

Manipulación de átomos con luz y sus aplicaciones en Metrología

Mauricio López R, Iván Domínguez L, Sergio López L.
Centro Nacional de Metrología
 km 4.5 Carretera a Los Cues, El Marques, 76900 Querétaro, México

Eduardo de Carlos L.
Facultad de Ciencias, UAEM
 Av. Universidad 2001, Chamilpa, Cuernavaca, Morelos, C.P. 62210, México.

Hagman Ramírez Reyes
Instituto de Física, UNAM
 Ciudad Universitaria, México D.F. C.P 04360

In recent years, production of cold-atoms ensembles by magneto-optical trapping has become a widely used technique in spectroscopy, in atom interferometry, and metrology. In metrology cold atoms production provides an advanced technique to measure the hyperfine levels of the ground state of the Cs-133 atoms by vertical launching atoms while maintaining low temperatures, as low as 3×10^{-6} K over absolute zero, allowing the realization of the so called atomic fountain frequency standards and so providing a way to measure, with extremely high accuracy, the energy difference of the hyperfine levels of the ground state of the Cs-133 atom. With this ultra high resolution spectroscopy is possible to reproduce the definition of the time unit of the International System (SI), the second, with an accuracy of few parts in 10^{15} . In this work we present a brief review of the development of the atomic clocks and we focus on the manipulation of the Cs-133 atoms with light an its application on the reproduction of the time unit, the second, of the SI. We review the mechanisms of the interaction photon-atoms that allows the control of the atom's internal and external degrees of freedom involved in the Cs-133 cooling. Finally we present the progress done in Mexico at the Centro Nacional de Metrología (CENAM) in the design, construction, and operation of atomic clocks using atoms manipulation with light.

Keywords: Atomic clock; Cold-atoms; Magneto-optical trapping

En últimos años la producción de átomos fríos usando trampas magneto-ópticas se ha transformado en una técnica prometedora en espectroscopia, interferometría de ondas de materia, y Metrología. En Metrología, la producción de átomos fríos provee de una técnica avanzada para medir la separación energética de los niveles hiperfinos del estado base del átomo de Cesio-133 por medio de lanzamientos verticales de átomos a temperaturas tan bajas como 3×10^{-6} K sobre el cero absoluto, permitiendo de esta manera la realización de los así llamados patrones primarios de frecuencia de fuente atómica. Las fuentes atómicas permiten la reproducción de la unidad de tiempo, el segundo, del Sistema Internacional (SI) de unidades con exactitudes extremas de partes en 10^{15} . En este trabajo se presenta una breve revisión del desarrollo histórico de los relojes atómicos y hacemos especial énfasis en la manipulación de átomos con luz y su aplicación en la reproducción de la unidad de tiempo, el segundo, del SI. Se revisan los mecanismos de interacción fotón-átomo que permiten el control de los grados de libertad internos y externos de átomos de Cesio-133 en los procesos de enfriamiento con luz. Finalmente, se presentan los avances logrados en el Centro Nacional de Metrología (CENAM), en el diseño, construcción y operación de relojes atómicos usando técnicas de manipulación de átomos con luz.

Descriptor: Relojes atómicos; Enfriado de átomos; Trampas magneto-ópticas

1. Introducción.

Las nuevas técnicas de manipulación de átomos neutros con luz [1] permiten el control de los grados de libertad internos y externos de estos sistemas cuánticos logrando la disminución de su temperatura a valores extremadamente bajos, tanto como $3 \mu\text{K}$ sobre el cero absoluto o menores [2]. No obstante que la física subyacente a estas técnicas de manipulación está sustentada en la mecánica cuántica y el electromagnetismo es hasta hace poco más de una década [3] que el control sobre la radiación emitida por láseres semiconductores ha permitido la realización de experimentos con alto grado de control de la interacción fotón-átomo logrando con esto temperaturas extremadamente bajas. Esta física a muy bajas energías puede ser usada para probar la validez de algunas de las

teorías y modelos más fundamentales [4] y junto con la física de muy altas energías puede conducir a la búsqueda de nueva física. La validez de las leyes, teorías y modelos puede ser probada en la medida que los experimentos realizados con tal propósito involucren mediciones cada vez de mayor exactitud. Particularmente, la medición del tiempo (y frecuencia) ha mostrado ser de altísima utilidad en esta dirección de ideas, amén de sus fuertes implicaciones tecnológicas.

La búsqueda de relojes cada vez mejores ha llevado a la medición del tiempo con los así llamados relojes atómicos. En estos experimentos es posible medir el paso del tiempo con una altísima exactitud, de partes en 10^{15} o mejor [5] (esto equivaldría a medir la distancia tierra-luna con una exactitud de 0.3micrometros!!). Una de las más importantes motivaciones que ha impulsado las

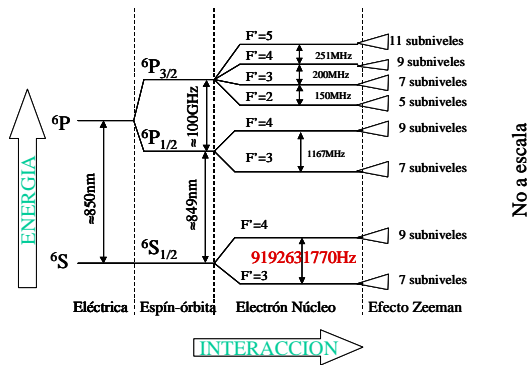


Figura 1. Primeros niveles de energía del átomo de Cesio-133

investigaciones en la búsqueda de temperaturas cercanas al cero absoluto ha sido justamente la posibilidad de medir el transcurso del tiempo cada vez con mayor exactitud.

