de iones y átomos con láseres. Dichas técnicas evolucionaron vertiginosamente en los años ochenta y en la actualidad se han podido confinar átomos mediante enfriamiento con láseres, en lo que se denominan "Optical Molasses", se han obtenido temperaturas de $2.5\mu K$, se han enfriado iones contenidos en anillos o confinados en trampas, y se han observado diversas estructuras del plasma a bajas temperaturas.

2 ENFRIAMIENTO DE IONES Y ATOMOS CON LASER.

El enfriamiento con láser fue propuesto independientemente por Theodor Hänsch y Arthur Schawlow [4] para átomos neutros, y por David Wineland y Hans Dehmelt [5] para iones confinados. El procedimiento tradicional utilizado para átomos libres [4], puede esclarecerse considerando un átomo de dos niveles interactuando con una onda láser estacionaria de frecuencia ω_L , ligeramente inferior a la frecuencia de resonancia atómica ω_A . En estas condiciones el átomo absorbe fotones de los haces láser contrapropagantes que componen la onda estacionaria, y emite fotones espontánea e isotrópicamente. Al absorber fotones de uno de los haces, le es transferido momentum en la dirección del haz, el cual ejerce así una presión sobre el

átomo. Si el átomo está en reposo, las presiones ejercidas por las dos ondas contrapropagantes se equilibran y la fuerza promedio experimentada por el átomo es nula (ver Figura 1a).

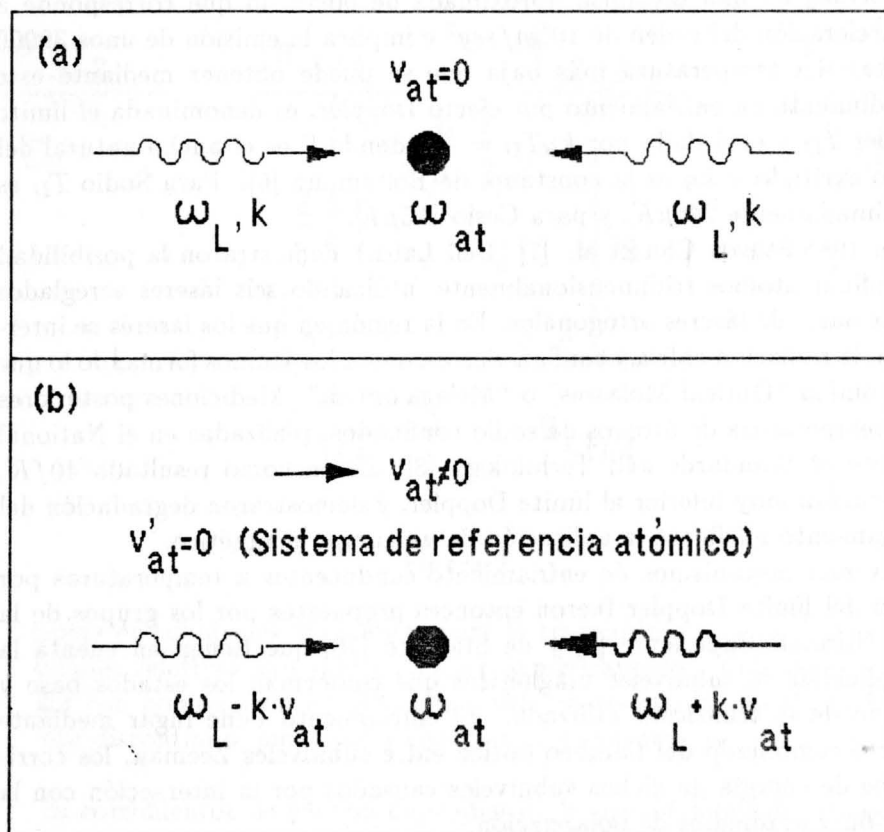


Figura 1.

