

Diseño y caracterización de un enfriador de átomos de tipo “desacelerador Zeeman”

M. Guevara-Bertsch^{a,b}, L. Salfenmoser^{b,c}, A. Chavarría-Sibaja^b, E. Avendaño^{a,b} y O.A. Herrera-Sancho^{a,b,d}

^a *Escuela de Física, Universidad de Costa Rica,
2060 San Pedro, San José, Costa Rica*

^b *Centro de Investigación en Ciencia e Ingeniería de Materiales,
Universidad de Costa Rica, 2060 San Pedro, San José, Costa Rica,*

^c *Karlsruhe Institute of Technology*

^d *Institut für Quantenoptik und Quanteninformation,
Österreichische Akademie der Wissenschaften, Technikerstr. 21a, 6020.*

Received 31 August 2015; accepted 4 January 2016

Nosotros presentamos un método que utiliza simultáneamente dos modelos matemáticos, con el objetivo de optimizar el diseño de un desacelerador Zeeman, con miras a la implementación de átomos ultrafríos a la física del estado sólido. Proponemos la implementación novedosa de una simulación por medio de elementos finitos con la cual es posible predecir con mucha precisión el perfil de intensidad del campo magnético generado por el diseño realizado. Al poder predecir el comportamiento del desacelerador Zeeman se adquiere un mayor control, a partir del cual es posible optimizar las diferentes variables experimentales. El método propuesto es aplicado para el diseño y construcción de un desacelerador Zeeman solenoidal de tipo “Spin Flip” para átomos de estroncio. El perfil de intensidades de campo magnético generado por el desacelerador Zeeman construido concuerda con el perfil de intensidades de campo magnético necesario para el enfriamiento de átomos de estroncio y tiene además la ventaja que la intensidad de campo magnético tiende a cero en los extremos. Ambas condiciones permiten incrementar la cantidad de átomos enfriados y atrapados.

Descriptor: Átomos ultrafríos; enfriamiento de átomos; desacelerador Zeeman.

We report on an investigation of a method that applies simultaneously two different mathematical models in order to optimize the design of a Zeeman Slower towards the implementation of ultra cold atoms in solid state physics. We introduce the implementation of a finite element simulation that allows us to predict with great accuracy the magnetic field intensity profile generated by the proposed design. Through the prediction of the behavior of the Zeeman Slower a greater control is acquired, which allows the optimization of the different experimental variables. We applied the method in the design of a multilayer solenoidal “Spin-Flip” Zeeman Slower for strontium atoms. The magnetic intensity profile generated by the Zeeman Slower is in agreement with the magnetic field strength profile necessary for the atom cooling and tends to zero in both end sides. The latter terms are essential in order to optimize the amount of trapped and cooled atoms.

Keywords: Ultracold atoms; atom cooling; Zeeman Slower.

PACS: 32.60.+i; 37.10.De

1. Introducción

La creación experimental de cristales a partir de un gas atómico representa la culminación de uno de los sueños más grandes en el estudio de la física del estado sólido. Es así que la posibilidad de acomodar los átomos de la forma que se desee para estudiar su comportamiento abre las puertas a una nueva forma de entender los materiales [1, 2]. La idea anterior fue plausible únicamente a partir de la realización experimental de sistemas de átomos ultrafríos, es decir a partir del momento que se logra llevar los átomos a sus niveles más bajos de energía [3, 4]. El desarrollo experimental anterior permitió, por ejemplo, la realización de condensados de Bose-Einstein, así como la observación de fenómenos cuánticos predichos teóricamente en las primeras décadas del siglo XX, como es descrito en las Refs. 5 y 6. Los átomos, al tener una energía cinética reducida, pueden ser atrapados en una red óptica, con lo cual se adquiere la libertad de ordenarlos en cualquier posición que se desee [7–9]. Los desarrollos anteriores permitirían generar, de forma controlada, cualquier arreglo periódico de átomos que se desee estudiar.

La aplicación de átomos ultrafríos a la rama de la física del estado sólido, conlleva, sin embargo, como es explicado en las Refs. 10 y 11, un nuevo reto experimental: para poder realizar simulaciones de materiales con átomos ultrafríos se requiere que el cristal formado tenga una densidad de átomos muy elevada. Esta densidad tiene que ser tal que los átomos capturados en la red óptica interactúen en un sistema entrelazado cuántico en vez de una colección de partículas aisladas. Para poder alcanzar la formación de un sistema entrelazado se busca alcanzar el caso ideal en el cual la cantidad de átomos atrapados sea igual o mayor que la cantidad de sitios disponibles en la red óptica, como es explicado en la Ref. 12. Hasta la fecha, la mayor ocupación de átomos en una red tridimensional reportada es de aproximadamente 0.3 [10]. Para poder alcanzar la alta densidad del cristal mencionada, el primer paso consiste en lograr atrapar y enfriar la mayor cantidad de átomos posible. Por lo tanto, es esencial, desde el punto de vista experimental, optimizar cada una de las etapas del sistema de enfriamiento de átomos.

El proceso necesario para poder reducir la energía cinética de los átomos a sus niveles más bajos, de forma general, se

realiza en cuatro etapas: (i) desaceleración de un haz atómico, (ii) enfriamiento sub-Doppler y captura en una trampa magneto-óptica, (iii) transferencia a un potencial conservativo y (iv) enfriamiento evaporativo [2, 3]. En la etapa (i) se busca reducir la rapidez de los átomos a un orden de magnitud de alrededor de 10 m/s para que puedan ser atrapados (etapa (ii)) y transferidos (etapa (iii)) a la trampa magneto-óptica y finalmente enfriados por evaporación (etapa (iv)). Por lo tanto, el primer paso para incrementar la cantidad de átomos capturados en la trampa magneto-óptica (etapa (ii)) consiste en reducir la rapidez inicial de la mayor cantidad de átomos. Usualmente, para resolver el problema anterior se utiliza un sistema de enfriamiento de átomos por medio de un campo magnético variable llamado “desacelerador Zeeman” (Zeeman Slower, en inglés) [13].