En este trabajo se presentan los desarrollos conducidos en el Centro Nacional de Metrología (CENAM) con el objeto de medir el tiempo con exactitudes sustentadas en las fronteras de la ciencia y tecnología. Entre las motivaciones que ha tenido el CENAM para desarrollar estos proyectos se encuentra el proveer a la nación con un sistema de referencia para la medición de tiempo de muy alta exactitud que sobrepase la exactitud de los sistemas comerciales a los cuales la industria tiene acceso, esto con el objeto de desarrollar una infraestructura material y humana capaz de otorgar un sólido soporte tecnológico a las empresas, y a la sociedad mexicana en general, con necesidades de medición de tiempo que van desde las más elementales hasta las más demandantes.

2. La unidad de tiempo, el segundo

La duración de la unidad de tiempo no ha sido siempre la misma. En 1967 durante la 13ª Conferencia General de Pesas y Medidas se abandonó la definición astronómica de la unidad al adoptar para el Sistema Internacional (SI) de unidades que la duración de un segundo es el tiempo transcurrido durante 9 192 630 770 ciclos de la radiación asociada a la transición entre los dos niveles hiperfinos del estado base del átomo de Cesio-133. La figura 1 muestra los primeros niveles de energía del átomo de Cesio-133 resaltando los estados hiperfinos a los cuales hace referencia la definición.

Es importante resaltar algunas suposiciones subyacentes a la definición de la unidad de tiempo. La definición supone una medición en principio sin perturbaciones sobre un átomo de Cesio-133 el cual se encuentra libre de interacciones con sus entornos. Es claro que no es posible encontrar estas condiciones en el laboratorio. La razón de fondo de que la definición de la unidad de tiempo no considere las interacciones del átomo de Cesio-133 con sus entornos estriba en el hecho de que se busca tener una unidad independiente de otras unidades. De esta forma, en la medida que se quiera mejorar la exactitud con que se reproduce la unidad será necesario estimar con suficiente exactitud los efectos de las interacciones de los entornos

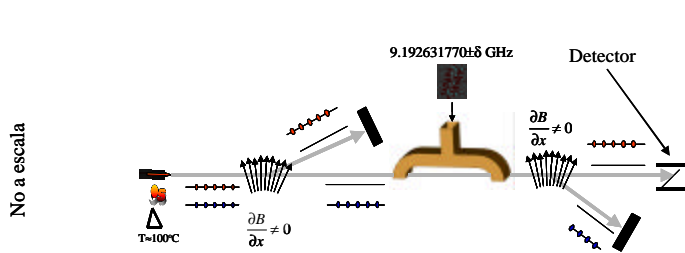


Figura 2. Esquema del arreglo experimental que puede ser usado para medir la probabilidad de transición $T: |F=3\rangle \rightarrow |F=4\rangle$ como función de la energía de fotones en resonancia

del átomo sobre sus niveles hiperfinos del estado base. Por otro lado es necesario resaltar que, por la naturaleza cuántica de la definición del segundo, las mediciones sobre la separación energética de los niveles hiperfinos de átomo tienen asociada una incertidumbre que obedece justamente al Principio de Incertidumbre de Heisenberg la cual tiene un impacto directo en la exactitud de la reproducción de la unidad. Históricamente la espectroscopía de radiofrecuencia (es decir, de la estructura hiperfina) se desarrolló usando técnicas basadas en haces atómicos [6]. Con el objeto de reducir los efectos del ensanchamiento de la línea de resonancia de los niveles hiperfinos debido al principio de incertidumbre de Heisenberg, se construyeron aparatos de varios metros de longitud [7] con los que se obtienen anchos de línea del orden de magnitud de 10^2 Hz. Esta anchura de línea constituye la limitante fundamental para incrementar la exactitud en reproducción de la unidad de tiempo, es decir, la habilidad experimental para determinar el centro de la línea es la principal limitante. Experimentalmente el centro de la línea puede ser determinado con una incertidumbre de partes en 10^6 , esto es 10^{-4} Hz. En otros términos, con la tecnología de haces térmicos las limitantes prácticas en la realización del segundo se encuentran en el nivel de partes en 10^{14} . Con el objeto de sobrepasar este límite, Zacharias [8] propuso desde 1955 la realización de un experimento en el cual pretendía usar la cola de bajas velocidades en la distribución de velocidades de un haz térmico de Cesio para lanzarlos verticalmente con el objeto de tener una configuración del tipo fuente atómica [2]. El experimento de Zacharias no mostró los resultados esperados ya que la cola de bajas velocidades no formaba un haz debido a que los átomos rápidos golpeaban a los lentos impidiendo con esto la realización exitosa del experimento. A mediados de la década de los 80's se logra suficiente control sobre la radiación de láseres semiconductores con lo cual se pudieron realizar con éxito los primeros experimentos para transferir de manera controlada energía y momento lineal de fotones a átomos de Sodio para obtener lo que se denomina enfriamiento Doppler [9]. Con este efecto se puede reducir la velocidad, y en consecuencia la temperatura, de átomos de Cesio. La temperatura límite T_{\min} por efecto Doppler está determinada por la ecuación [10]:

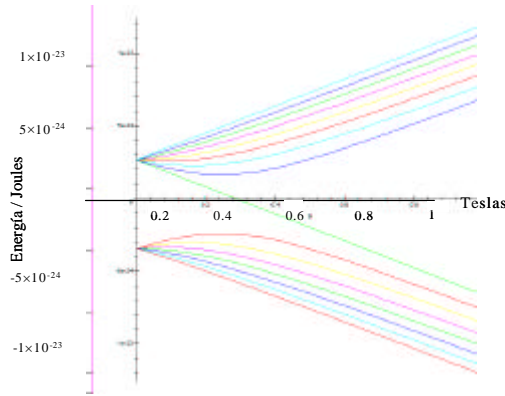


Figura 3. Corrimientos de energía δE de los estados $|F, m_F\rangle$ del átomo de Cesio-133 como función el campo magnético. El valor máximo en el eje horizontal es 1 Tesla.

$$k_B T_{\min} = \frac{\hbar \Gamma}{2} \cdot q$$

Donde k_B es la constante de Boltzman, \hbar es la constante de Planck dividida por 2π , Γ es el ancho de línea natural del estado excitado. Para el caso del Cesio-133 la temperatura límite por enfriamiento Doppler es de $120\mu\text{K}$ sobre el cero absoluto. Sin embargo en 1988 experimentos realizados en los laboratorios del NIST (National Institute of Standards and Technology) [11] mostraban temperaturas mucho más bajas reportando valores de $30\mu\text{K}$. Poco tiempo después diversos grupos realizaron experimentos en esta dirección de ideas encontrando relaciones muy interesantes de la temperatura con la estructura multienergética de los átomos de Cesio y Sodio. A principios de la década de los 90's [1] se contaba ya con un entendimiento más completo que daba razón de las temperaturas por debajo del límite Doppler. En 1997 el premio Nobel de Física fue entregado A Steven Chu, William Phillips y Cohen-Tannoudji por sus contribuciones en esta dirección.

Con estas nuevas técnicas de manipulación de átomos con luz ha sido posible la realización del experimento primeramente propuesto por Zacharias para obtener anchos de línea del orden de 1 Hz [2]. Con esta reducción substancial del ancho de línea es posible reproducir la unidad de tiempo con exactitudes del orden de partes en 10^{15} y se espera que en los próximos años se mejore la exactitud hasta partes en 10^{16} . Esta es la medición de mayor exactitud realizada en la historia de la humanidad.

3. Espectroscopía de niveles hiperfinos del estado base del átomo de Cesio con técnicas de haces moleculares

a) Selección y detección de estados cuánticos con filtros magnéticos

A temperaturas mayores de 273 K la probabilidad de que un átomo ocupe alguno de los dos estados hiperfinos es prácticamente la misma, es decir 1/2. Por esta razón en un haz térmico de Cesio los átomos ocupan con igual probabilidad los estados $|S_{1/2}, F=3\rangle$ y $|S_{1/2}, F=4\rangle$. Con el

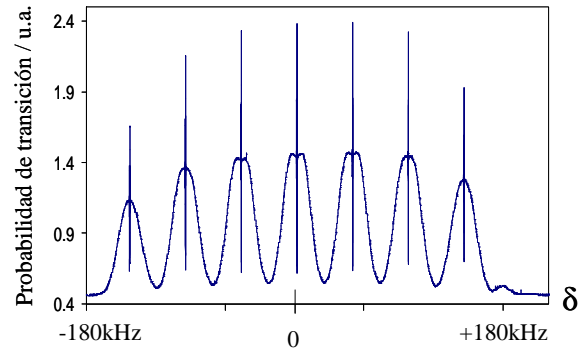


Figura 4. Forma de línea de la transición $|S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |S_{1/2}, F=4\rangle$ del estado base del átomo de Cesio-133

objeto de inducir y medir la probabilidad de la transición $T: |S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |S_{1/2}, F=4\rangle$ como función de la energía de fotones en resonancia con esta transición puede utilizarse un arreglo experimental el cual es ilustrado en la figura 2.

Para medir la probabilidad de transición de interés es necesario que el estado $|S_{1/2}, F=4\rangle$ esté vacío. Una forma experimental de lograr esto es a través de la utilización de un campo magnético inhomogeneo el cual hace las veces de filtro espacial sobre los estados $|S_{1/2}, F=3\rangle$ y $|S_{1/2}, F=4\rangle$. Lo anterior es debido a que la degeneración de los estados $|S_{1/2}, F=3\rangle$ y $|S_{1/2}, F=4\rangle$ se rompe con la presencia de un campo magnético por efecto Zeeman. Los 7 niveles Zeeman del estado $|S_{1/2}, F=3\rangle$ y los 9 del estado $|S_{1/2}, F=4\rangle$ corren sus niveles de energía por la presencia del campo magnético B de acuerdo con la ecuación de Breit-Rabi [12].