(a) Cuando el átomo se encuentra en reposo absorbe con igual probabilidad fotones de cualquiera de los láseres contrapropagantes. (b) Cuando el átomo se mueve hacia la derecha absorbe con mayor probabilidad fotones del láser que se propaga hacia la izquierda, y cuya frecuencia "ve" más cercana a su frecuencia propia, debido al efecto Doppler.

En la página 14, párrafo 2, donde dice $40 fK$, debe decir $40 \mu K$.

Pero si el átomo se encuentra en movimiento, absorbe preferencialmente fotones de la onda que se propaga en dirección opuesta a su velocidad, debido a que por efecto Doppler su frecuencia es más cercana a la de resonancia (Figura 1b); por tanto esta onda ejerce una mayor presión de radiación sobre el átomo, originando en promedio sobre varios ciclos de fluorescencia una fuerza neta de fricción que reduce su energía cinética. La velocidad de átomos de sodio puede ser reducida mediante este método de $1000 m/seg$ a $3.5 m/seg$ en una distancia aproximada de $50 cm$, lo que corresponde a una aceleración del orden de $10^6 m/seg^2$ e implica la emisión de unos 30000 fotones. La temperatura más baja que se puede obtener mediante este procedimiento de enfriamiento por efecto Doppler, es denominada el límite Doppler T_D y está dada por $k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2}$, donde Γ es el ancho natural del estado excitado y k_B es la constante de Boltzmann [6]. Para Sodio T_D es aproximadamente $240 \mu K$, y para Cesio $125 \mu K$.

En 1985 Steven Chu et al. [7] (Bell Labs.) demostraron la posibilidad de confinar átomos tridimensionalmente, utilizando seis láseres arreglados en tres pares de láseres ortogonales. En la región en que los láseres se intersectan, la radiación enfría y confina viscosamente los átomos formando lo que se denomina "Optical Molasses" o "Melaza óptica". Mediciones posteriores de la temperatura de átomos de sodio confinados, realizadas en el National Institute of Standards and Technology [8], dieron como resultado $40 fK$, temperatura muy inferior al límite Doppler, y demostraron degradación del confinamiento mediante la aplicación de un campo magnético.

Diversos mecanismos de enfriamiento conducentes a temperaturas por debajo del límite Doppler fueron entonces propuestos por los grupos de la Ecole Normale Supérieure [9] y de Stanford [10] que tienen en cuenta la multiplicidad de subniveles magnéticos que conforman los estados base y excitado de la transición utilizada. El enfriamiento tiene lugar mediante el efecto combinado del bombeo óptico entre subniveles Zeeman, los corrimientos de energía de dichos subniveles causados por la interacción con la radiación y gradientes de polarización.

Como ejemplo podemos considerar las transiciones entre subniveles magnéticos $J = \frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}$, caso analizado en la referencia [9]. En la Figura 2 se han representado los subniveles magnéticos y las transiciones permitidas entre ellos con su probabilidad relativa. El bombeo óptico transfiere átomos de un subnivel magnético a otro, a través de ciclos de absorción - emisión espontánea, causados por la interacción con radiación polarizada. La distribución estacionaria de población entre los diferentes subniveles Zeeman depende por tanto de la polarización del láser. Para polarización σ^+ la

población es transferida del estado $g_{-\frac{1}{2}}$ al $g_{+\frac{1}{2}}$; para polarización σ^- ocurre el proceso inverso, y para polarización π la población en los dos estados es la misma.