Para desacelerar la mayor cantidad de átomos es necesario que el campo magnético generado se adecúe lo más posible a las variaciones de la rapidez de los átomos en el interior del desacelerador Zeeman y que además, los átomos no sufran ninguna interferencia con el campo magnético una vez que salen de este. Para resolver este problema existen diversos tipos de desaceleradores Zeeman, cuyas características varían de acuerdo a las necesidades requeridas por el experimento [2]. Las investigaciones reportan modificaciones en los diseños, entre las cuales se encuentran: variación de la longitud, diferentes tipos de materiales utilizados, variaciones en el embobinado y la utilización de campos simétricos de tipo “Spin-Flip” [14–16]. No obstante, no fue posible encontrar en la literatura algún método o técnica sistemática que permita elegir las propiedades idóneas del diseño. Por lo tanto, nosotros proponemos un método que permite determinar, de forma sencilla y precisa, la configuración óptima de cualquier diseño de desacelerador Zeeman.

Recientemente, las investigaciones basadas en el enfriamiento de átomos alcalinotérreos han atraído particularmente la atención [17, 18]. Como es presentado en Ref. 19 y 20 estos elementos, al tener dos electrones en su capa externa, tienen la ventaja que sus isótopos bosónicos cuentan con un estado base cuyo momento magnético es cero y además presentan tripletes metaestables, lo cual es una ventaja debido a que facilita el uso de transiciones con anchos de línea pequeño [21]. Al tener estas cualidades, estos elementos son buenos candidatos para la realización de experimentos de sistemas de muchos cuerpos altamente correlacionados. Actualmente, debido a estas propiedades, el estroncio se está convirtiendo en uno de los elementos más estudiados para la realización de condensados de Bose Einstein, en la realización de relojes ópticos, el estudio de las variaciones de constantes fundamentales así como en la realización de simulaciones y computadores cuánticos Refs. 22 y 23.

En esta investigación reportamos la implementación de un método compuesto por dos modelos matemáticos para optimizar y facilitar el diseño de un desacelerador Zeeman. Este método fue utilizado para realizar el diseño y construcción de un desacelerador Zeeman para átomos de estroncio, específicamente para el isótopo naturalmente más abundante (^{88}Sr).

En la Sec. 2 se describen los modelos desarrollados para optimizar la realización de un diseño de un desacelerador Zeeman. La Sec. 3 describe la construcción del diseño propuesto y finalmente en la Sec. 4 se describe la caracterización de la intensidad del campo magnético generado por el desacelerador Zeeman construido.

2. Optimización del campo magnético a lo largo del desacelerador Zeeman

El principio de funcionamiento de un desacelerador Zeeman consiste, como su nombre lo indica, en la implementación del efecto Zeeman para reducir la rapidez de los átomos. Al salir de la fuente, los átomos tienen una energía cinética muy elevada, debido a esta razón el primer paso del sistema de enfriamiento consiste en reducir su rapidez en al menos un orden de magnitud. La desaceleración de un haz de átomos se realiza como es explicado en Ref. 3, resumidamente, de la siguiente forma: se dirige un haz colimado de átomos en dirección opuesta al haz de un láser cuya frecuencia está en resonancia con la transición atómica de los átomos a enfriar. Los fotones provenientes del láser son absorbidos y rápidamente emitidos aleatoriamente por los átomos incidentes. Este efecto, en promedio, genera una disminución de la rapidez de los átomos. Sin embargo debido al efecto Doppler conforme los átomos se van enfriando, es decir van reduciendo su rapidez, dejan de “ver” la frecuencia del láser y consecuentemente dejan de emitir fotones y por lo tanto no son enfriados. Así, sin ayuda externa, los átomos seguirían a través del láser con rapidez constante. Lo anterior se puede resolver de dos formas distintas. La primera consiste en variar continuamente la frecuencia del láser por medio del método de enfriamiento “chirping” [24]. La segunda técnica, consiste en la aplicación de un campo magnético variable que genere una perturbación de los niveles de energía de los átomos, debido al efecto Zeeman, cambiando la energía de la transición atómica de forma tal que la frecuencia del láser se encuentre en constante resonancia a lo largo del recorrido de los átomos. La técnica anterior es conocida como “Desacelerador Zeeman”.

La eficiencia del desacelerador Zeeman depende principalmente de que las variaciones de la intensidad del campo magnético coincidan con el perfil de intensidades necesario para contrarrestar el efecto Doppler. El perfil de intensidades de campo magnético se regula de tal forma que las transiciones atómicas de los átomos estén siempre en resonancia con la frecuencia del haz del láser [25]. El primer paso en la realización de un desacelerador Zeeman consiste en determinar las variaciones de la rapidez de los átomos a lo largo del desacelerador Zeeman y a partir de estas variaciones obtener el perfil de campo magnético necesario para mantener a los átomos en constante resonancia con la frecuencia del láser.