$$\delta E(F=4, m_F) - \delta E(F=3, m_F)$$

$$= \hbar \nu_{HFS} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} \frac{\mu_B (g_I + g_J)}{\hbar \nu_{HFS}} B_0 + \frac{\mu_B^2 (g_I + g_J)^2}{\hbar^2 \nu_{HFS}^2} B_0^2}$$

Donde $\delta E(F, m_F)$ es el corrimiento de energía por efecto Zeeman del estado $|F, m_F\rangle$, ν_{HFS} es la separación entre los estados $|S_{1/2}, F=3\rangle$ y $|S_{1/2}, F=4\rangle$ en ausencia de campo magnético, μ_B es el magnetón de Bohr, g_I y g_J son los factores de Landé para el núcleo y electrón respectivamente, B_0 es el campo magnético. La Figura 3 muestra una gráfica de los corrimientos $\delta E(F, m_F)$.

El gradiente de campo magnético tiene el efecto de deflectar hacia regiones de mayor intensidad aquellos estados cuya energía disminuye cuando B aumenta. Los estados cuya energía crece cuando B crece se deflectan a regiones de menor intensidad de campo magnético. Esto es, el campo inhomogeneo separa espacialmente los estados $|S_{1/2}, F=3\rangle$ y $|S_{1/2}, F=4\rangle$. Una vez hecha la preparación de estados, la transición $|S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |S_{1/2}, F=4\rangle$ puede ser inducida por una doble cavidad resonante de microondas, llamada cavidad de Ramsey. Esta cavidad, propuesta por

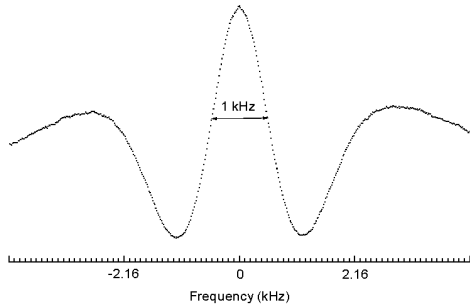


Figura 5. Parte central del espectro de resonancias de la transición entre los estados hiperfinos del estado base del Cesio-133 para el caso de la geometría del reloj atómico de haz térmico del CENAM.

Norman Ramsey, tiene efectos muy interesantes sobre la forma de línea de la resonancia; la característica fundamental es que el ancho de línea de la transición solamente está limitado por el principio de incertidumbre de Heisenberg. Norman Ramsey recibió el premio Nobel de Física en 1987 por sus trabajos realizados con esta cavidad [13]. Con el objeto de evitar traslapes de las formas de línea de los estados Zeeman se introduce un tercer campo magnético homogéneo denominado campo C. La probabilidad de la transición $|S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |S_{1/2}, F=4\rangle$ como función de las microondas en la cavidad de Ramsey tiene la forma que se muestra en la figura 4.

Los siete picos claramente definidos corresponden a las siete transiciones que conservan proyección de momento angular, esta regla de selección se debe a la geometría de los rizos de campo magnético en la cavidad de Ramsey y la dirección del campo magnético C en las dos regiones de interacción. La separación entre picos es función de la intensidad del campo C y obedece a la ecuación de Breit-Rabi. El desplazamiento de los picos por efecto Zeeman depende linealmente del campo magnético, excepto para el caso $m=0$ cuya dependencia es cuadrática. Por esta razón, en el caso de que el campo C sea suficientemente pequeño, del orden de los microTeslas, la incertidumbre en la posición del pico central $|S_{1/2}, F=3, m=0\rangle \rightarrow |S_{1/2}, F=4, m=0\rangle$ por efecto Zeeman es mucho menor que los seis restantes. De hecho la separación relativa de los picos puede ser usada para estimar la intensidad del campo C, y a su vez puede ser usado este valor de intensidad para estimar con muy alta exactitud los desplazamientos del pico central por efecto Zeeman [12]. El detalle del pico central del espectro anterior se muestra en la figura 5.

La posición del pico central del espectro de resonancias mostrado en la figura 5 define la frecuencia a la que hace referencia la definición del segundo excepto por algunos efectos sistemáticos que deben tomarse en cuenta. El más importante de estos efectos sistemáticos es el efecto Zeeman, el cual ya se ha mencionado y tiene un efecto sobre la posición del pico del orden de 1 Hz, esto es, tiene un efecto de partes en 10^{10} hacia altas frecuencias. Otros efectos de menor importancia deben tomarse en cuenta en la medida que se quiera tener mayor exactitud en la reproducción de la unidad de tiempo. Entre estos efectos se

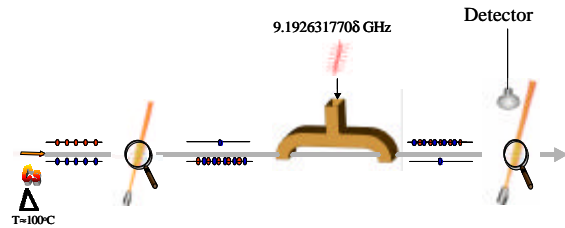


Figura 6. Esquema del arreglo experimental desarrollado en el CENAM en donde se usan láseres semiconductores estabilizados para preparar y detectar estados cuánticos específicos en los átomos de Cesio.