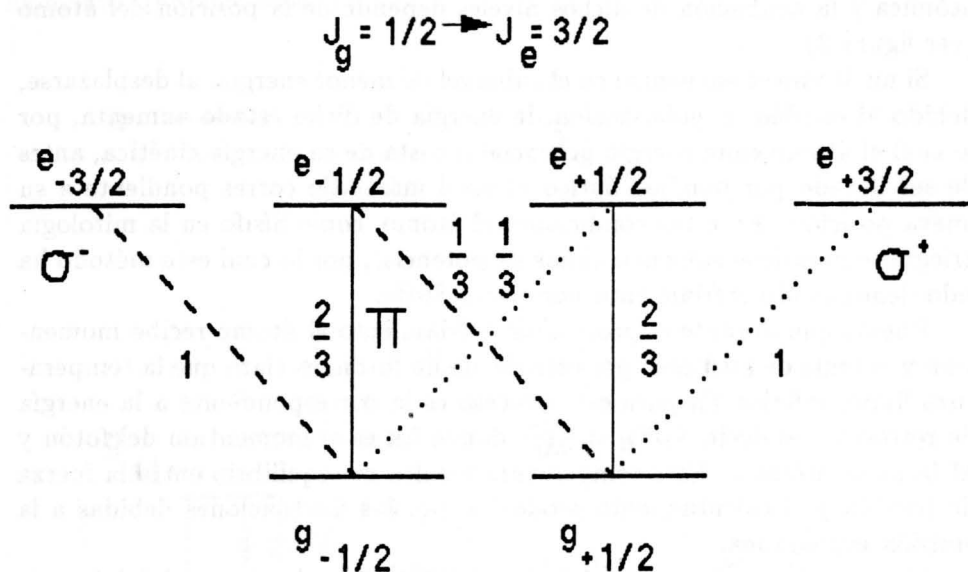


Figura 2.

Diagrama de subniveles magnéticos para la transición $J = \frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}$. Las probabilidades relativas han sido indicadas numéricamente. Transiciones permitidas con polarización σ^- , σ^+ , π han sido representadas mediante líneas de trazo discontinuo, punteado y continuo respectivamente.

Los corrimientos de energía dependen de la probabilidad de transición, de la desintonización del láser y de la polarización. Si la frecuencia del láser es menor que la frecuencia atómica los corrimientos energéticos denominados corrimientos Stark ac son negativos. Para polarización σ^+ el nivel $g_{+\frac{1}{2}}$ sufre un mayor corrimiento y tiene por tanto una energía menor que la del nivel $g_{-\frac{1}{2}}$. Para polarización σ^- ocurre lo contrario, mientras para polarización π , los dos niveles sufren igual corrimiento y son degenerados.

En el espacio de intersección de los seis láseres presentes en la melaza se produce interferencia entre ellos y en consecuencia gradientes de pola-

rización. En el caso unidimensional, dos láseres contrapropagantes con polarizaciones lineales perpendiculares entre sí (configuración $lin \perp lin$) interfieren creando variaciones de la polarización con periodicidad espacial $\frac{\lambda}{2}$ y con el patrón $\sigma^- \rightarrow lin \rightarrow lin \rightarrow \sigma^-$. De esta forma, los niveles de energía atómica y la ocupación de dichos niveles depende de la posición del átomo (ver figura 3).

Si un átomo se encuentra en el subnivel de menor energía, al desplazarse, debido al cambio de polarización, la energía de dicho estado aumenta, por lo cual el átomo gana energía potencial a costa de su energía cinética, antes de ser llevado por bombeo óptico al nivel más bajo correspondiente a su nueva posición. En estas condiciones el átomo, como Sísifo en la mitología griega, se mantiene subiendo cimas de potencial, por lo cual este método ha sido denominado enfriamiento por efecto Sísifo.

Puesto que durante el proceso de enfriamiento el átomo recibe momentum y energía de retroceso por emisión de un fotón, es claro que la temperatura límite inferior T_R para este proceso es la correspondiente a la energía de retroceso, es decir, $k_B T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$, donde $\hbar k$ es el momentum del fotón y M la masa atómica. Esta temperatura resulta del equilibrio entre la fuerza de fricción y el calentamiento producido por las fluctuaciones debidas a la emisión espontánea.