La fuerza de dispersión necesaria para desacelerar los átomos es determinada por la tasa de fotones absorbidos que imparten momentum al átomo, $F_{\text{scatt}} = \hbar k \Gamma / 2$, donde \hbar es la constante de Planck h , dividida entre 2π , k el número de onda

y Γ el ancho de banda natural de la transición utilizada, como es explicado en Ref. 26. Esta fuerza determina la magnitud de la aceleración, α , con la cual son frenados los átomos:

$$\alpha = \frac{\hbar\Gamma k}{2m}, \quad (1)$$

donde m es la masa de los átomos que se desean enfriar. Por lo tanto la rapidez de los átomos en cada punto del dispositivo experimental $v(z)$ se puede obtener simplemente a partir de la siguiente ecuación:

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2\alpha z}, \quad (2)$$

donde v_0 es la rapidez inicial con la cual ingresan los átomos en el enfriador y z la posición de los átomos lo largo del enfriador. Para asegurar absorción continua de los fotones por los átomos se aplica un campo magnético $B(z)$, el cual genera una perturbación a los estados energéticos del átomo. De esta forma, se busca que el campo magnético varíe de acuerdo a los cambios en la rapidez de los átomos $v(z)$ y así contrarrestar el efecto Doppler, es decir que varíe de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$\omega_0 + \frac{\mu_B B(z)}{\hbar} = \omega + kv(z), \quad (3)$$

donde ω_0 corresponde a la frecuencia de la transición del átomo en reposo, ω la frecuencia del láser, μ es el magnetrón de Bohr y $v(z)$ corresponde a la rapidez de los átomos a lo largo de la dirección z (escogida como la dirección de propagación a través del desacelerador Zeeman). Se reemplaza la Ec. 2 en la 3 y se obtienen las variaciones del campo magnético a lo largo del enfriador en la dirección z :

$$B(z) = \frac{\hbar}{\mu} \left(\Delta_0 + k\sqrt{v_0^2 - 2\alpha z} \right), \quad (4)$$

donde Δ_0 corresponde a la diferencia entre la frecuencia del láser y la frecuencia en resonancia de la transición del átomo en reposo. Las propiedades específicas del diseño experimental del enfriador de átomos dependen del átomo que se desee enfriar, pues como se observa en la Ec. 4 es función de las propiedades atómicas de los niveles energéticos. A partir de la Ec. 4 es posible entonces determinar el perfil de intensidades del campo magnético necesario en función del experimento que se desee realizar.

Para determinar el diseño óptimo del desacelerador Zeeman el método propuesto inicia con la caracterización del perfil de intensidades del campo magnético necesario. Para ello se establecen las propiedades específicas del átomo que se desee enfriar: masa “ m ”, ancho de banda natural de la transición “ Γ ”, la rapidez inicial “ v_0 ” a la que van a ingresar los átomos al enfriador y la rapidez final “ $v(z=l)$ ”, a la que se desea llevar a los átomos al final del enfriador de longitud “ l ”. En esta sección del modelo se puede incorporar, de ser necesario, un corrimiento Δ_0 en la frecuencia. A partir de estas especificaciones se modela en Mathematica[®] de forma sencilla la Ec. 4 y se obtiene un gráfico de la variación del campo magnético en función de la posición a lo largo del enfriador.

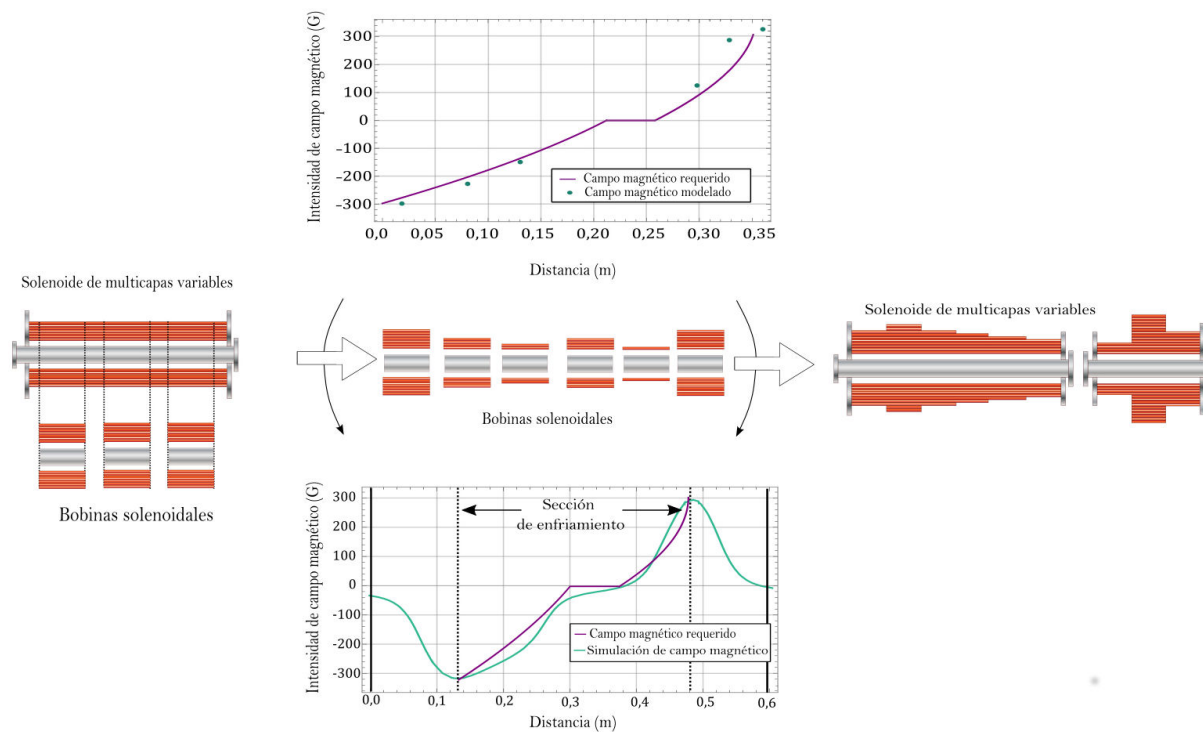
Se aplica la primera fase del método propuesto al caso del enfriamiento de átomos de estroncio. Para este elemento la transición entre el estado base 1S_0 y el primer estado excitado 1P_1 puede ser utilizada para reducir la rapidez del haz de átomos en el interior del desacelerador Zeeman pues es una transición de tipo dipolo que tiene una probabilidad de transición muy alta. La notación espectroscópica para los niveles energéticos es la siguiente: $^{2S+1}L_J$, donde L es el momento angular orbital cuántico, S es el momentum angular de spin total y J el momento angular total cuántico. Dicha transición tiene una longitud de onda $\lambda = 461$ nm y la transición tiene un ancho de banda natural de $\Gamma = 2\pi \times 32$ MHz [27]. La longitud del enfriador y el perfil de intensidad del campo magnético dependen de la rapidez máxima de los átomos al salir del horno y de la rapidez final a la que se busca llevarlos. En nuestro caso la fuente de átomos utilizada calienta los átomos a una temperatura de 500 °C esto hace que salgan con una rapidez de aproximadamente 420 m/s, buscamos reducir la rapidez a una magnitud de aproximadamente 30 m/s.