encuentran los siguientes: asimetrías en la cavidad de Ramsey, dilatación del tiempo por efecto de la velocidad de los átomos de cesio, efectos relativistas por gravedad, radiación de cuerpo negro. Estos efectos pueden evaluarse con una exactitud del orden de 10^{-15} o mejor. Sin embargo, la limitante experimental fundamental que impide la realización de la unidad de tiempo con exactitudes mejores que esta última, es la anchura de la línea central que en el mejor de los casos es del orden de 100 Hz. La determinación del máximo subdividiendo el intervalo en un millón de partes lleva a la reproducción del segundo con exactitudes del orden de partes en 10^{+14} .

b) Selección y detección de estados cuánticos por Bombeo óptico

Eventualmente pueden usarse láseres estabilizados para bombear ópticamente los átomos a estados deseados. Por ejemplo, un láser estabilizado a la transición $|S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |P_{3/2}, F=3\rangle$ de la línea D₂ puede utilizarse para preparar los átomos en el estado $|S_{1/2}, F=3\rangle$ y un láser estabilizado a la transición cíclica $|S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |P_{3/2}, F=5\rangle$ de la línea D₂ puede ser usado para contar el número de átomos que hicieron la transición $|S_{1/2}, F=3, m=0\rangle \rightarrow |S_{1/2}, F=4, m=0\rangle$ por efecto de las microondas. Este esquema se ilustra en la figura 6, y es el que se ha implementado en el Centro Nacional de Metrología para la reproducción de la unidad de tiempo por medio de técnicas de haces moleculares.

Tal como ya se ha mencionado, el ancho de línea del espectro de resonancias de la transición $|S_{1/2}, F=3, m=0\rangle \rightarrow |S_{1/2}, F=4, m=0\rangle$ es la limitante práctica en la exactitud de la reproducción del segundo. Con el objeto de reducir el ancho de línea pueden seguirse dos cursos de acción, uno es la de incrementar la longitud de la cavidad de Ramsey para interactuar mas tiempo con los átomos de Cesio, el otro, disminuir la velocidad de los átomos. El primero tiene la inconveniencia de que las longitudes máximas prácticas son del orden de los 2 metros teniendo en consecuencia un ancho de línea de 70 Hz aproximadamente. Con la segunda opción se tiene un fuerte efecto de la gravedad sobre el haz de manera que la geometría del arreglo experimental debe modificarse fuertemente. Sin embargo, esta última

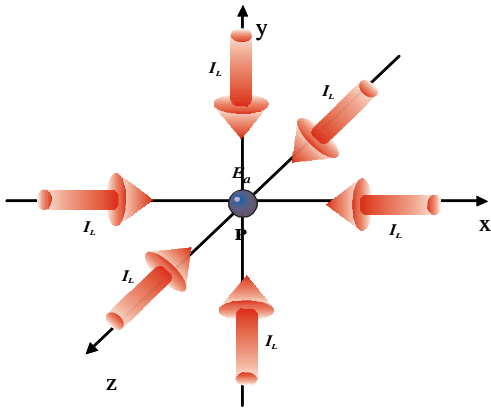


Figura 7. Esquema del arreglo experimental utilizado en el CENAM para el enfriamiento de átomos de Cesio con melazas ópticas

posibilidad tiene asociados anchos de línea del orden de 1 Hz.

4. Espectroscopía de niveles hiperfinos del estado base del átomo de Cesio con técnicas de enfriamiento de átomos con luz

La conservación del momento lineal en la interacción fotón-átomo fue el primer mecanismo identificado en el enfriamiento de átomos de Cesio y Sodio [3]. Es bien sabido que un fotón de energía E tiene asociada una frecuencia $\nu=E/h$, donde h es la constante de Planck, y un momento lineal \mathbf{p} dado por $\mathbf{p}=\hbar \mathbf{k}$ donde \mathbf{k} es el vector de onda del fotón y \hbar es la constante de Planck dividida por 2π . En condiciones de resonancia, y para intensidades bajas de luz, la transferencia de momento lineal de fotones hacia un átomo tiene como resultado una fuerza neta \mathbf{f} sobre el átomo que puede expresarse como:

$$\mathbf{f} = \left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle \hbar \mathbf{k}$$

donde $\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle$ es la razón de dispersión de fotones por el átomo la cual depende del tiempo de vida de los estados excitados y de la intensidad de los haces de luz. Para el caso de la línea D_2 del átomo de Cesio esta razón de dispersión tiene un máximo del orden de 50 millones de dispersiones por segundo para la así llamada intensidad de saturación.

La línea D_2 (852 nm) en el Cesio coincide con la frecuencia de emisión de láseres semiconductores de GaAlAs, de hecho, la estructura hiperfina de esta línea es utilizada en la manipulación de estos átomos. Debido a que los estados hiperfinos del Cesio-133 están separados por una frecuencia $\Delta \geq 100\text{MHz}$, es necesario que el ancho de línea de los láseres utilizados en estos experimentos sea mucho menor que Δ . Para lograr este objetivo se pueden utilizar cavidades de resonancia que reducen el ancho de línea a valores de 200 kHz típicamente. Adicionalmente a la reducción del ancho de línea es necesario que la frecuencia de emisión de estos láseres esté suficientemente

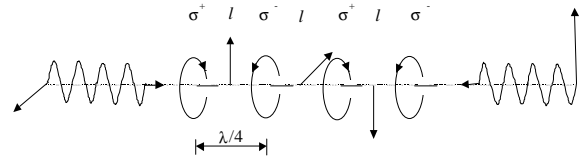


Figura 8. Gradientes de polarización en una onda estacionaria producto de la interferencia de dos ondas de luz que se desplazan en direcciones opuestas con polarizaciones lineales mutuamente perpendiculares.

fija con el objeto de inducir la absorción de fotones por los átomos de manera controlada. La espectroscopía de saturación puede ser implementada para estabilizar los láseres a cualquiera de las sub-líneas hiperfinas de la línea D_2 del Cesio; esta espectroscopía en gas de Cesio-133 está libre del efecto Doppler lo cual es muy conveniente para la estabilización de los láseres.