Si bien temperaturas por debajo del límite Doppler fueron inicialmente observadas con Sodio, este átomo, por su estructura de niveles, no es el ideal para probar las teorías. En experimentos con Cesio, realizados tanto en la Ecole Normale Supérieure [11] como en el Joint Institute for Laboratory Astrophysics [12] se han obtenido temperaturas de $2.5 \mu K$.

Para alcanzar temperaturas por debajo de la temperatura de retroceso se debe evitar la emisión espontánea. Para enfriamiento en una dimensión se ha propuesto un nuevo mecanismo, completamente diferente de los anteriores, basado en "velocity-selective coherent population trapping" [13]. La expresión "trampa coherente de población" (Coherent population trapping) significa que los átomos son preparados en una superposición coherente de dos subniveles magnéticos del estado base, que no puede absorber luz. Por tanto una vez que los átomos caen en ese estado, la fluorescencia se detiene. En un Molasses unidimensional con dos haces láser con polarizaciones circulares opuestas, tal estado existe sólo para átomos con velocidad cero, por lo cual se dice que el método es selectivo en velocidad. El problema está en llevar los átomos a tal estado; una vez en él, los átomos permanecerían como ocultos de la luz, a velocidad cero y sin emitir fotones. El tratamiento mecanocuántico completo indica que dicho estado es en realidad un estado

doble de momentum, correspondiente a la combinación de estados $\pm \hbar k$. Tal distribución de momentum ya ha sido observada en átomos de ^4He [14], y el tratamiento teórico ha sido extendido recientemente para incluir confinamiento tridimensional [15].

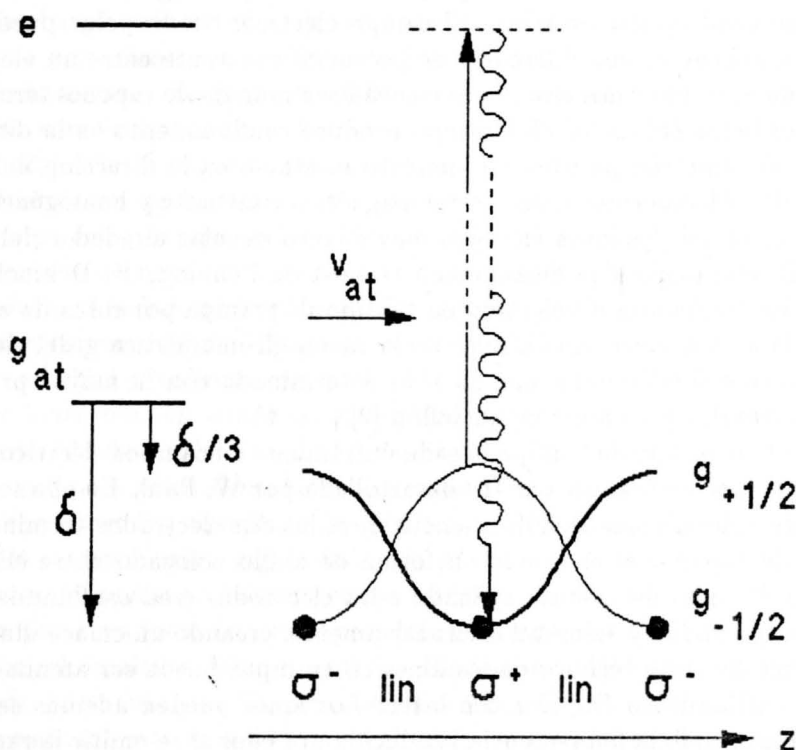


Figura 3.

Diagrama de la energía de los subniveles magnéticos del estado base en función de la posición del átomo en la región de gradiente de polarización creada por interferencia de dos láseres contrapropagantes con polarizaciones perpendiculares entre sí. Un átomo que se mueve de izquierda a derecha y que se encuentra inicialmente en el estado $g_{-\frac{1}{2}}$ en una región de polarización σ^- , va perdiendo energía cinética a medida que se acerca a la región de polarización σ^+ , en donde es bombeado ópticamente al estado $g_{+\frac{1}{2}}$.