Al aplicar el modelo utilizando los parámetros especificados anteriormente se obtiene que, para reducir la rapidez de los átomos de estroncio es necesario generar una intensidad de campo magnético que varía con un rango máximo de 600 G, el cual concuerda con los valores reportados en Ref. 27. Para facilitar el embobinado y reducir los efectos de calor de Joule se eligió utilizar un arreglo de campo bipolar, es decir se separó el perfil de intensidad del campo magnético en dos secciones que generan campos magnéticos opuestos de igual magnitud, es decir $|B_{\min}| \approx |B_{\max}|$, para esto es necesario aplicar un corrimiento en la frecuencia $\Delta_0 = -2\pi \times 500$ MHz. Este tipo de arreglo tiene además la ventaja de que permite reducir el campo magnético en los extremos del desacelerador Zeeman, así mismo permite disminuir los efectos del campo magnético en los átomos una vez que salen del desacelerador Zeeman. Al reducir los efectos del campo magnético en la salida del desacelerador Zeeman es posible acercar la trampa magneto-óptica al desacelerador, mejorando así la eficiencia de captura. Las propiedades que se tienen que cumplir para la realización del diseño se resumen en el Cuadro I.

A partir de las propiedades definidas en el Cuadro I se obtiene el perfil de campo magnético requerido para reducir la rapidez de los átomos de estroncio. La gráfica obtenida se puede observar en la parte B) de la Fig. 1. Una vez obtenido el perfil de campo magnético requerido se procede con la se-

CUADRO I. Especificaciones para el diseño del desacelerador Zeeman.

Longitud	0.6 m
Ancho de banda	201 MHz
Detuning del laser	-3141 MHz
Rapidez de captura	420 m/s
Rapidez final	32 m/s



A) Fragmentación del sistema en bobinas solenoidales de igual longitud

B) Aplicación de los modelos para la determinación de la distribución del número de capas de las bobinas solenoidales

C) Configuración final del Zeeman Slower

FIGURA 1. Diagrama del método utilizado para optimizar la eficiencia de captura de átomos del desacelerador Zeeman. A) Se divide el solenoide en una serie de bobinas solenoidales de igual longitud. B) Se busca encontrar la distribución del número de capas por bobina aplicando los dos modelos simultáneamente. C) Se obtiene la configuración final del número de capas en el desacelerador Zeeman.

gunda parte del método, la cual consiste en determinar las propiedades del enfriador necesarias para generar dicho campo.

La segunda parte del método consiste en determinar la configuración del diseño para generar el campo magnético requerido. El método se aplica para el caso de un diseño de tipo solenoide con multicapas variables, similar al empleado en Refs. 25, 28 y 29. La utilización de un solenoide tiene varias ventajas con respecto a la utilización de un imán permanente. Como es explicado en Ref. 14 una de las ventajas consiste en que este tipo de diseño permite encender y apagar la intensidad del campo magnético en cualquier momento. La utilización de un solenoide ofrece además, la posibilidad de modificar el perfil de intensidades generado variando únicamente la corriente utilizada. El perfil de intensidad del campo magnético generado por el solenoide depende de la corriente empleada y de la distribución de las capas a lo largo del desacelerador Zeeman pues una mayor cantidad de capas en un punto dado genera una intensidad de campo magnético mayor.

Para determinar la distribución óptima del número de capas en función de la distancia se utilizaron dos modelos. El primer modelo calcula teóricamente la distribución del número de capas para obtener el perfil de intensidades buscado. El segundo modelo realiza una simulación por medio de ele-

mentos finitos de la intensidad del campo magnético generada a partir de la distribución de capas especificada en el primer modelo. Como se observa en la Fig. 1, en A) se comienza fraccionando la bobina solenoidal de multicapas en una serie de bobinas solenoidales consecutivas de igual longitud cuyo número de capas es variable. Antes de iniciar el modelo es necesario especificar: el número de bobinas, la longitud y el diámetro del solenoide, así como el diámetro y el material del cable que será utilizado para realizar el embobinado. Estos parámetros pueden ser variados y así obtener distintas configuraciones finales. Luego en B) se procede a determinar la distribución del número de capas a partir de los dos modelos. Finalmente se obtiene en C) la configuración final del diseño experimental del desacelerador Zeeman. Ambos modelos pueden ser obtenidos libremente en la siguiente página: https://github.com/Gustavroot/zeeman_slower y se encuentran disponibles para cualquier mejora.