Con el objeto de inducir enfriamiento por efecto Doppler en átomos de Cesio-133 es necesario el corrimiento en la frecuencia de los fotones hacia el rojo, alrededor de los 15 MHz. Con este corrimiento en frecuencia y un arreglo de dos haces de luz de la misma intensidad superpuestos que se propagan en direcciones opuestas se tienen las condiciones de enfriamiento en una dimensión. Con la generalización tridimensional de este arreglo es posible el enfriamiento en tres dimensiones. La figura 7 muestra un esquema del arreglo experimental utilizado en estos procesos de enfriamiento.

La fuerza ejercida sobre los átomos depende linealmente de la velocidad de los átomos; en este sentido, son fuerzas tipo fricción, por lo que se les llama melazas ópticas (optical molasses). La aceleración que se puede imprimir a los átomos de Cesio-133 en las melazas óptica es tan grande como 10 mil veces la aceleración de la gravedad terrestre g (a nivel del mar). Debido a que las fuerzas tipo fricción no confinan a los átomos en un volumen dado, para lograr el confinamiento puede hacerse uso de un gradiente de campo magnético con intensidad cero en el centro de la región de intersección de los láseres. Este gradiente de campo magnético induce corrimientos de energía por efecto Zeeman en los niveles involucrados en los procesos de enfriamiento, de manera que, en la medida que los átomos se alejan del centro de la trampa se cierran los niveles de energía haciendo con esto que la probabilidad de absorción de fotones se incremente. Tomando en consideración el efecto Doppler que favorece la absorción de fotones en la dirección opuesta al desplazamiento entonces el resultado neto es un efecto de empuje sobre el átomo hacia la región de campo cero. La magnitud de la fuerza neta sobre los átomos de Cesio en estos arreglos se puede escribir de la forma:

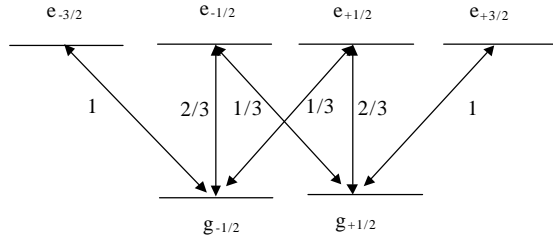


Figura 9. Estructura energética de un sistema cuántico cuyo estado base tiene un momento angular $F=1/2$ y cuyo estado excitado tiene un momento angular $F=3/2$. Se muestran las probabilidades de decaimiento al estado base.

$$f = -\alpha v - \beta z$$

donde α es el coeficiente de fricción asociado a la melaza óptica, β es un factor asociado al gradiente de campo magnético y z es la posición. Es decir, la fuerza neta ejercida sobre los átomos en estos sistemas es una fuerza que obedece la ecuación de un movimiento armónico simple amortiguado. A este tipo de arreglos se les llama trampas magneto-ópticas (MOT). Con estos arreglos pueden mantenerse enfriados y confinados entre 10^6 y 10^{10} átomos por tiempo indefinido. El número de átomos confinados depende básicamente del diámetro de los haces de luz y de la presión de gas de cesio al interior de la MOT.

Con el objeto de disminuir la temperatura de los átomos de Cesio por debajo del límite Doppler se utilizan gradientes de polarización en la MOT. Si los haces que se propagan en direcciones opuestas en la MOT tienen polarizaciones lineales y mutuamente perpendiculares entonces la onda estacionaria tiene un fuerte gradiente de polarización, en donde la polarización cambia 8 veces en una longitud de onda: circular a la izquierda, lineal, circular a la derecha, lineal, circular a la izquierda, etc. Tal como lo muestra la figura 8.

Supóngase que un sistema cuántico con la estructura mostrada en la figura 9 se encuentra sujeto a este gradiente de polarización. Un átomo en una posición en la cual le inciden fotones con polarización σ^+ será bombeado ópticamente al estado $g_{+1/2}$ mientras que uno que se encuentre en una posición donde le inciden fotones σ^- será bombeado ópticamente al estado $g_{-1/2}$.