3 TRAMPAS Y ANILLOS PARA ALMACENAR IONES.

Confinar partículas cargadas en tres dimensiones mediante campos electrostáticos está prohibido por las leyes de la electrostática, más precisamente por la ecuación de Poisson. Existen sin embargo dos técnicas que ofrecen una solución. Una es superponer un campo magnético a un campo eléctrico cuadrupolar estático. El campo eléctrico cuadrupolar puede producirse, aplicando una diferencia de potencial constante entre un electrodo en forma de anillo y dos electrodos colocados a manera de tapones terminales a ambos lados del anillo. Tal campo produce confinamiento en la dirección del eje de simetría, pero un movimiento inestable en la dirección del radio del anillo. Al superponer un campo magnético constante y homogéneo en la dirección radial, los iones efectúan movimiento circular alrededor del eje de simetría y se obtiene la denominada trampa de Penning. H. Dehmelt y G. Gabrielse confinaron un electrón en tal tipo de trampa por cerca de un año. Con ella se realizaron mediciones de la razón giromagnética g del electrón, la constante fundamental que ha sido determinada con la mayor precisión experimental, de 4 partes en un billón [2].

Existe otro tipo de trampa basada únicamente en campos eléctricos, pero dependientes del tiempo, que fue desarrollada por W. Paul. En ella se aplica un campo eléctrico de radiofrecuencia entre los dos electrodos terminales en forma de tapón y el electrodo en forma de anillo colocado entre ellos. El cambio de signo del voltaje aplicado a los electrodos crea confinamiento en la dirección radial y azimutal alternativamente, creando un enlace dinámico.

El movimiento térmico de los iones en trampas puede ser atenuado mediante enfriamiento Doppler con láser. Los iones pueden además ser fotografiados usando la fluorescencia producida por ellos al re-emitir la radiación absorbida. Si la energía térmica media de los iones es mucho menor que la energía de interacción de Coulomb entre iones vecinos, es de esperar que una colección de iones se organice en arreglos regulares. En 1987, en el Instituto Max Planck de Óptica Cuántica (MPQ) en Garching, Alemania, se observaron estructuras ordenadas de 2 hasta 50 iones de Magnesio en una trampa de Paul [16,17], y transiciones de ese estado ordenado a un estado desordenado en que los iones forman una nube caótica. Tales transiciones tienen lugar al variar la desintonización del láser de enfriamiento, o su potencia, o la magnitud del voltaje de radio frecuencia aplicado, y han sido simuladas teóricamente por métodos computacionales de dinámica molecu-

lar [17,18]. Los resultados sugieren que los iones en la nube caótica ganan energía cinética del campo de radiofrecuencia que maneja los iones en la trampa. La tasa de calentamiento depende del diámetro de la configuración de iones. Estrictamente sólo iones colocados en el centro de la trampa están libres de él.

También en 1987, el grupo del National Bureau of Standards observó estructuras cristalinas de iones de Mercurio enfriándolos por debajo de $8mK$ [19]. Sin embargo, para estudiar grandes arreglos de iones atrapados, es decir, plasmas de puros iones, es preferible utilizar trampas de Penning, o anillos de almacenamiento. El grupo del NBS ha observado estructuras de capas cilíndricas concéntricas con nubes de iones de Berilio en una trampa de Penning [20]. En el experimento se usa un láser de prueba y dos láseres para enfriamiento de los iones: uno perpendicular y uno diagonal al eje de la trampa (el eje es paralelo al campo magnético). Cada láser produce fluorescencia y permite ver secciones de la estructura de capas. Mediante estudio de la difusión de los iones se determinó que los iones dentro de una capa recorren más de $100\mu m$ en 0.1 segundos, mientras gastan varios segundos en difundirse entre capas.