El primer modelo, realizado en el software Mathematica[®], permite obtener la distribución del número de capas en cada bobina. El modelo calcula teóricamente la contribución al campo magnético de cada bobina en función del número de capas y compara el perfil de intensidad de campo magnético obtenido con el perfil de intensidad de campo magnético requerido obtenido anteriormente. A partir de esto se obtiene el número de capas necesario en cada

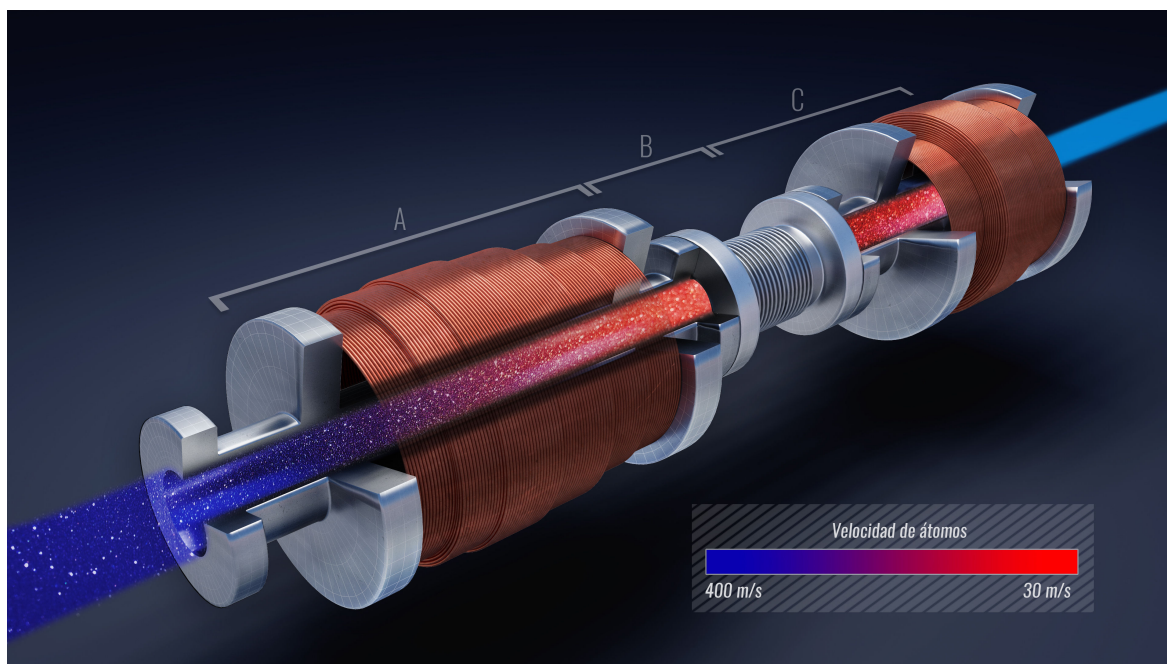


FIGURA 2. Representación artística del enfriamiento de átomos a través del desacelerador Zeeman. Un haz colimado de átomos es emitido con una rapidez de aproximadamente 400 m/s, los átomos son frenados hasta alcanzar una rapidez de aproximadamente 30 m/s por medio de la interacción de la radiación electromagnética de un láser y un campo magnético variable distribuido en tres secciones. La Sección A) alcanza una intensidad de campo magnético de un máximo de -300 G, la Sección B) se mantiene en 0 G y la Sección C) alcanza un máximo de +300 G.

bobina. Esto se observa en el gráfico superior de la Fig. 1, en B): cada punto verde corresponde al campo generado por una bobina del solenoide con un número de capas específico. Este modelo es similar al reportado en Ref. 26. El aporte novedoso propuesto con el cual se puede aumentar la eficiencia del desacelerador así como la captura en la trampa magnética corresponde a la implementación del segundo modelo.

El segundo modelo, desarrollado en el software Comsol[®], simula por elementos finitos el perfil de intensidad de campo magnético generado a partir de la distribución de capas por bobina determinada anteriormente. En este modelo es necesario especificar las variables físicas experimentales propias del diseño: distribución del número de vueltas por bobina, materiales utilizados, corriente y las dimensiones de cada sección. El modelo simula el comportamiento de un solenoide de capas variables. A partir de los parámetros definidos se obtiene una simulación muy cercana a la realidad del perfil de intensidades del campo magnético en función de la distancia a lo largo del solenoide, es decir $B(z)$ en la Ec. 3. El gráfico inferior de la Fig. 1 en B) ilustra el perfil simulado utilizando el segundo modelo.

Para obtener la distribución del número de capas en cada bobina se iteran ambos modelos variando los diferentes parámetros. Se busca obtener la mejor concordancia posible entre el modelo teórico y la simulación, esto hasta lograr obtener el perfil de intensidad de campo magnético simulado más cercano al perfil de intensidad de campo magnético requerido. A partir de estos dos modelos se obtiene finalmente en C) la configuración final de la distribución de capas a lo

largo del desacelerador Zeeman. Una de las mayores ventajas observadas al aplicar este método es que permite controlar de forma muy sencilla la variación del campo en los extremos del enfriador. Las simulaciones por medio de elementos finitos ofrecen además la increíble ventaja de que es posible conocer de una forma más cercana a la realidad el comportamiento de un diseño experimental.