El gradiente de polarización tiene efectos sobre la energía de los estados $g_{+1/2}$ y $g_{-1/2}$ por efecto Stark. La energía de los estados $g_{+1/2}$ y $g_{-1/2}$ depende del gradiente de polarización de la onda estacionaria como se muestra en la figura 10, en donde los círculos oscuros representan la probabilidad de población de cada uno de los estados. En estas condiciones, un átomo que se encuentra en una posición donde le inciden fotones σ^+ ocupará el nivel $g_{+1/2}$ y eventualmente se mudará a una región donde le incidirán fotones σ^- donde será bombeado ópticamente al estado $g_{-1/2}$, emitiendo un fotón más energético que el absorbido. Es decir, parte de la energía potencial se cede a los fotones que son emitidos en los decaimientos espontáneos. En este

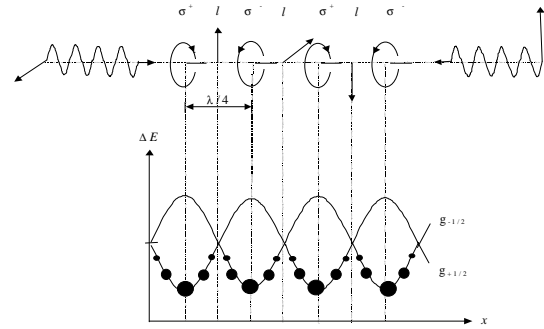


Figura 10. Dependencia de las probabilidades de población en los estados $g_{+1/2}$ y $g_{-1/2}$ como función del gradiente de polarización y corrimientos de energía por efecto Stark.

esquema, la energía cinética de los átomos en los valles de la figura 10 se transforma en energía potencial y posteriormente es cedida a los fotones, la repetición de este proceso lleva a condiciones de velocidad mínima y por lo tanto a una temperatura mínima que para el caso del Cesio-133 es del orden de $1 \mu\text{K}$. A este mecanismo de enfriamiento se le llama “*efecto Sisifús*”.

Las mediciones de temperatura se realizan de manera indirecta apoyados en la ecuación de Boltzman

$$E = \frac{3}{2} kT$$

Donde E es la energía cinética de las partículas, k es la constante de Boltzman y T es la temperatura. La energía cinética E puede ser medida experimentalmente midiendo la velocidad de los átomos y de ahí entonces se puede encontrar la temperatura T . La técnica más utilizada para medir la velocidad rms promedio de los átomos es la llamada técnica de tiempo de vuelo, la cual consiste en liberar a los átomos de la MOT, de manera que en su caída libre la razón de cambio en el tamaño de la “nube” de átomos proporciona información sobre la velocidad rms de los átomos.

5. Aplicaciones de la manipulación de átomos con luz en la Metrología

La aplicación de la manipulación de átomos de Cesio-133 con luz constituye la técnica más avanzada en la reproducción de la unidad de tiempo del Sistema Internacional (SI) de unidades, la cual tiene asociadas incertidumbres del orden de partes de 10^{15} con la potencialidad de 10^{16} en los próximos años. El arreglo experimental típico que utiliza átomos congelados a $3\mu\text{K}$ para la reproducción del segundo se ilustra en la figura 11.

El principio básico de funcionamiento de estos arreglos experimentales es como sigue: En la región de enfriamiento se confinan a una temperatura de $3 \mu\text{K}$ del orden de 10^7 átomos de Cesio, este proceso de enfriamiento toma típicamente un tiempo de 200 ms. Seguido a esto, se “apaga” la MOT manteniendo encendidos los láseres verticales, con corrimientos de frecuencia de 5 MHz hacia el rojo en el láser de arriba hacia abajo y de 5 MHz hacia el

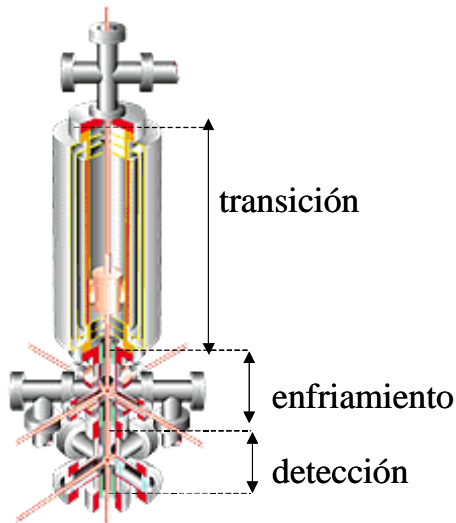


Figura 11. Arreglo experimental tipo fuente atómica para la reproducción experimental de la unidad de tiempo del SI utilizando átomos congelados de Cesio-133.

azul el láser de abajo hacia arriba, esto por unos cuantos milisegundos. Estos corrimientos de frecuencia dan como resultado una onda estacionaria en movimiento ascendente en el marco de referencia del laboratorio. Superpuestos a estos haces de luz se pone un tercer haz con el objeto de mantener los estados en el nivel $|S_{1/2}, F=3\rangle$. En estas condiciones los átomos son empujados hacia arriba con presión de radiación y se les imprime velocidades de varios metros por segundo. Los átomos interactúan una primera vez en su movimiento ascendente con microondas a 9.192 GHz en la cavidad resonante y eventualmente los átomos interactúan una segunda vez en la cavidad de microondas en su caída por efecto de gravedad. Estos dos interacciones sucesivas con las microondas reproduce el esquema de la doble cavidad resonante de Ramsey con tiempos de interacción del orden de 1 segundo. La probabilidad de transición del estado $|S_{1/2}, F=3, m=0\rangle$ al estado $|S_{1/2}, F=4, m=0\rangle$ como función de la frecuencia de las microondas se muestra en la figura 12.