Si los iones pueden condensarse en trampas, también podrían formar cristales dentro de anillos de almacenamiento. Simulaciones teóricas [21] predicen que para altas densidades, los iones almacenados en un anillo se organizarían sobre las superficies de cilindros concéntricos, mientras a bajas densidades se espaciarían regularmente a lo largo del eje del anillo, como una cadena de cuentas. Varios grupos intentan obtener tales cristales en anillos de almacenamiento de iones pesados, mediante enfriamiento con láser; entre ellos, el Instituto Max Planck de Heidelberg, Alemania, el GSI de Darmstadt, Alemania y la Universidad de Aarhus en Dinamarca. En todos ellos, el confinamiento de los iones en el anillo se efectúa mediante campos magnéticos.

El grupo del MPQ en Garching, Alemania, ha construido un anillo que utiliza un campo de radiofrecuencia como la trampa de Paul, y que básicamente es un filtro cuadrupolar de masa curvado en forma de anillo. En él los iones colocados sobre algún punto de la circunferencia central están libres del calentamiento por el campo de radiofrecuencia de la trampa y pueden ser enfriados con láser. Hasta el momento se han observado cadenas cortas de iones colocados a distancias de aproximadamente $30\mu m$, y se han obtenido temperaturas inferiores a $300mK$. En el futuro se buscará aplicar nuevas técnicas de enfriamiento para alcanzar temperaturas por debajo del límite Doppler, que permitan observar la cristalización de los iones

en el anillo.

El impacto científico de la investigación en esta área ha sido grande. Aplicaciones en la industria de microestructuras y la genética no se han hecho esperar. El dominio de la técnica de ejercer presión sobre iones y átomos con láser, permite colocar átomos en posiciones específicas en películas microscópicas, o en cadenas de información genética.

Referencias

- [1] W.E. Lamb Jr. and R.C. Retherford, *Phys. Rev.* **79**, 549 (1950); *ibid* **81**, 222 (1951); *ibid* **86**, 1014 (1952).
- [2] D.J. Wineland and H. Dehmelt, *J. Appl. Phys.* **46**, 919 (1975).
- [3] Para mayor información ver por ejemplo B.W. Petley, "The Fundamental Physical Constants and the Frontier of Measurement", Adam Hilger Ltd Techno House, Redcliffe Way, Bristol BS1 6NX, England, (1985).
- [4] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [5] D.J. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
- [6] D. Wineland, W. Itano, *Phys. Rev A* **20**, 1521 (1979); S. Stenholm, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 699 (1986).
- [7] S. Chu, L.W. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [8] P. Lett., R. Watts, C. Westbrook, W.D. Phillips, P. Gould, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).
- [9] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *JOSA B* **6**, 2023 (1989).
- [10] P.J. Ungar, D.S. Weiss, E. Riis, S. Chu, *idem* p. 2058.
- [11] C. Salomon, J. Dalibard, W. Phillips, A. Clairon, S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990).
- [12] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [13] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, *JOSA B* **6**, 2112 (1989).

- [14] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).
- [15] M.A. Ol'shanii and V.G. Minogin, Quantum Optics **3**, 317 (1991).
- [16] F. Diedrich, E. Peik, J.M. Chen, W. Quint, H. Walther, Phys. Rev. Lett. **59**, 2931 (1987).
- [17] R. Blümel, J.M. Chen, W. Quint, W. Schleich, Y. R. Shen, H. Walther, Nature **334**, 309 (1988).
- [18] R. Blümel, C. Kappler, W. Quint, and H. Walther, Phys. Rev. A **40**, 808 (1989).
- [19] D. J. Wineland, J. C. Bergquist, W. M. Itano, J. J. Bollinger, C. H. Manney, Phys. Rev. Lett. **59**, 2935 (1987).
- [20] S.L. Gilbert, J.J. Bollinger, D.J. Wineland, Phys. Rev. Lett. **60**, 2022 (1988).
- [21] A Rahman, J.P. Schiffer, Phys. Rev. Lett. **57**, 1133 (1986).