El método se aplicó al diseño del desacelerador para átomos de estroncio. Como observamos en los gráficos de la Sección B) de la Fig. 1, la aplicación de ambos modelos permitió obtener una distribución del embobinado que resuelve simultáneamente dos necesidades: la generación de un perfil de intensidad de campo magnético que se ajuste al perfil necesario para contrarrestar el efecto Doppler y que paralelamente se cancele en los extremos del desacelerador.

3. Montaje Experimental

A partir de los resultados obtenidos con la aplicación del método descrito en la Sec. 2 se construyó el diseño propuesto para el enfriamiento de átomos de estroncio. La intensidad del campo magnético en un punto dado es directamente proporcional al número de espiras o capas que rodean circularmente ese punto. Manteniendo una corriente constante, las secciones con mayor cantidad de capas generan un campo magnético mayor y al disminuir el número de capas disminuye, consecuentemente, la intensidad del campo magnético. El embobinado se realizó con cable de cobre # 13 (1.845 mm de diámetro), sobre un tubo de cobre de 12.5 cm de diáme-

tro exterior y 1.5 mm de espesor. Para contener las espiras se soldaron dos bridas para sellar metal de conexión de bronce a cada extremo de 15 cm de diámetro y 3 cm de espesor.

Para la obtención de la rapidez final de los átomos deseada, el desacelerador Zeeman se diseñó en tres secciones distintas a lo largo del eje central: A) una Sección de campo magnético creciente, B) una Sección de “spin-flip” o de campo magnético cero y C) una Sección de campo magnético decreciente (ver Fig. 2 y Fig. 3) (un sistema similar se puede encontrar en Ref. 14). La Sección A) tiene una longitud total de aproximadamente 25 cm. Esta Sección está diseñada de forma tal que, al aplicar una corriente de 6 A, la intensidad del campo magnético inicia en 0 G hasta alcanzar un valor máximo negativo de -300 G ($1\text{ G}=10^{-4}\text{ T}$) y luego decrezca hasta retornar a 0 G. El embobinado de esta Sección se realizó en 6 segmentos de igual longitud (4 cm) cuyo número de capas varía en función del campo magnético requerido. El primer segmento está constituido por 8 capas, el segundo por 10 capas, el tercero tiene igualmente 8 capas y a partir de este en cada segmento el número de capas decrece en una unidad hasta llegar al último segmento con 5 capas (ver sección A) de la Fig. 3). La Sección B) está constituida únicamente por una junta de expansión de tipo fuelle de acero inoxidable de 10 cm de largo esto para absorber cualquier vibración del sistema (ver sección B) de la Fig. 3). La Sección C), con una longitud de 15 cm, está diseñada para alcanzar una intensidad de campo magnético máxima de +300 G y luego decrecer lentamente hasta 0 G. En este caso el embobinado se repartió en tres segmentos de igual longitud (5 cm), el primero consta de 4 capas, el segundo 14 capas y el tercero 8 capas (ver sección C) de la Fig. 3). Para realizar el embobinado se fijó el tubo de cobre a un torno, asegurando así que el cable fuera enrollado lo más uniformemente posible. Durante todo el proceso de embobinado se controló que el cable no tuviera ningún contacto directo con el tubo de cobre para asegurar que no hubiera corto entre el cable y el tubo de cobre.

La potencia máxima generada por calentamiento de Joule debido a la corriente que circula por todo el sistema es de aproximadamente 160 W. Para controlar el calentamiento generado por esta potencia se incorporó un sistema de enfriamiento por medio de circulación de agua. El anterior está constituido por un tubo de cobre de un diámetro exterior

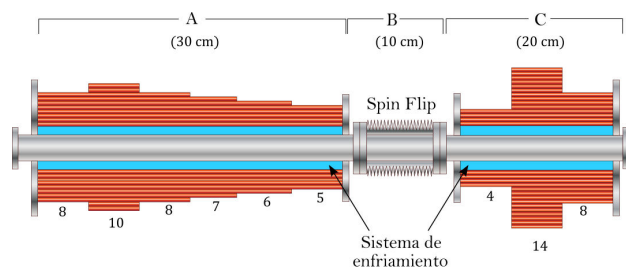


FIGURA 3. Esquema del solenoide diseñado. Las secciones A, B y C corresponden a las indicadas en la Fig. 2. Se indica la longitud de cada Sección así como el número de capas en cada segmento del embobinado.

menor de 10 cm y 1.5 mm de espesor, soldado a las bridas de bronce de conexión del embobinado. A este tubo se acoplan dos conectores en los extremos, los cuales son conectados a un flujo constante de agua. Esto permite mantener una cámara de enfriamiento, que separa el embobinado de la sección interna por la cual viajan los átomos, asegurando una temperatura inferior a $30\text{ }^{\circ}\text{C}$.

La rapidez de los átomos es reducida aleatoriamente por medio de la interacción de la radiación electromagnética de un láser y el campo magnético de las capas, en el interior de un tubo de acero inoxidable de 8 cm de diámetro y 15 mm de espesor que pasa por el centro del desacelerador Zeeman. Esta sección se acopla al sistema de vacío por medio de dos bridas de conexión de acero inoxidable de 10 cm de diámetro y 2 mm de espesor.