La probabilidad de transición de la figura 12 se mide experimentalmente con el uso de un haz de luz en resonancia con la transición cíclica $|S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |P_{3/2}, F=5\rangle$ ubicado en la zona de detección mostrada en la figura 11. La posición de la línea central de la figura 12 está corrida por algunos efectos sistemáticos presentes en el experimento, tales como: corrimiento al rojo por efectos de gravedad, radiación de cuerpo negro, intercambio de espines por colisiones, entre otros. Los corrimientos de la línea central por estos efectos pueden ser estimados y corregidos, las incertidumbres de estas correcciones son del orden de magnitud de partes en 10^{15} o 10^{16} , por lo que la reproducción de la unidad de tiempo por estos experimentos tiene una exactitud del orden de partes en 10^{15} .

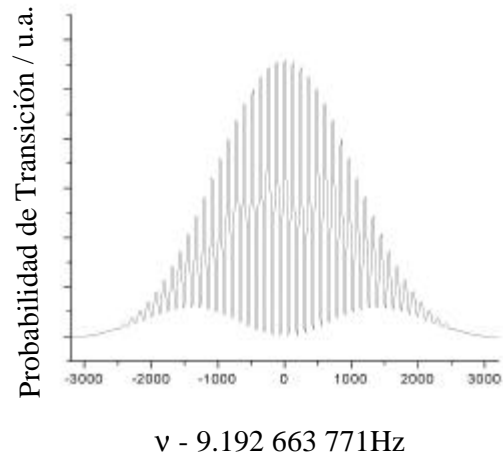


Figura 12. Espectro de resonancias de la transición $|S_{1/2}, F=3, m=0\rangle \rightarrow |S_{1/2}, F=4, m=0\rangle$ para tiempos de interacción con microondas del orden de 1 segundo. El ancho de la línea central es del orden de 1 Hz.

La medición de tiempo de alta exactitud tiene aplicaciones muy importantes en la misma metrología, tal es el caso de la reproducción de la unidad de tensión eléctrica la cual se realiza por medio del efecto Josephson [14] utilizando como referencia una señal de frecuencia de alta exactitud. Por otro lado, las mediciones de longitud de alta exactitud se realizan por medio de interferometría en la región visible apoyados en el hecho de que la velocidad de la luz es constante en el vacío. Por otro lado, en los sistemas de comunicación y navegación, como el sistema GPS (Global Positioning System) [15], la medición de tiempo de alta exactitud es fundamental.

Otra aplicación muy interesante de la manipulación de átomos neutros con luz está en la interferometría atómica [16] la cual puede ser usada, por ejemplo, para mediciones de muy alta exactitud de la gravedad terrestre g y en la aplicación de giróscopos de muy alta resolución [16]. La búsqueda de límites en las posibles variaciones en el tiempo de constantes fundamentales [17] es una aplicación también de la espectroscopía de muy alta resolución del Cs-133.

Referencias

- [1] Claude N. Cohen-Tannoudji y Williams Phillips, *Physics Today*, octubre, 1990
- [2] C. Salomon et al, *Europhys. Letters*, 12 (8), pp 683-688 (1990)
- [3] Ver por ejemplo la publicación dedicada a enfriamiento y atrapamiento de átomos editada por Steven Chu y Carl Wieman, *J. Opt. Soc. Am. B* / Vol 6, No. 11 / Noviembre de 1989.
- [4] Y. Sortais et al, "Search for a time variation of the fine structure constant using cold atom clocks", 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology, St. Andrews, Scotland, September 2001.

- [5] H. Muller et al, "An improved experimental limit on violations of special relativity", 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology, St. Andrews, Scotland, September 2001.
- [6] Lute Maleki and John Prestage, "Search for new physics with atomic clocks near the sun", 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology, St. Andrews, Scotland, September 2001.
- [7] S. L. Rolston y W. D. Phillips, "Laser cooled neutral atom frequency standards", Proc. of the IEEE 79, No. 7, Julio 1991.
- [8] N. Ramsey, Molecular Beams, Oxford University Press, 1956.
- [9] G. Mungall et al, "Performance of the NRC Primary time standards CsV, CsVIA, CsVIB", Journal de Physique C8, No 12, 42, diciembre 1981.
- [10] J. Zacharias, Phys. Rev., 94, 751 (1954).
- [11] S. Chu et al, "Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure", Phys. Rev. Lett. 55, No. 1, Julio 1985.
- [12] P. D. Lett et al, "Optical Molasses", J. Opt. Soc. Am. B/Vol. 6, No. 11/noviembre 1989.
- [13] P. Lett et al, "Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit", Phys Rev. Lett. 61, 169-172 (1988).
- [14] J. M. Lopez et al, Sup. y Vac. 2000, 11, 88-93.
- [15] N. Ramsey, Phys. Rev., 78, 695-699 (1950).
- [16] R. Popel, "The Josephson Effect and Voltage Standards", Metrologia 29, pp. 153-174, 1992.
- [17] Alfred Leick, GPS Satellite Surveying, John Wiley & Sons, 1990
- [18] Landragin et al, "Cold atomic gyroscope", 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology, St. Andrews, Scotland, September 2001.
- [19] Salomon, "cold atom clocks in space and fundamental test", 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology, St. Andrews, Scotland, September 2001.