Para realizar las mediciones de campo magnético se utilizó un sensor de intensidad de campo magnético Vernier Magnetic Field[®] modelo MG-BTA cuya mínima división de escala es de 0.001 G y cuyo rango de medición es de 0 G hasta $\pm 80\text{ G}$. Las mediciones de temperatura se realizaron con un termopar de tipo T (cobre-constantan) cuyo rango de medición es de $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $260\text{ }^{\circ}\text{C}$ y sensibilidad es de $43\text{ }\mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$. Se realizaron mediciones de presión con un sensor modelo MDC Nude Ionization Gauge Tube[®] cuyo rango máximo de medición es de $1 \times 10^{-3}\text{ Torr}$ hasta $2 \times 10^{-10}\text{ Torr}$ con una sensibilidad del 20 %.

4. Comparación entre simulación y datos experimentales

Para corroborar los modelos descritos anteriormente en la Sec. 2 se realizaron mediciones de la intensidad del campo magnético en función de la distancia a través del desacelerador Zeeman. Las mediciones de intensidad del campo magnético se llevaron a cabo utilizando una corriente de 1.5 A con la cual se alcanza, según el modelo, un campo máximo de $\pm 80\text{ G}$ (ver Fig. 4), lo anterior debido a que este valor concuerda con el rango de medición del sensor utilizado. Se realizaron tres repeticiones de las mediciones y se obtuvieron coeficientes de variación inferiores al 2 % con lo cual se comprueba la estabilidad del campo. La Fig. 4 muestra la buena conformidad entre el modelo descrito en la Sec. 2 y los resultados experimentales. Las diferencias encontradas no superan el 7.5 %, este valor, a pesar de ser elevado, es esperado debido a las dificultades presentes al realizar el embobinado de forma uniforme. Los datos experimentales muestran en la Fig. 4 que, efectivamente, en la Sección A) la intensidad de campo magnético inicia en 0 G y disminuye hasta alcanzar un máximo negativo de -80 G y luego crece hasta alcanzar un valor de 0 G. En la Sección B) el campo se mantiene cercano a 0 G. Finalmente, la Sección C) mantiene igualmente la tendencia deseada, un incremento hasta un máximo de +80 G seguido por una disminución del campo magnético hasta alcanzar un valor cercano a 0 G.

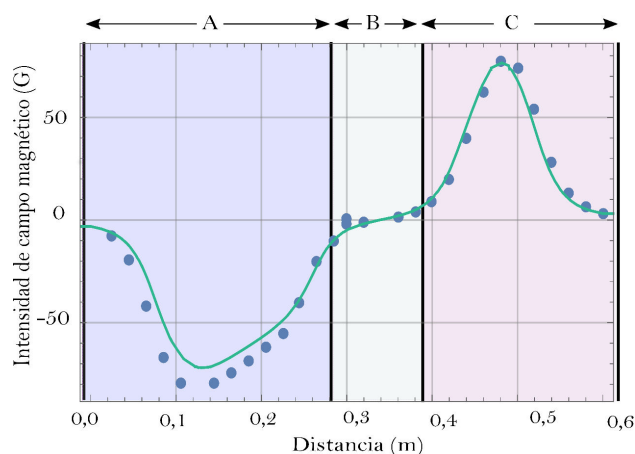


FIGURA 4. Comparación de la intensidad de campo magnético medida en el desacelerador Zeeman en función de la distancia con los valores determinados por el modelo descrito en la Sec. 2 utilizando una corriente de 1.5 A. Los puntos experimentales corresponden a los valores de la intensidad de campo magnético medidos y la línea sólida corresponde a la variación de la intensidad del campo magnético en función de la distancia generada por el modelo. Las líneas negras delimitan las secciones del embobinado. Las partes sombreadas corresponden a las tres secciones descritas en la Fig. 2 y en la Fig. 3.

Los resultados obtenidos nos permiten, además, corroborar las ventajas del método desarrollado en esta investigación. Se observa, en la Fig. 4, como la simulación por medio de elementos finitos permite predecir con mucha precisión el comportamiento del campo magnético generado por el diseño del desacelerador Zeeman. Lo anterior permite hacer cualquier ajuste que sea necesario en el diseño antes de llevar a cabo su construcción. Por otro lado, otras investigaciones utilizan únicamente un modelo matemático para determinar la configuración del embobinado, como es reportado en Ref. 26 y 27. A pesar de que reportan resultados satisfactorios presentan la necesidad de implementar modificaciones en el diseño construido, tales como, variaciones en el embobinado, implementación de más bobinas o de un escudo magnético. El método que proponemos tiene la ventaja de que permite tener una gran confianza con respecto al perfil de intensidades del campo magnético del diseño a construir.

Para comprobar que la intensidad del campo magnético en el exterior del desacelerador Zeeman tiende a 0 G conforme se aleja de los extremos (inicio de Sección A) y final de Sección C)), se realizaron mediciones de la intensidad del campo magnético en función de la distancia al alejarse de ambos extremos del desacelerador Zeeman. En ambos casos se comprobó que la intensidad del campo magnético cerca de los extremos alcanza un valor máximo de aproximadamente 5 G y cae rápidamente a valores cercanos a 0 G al alcanzar una distancia de 5 cm de ambos extremos. Estos resultados son conformes con la simulación realizada, lo cual, permite confirmar una vez más las ventajas del método propuesto.

Para el caso de reducir la rapidez de los átomos de estroncio alrededor de un orden de magnitud es necesario suministrarle al desacelerador Zeeman una corriente de 6 A para ob-

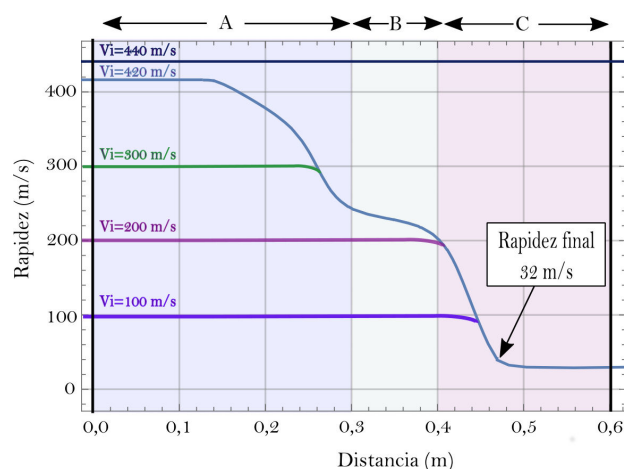


FIGURA 5. Rapideces de los átomos en función de la distancia en el desacelerador Zeeman, utilizando una corriente de 6 A, para diferentes rapideces iniciales. Las líneas negras delimitan la Sección del embobinado. Las partes sombreadas corresponden a las tres secciones descritas en la Fig. 2 y en la Fig. 4.

tener, según el modelo desarrollado, intensidades de campo magnético de ± 300 G. Debido a las limitaciones del sensor de intensidad de campo magnético utilizado es necesario comprobar qué tipo de relación existe entre el incremento de la corriente y la intensidad del campo magnético obtenido. Por lo tanto, se realizaron mediciones de la variación del campo en un punto específico en función de la corriente y se observa, efectivamente, un comportamiento lineal, la intensidad del campo magnético incrementa proporcionalmente al aumento de la corriente. Se puede afirmar que, al utilizar una corriente de 6 A se obtiene una intensidad de campo magnético 4 veces mayor que el medido con una corriente de 1.5 A. Estos valores concuerdan con el perfil de campo magnético necesario para realizar el enfriamiento de los átomos de estroncio.

Para poder predecir cuál va a ser la variación de la rapidez de los átomos se utilizan las mediciones de la variación de la intensidad del campo magnético generada por el desacelerador Zeeman utilizando una corriente de 6 A en función de la distancia [27]. A partir de la Ec. 4 se deduce la variación de la rapidez de los átomos en función de la intensidad de campo magnético.

La Fig. 5 muestra la variación de la rapidez de los átomos en función de la posición en el desacelerador Zeeman para diferentes rapideces iniciales, es decir a la velocidad v_0 en la Ec. 2, utilizando una corriente de 6 A. El sistema está diseñado para frenar átomos con una rapidez inicial máxima de 420 m/s. Átomos con rapideces iniciales inferiores empiezan a ser frenados más adelante en la Sección de enfriamiento (ver Fig. 5), esto ocurre a partir del momento en que entran en resonancia con la frecuencia del láser. Los átomos son frenados en la Sección C) del desacelerador Zeeman a la cual llegan con una rapidez final de aproximadamente 32 m/s.

Para comprobar el funcionamiento del sistema de enfriamiento, se realizaron mediciones de la temperatura en dis-

tintas secciones del desacelerador Zeeman. Se observaron las variaciones de la temperatura en función de la corriente aplicada con y sin el flujo de agua. Se observó que, cuando el sistema de enfriamiento no está activado, se alcanza una temperatura máxima de 98°C, al utilizar una corriente de 10 A después de 15 minutos y cuando se activa el sistema la temperatura no incrementa de 62°C después de 15 minutos.

5. Conclusión

En esta investigación se presentó el desarrollo de un nuevo método para optimizar el diseño de un desacelerador Zeeman. Particularmente este método fue implementado en la realización de un sistema solenoidal de capas variables para un desacelerador Zeeman de tipo “Spin-Flip”. El método propuesto está constituido por dos modelos matemáticos. El primer modelo permite obtener una configuración del solenoide y el segundo realiza una simulación por medio de elementos finitos. Se demostró que al utilizar el segundo modelo es posible predecir con una muy alta precisión el comportamiento del perfil de intensidad del campo magnético generado por el desacelerador Zeeman. Para lograr el objetivo mencionado anteriormente, se buscó, por un lado generar un perfil de intensidades lo más cercano posible al perfil teórico y que por otro lado asegurara que la intensidad del campo magnético tendiera a cero en el exterior del desacelerador Zeeman. Con la información anterior, se construyó un desacelerador Zeeman

con lo cual se comprobó que el perfil de intensidades de campo magnético generado concuerda con las predicciones de la simulación y se ajusta al modelo teórico. Se implementó, además, un sistema de enfriamiento el cual, por medio de circulación de agua, permitió contrarrestar en un 40 % el calentamiento generado por el efecto Joule.

A partir de las mediciones de las variaciones de la intensidad del campo magnético se realizó un modelo que permite predecir las variaciones de la rapidez de los átomos a lo largo del desacelerador Zeeman. En un trabajo que está por publicarse [30], se comprobarán las predicciones del modelo descrito en esta investigación por medio de mediciones de la rapidez final de los átomos, una vez que han atravesado el desacelerador Zeeman, en función de la rapidez inicial.

Agradecimientos

Nosotros estamos muy agradecidos por la dedicación y colaboración de Víctor Araya Rodríguez en la construcción del desacelerador Zeeman y a Felipe Molina Gutiérrez por su valiosa colaboración en la elaboración artística de las figuras presentadas en el artículo. Nosotros también queremos agradecer a la Vicerrectoría de Investigación de la Universidad de Costa Rica por el apoyo brindado. L.S. agradece el apoyo brindado por el DAAD (Deutscher Akademischer Austauschdienst) a través del programa RISE (Research Internship in Science and Engineering).

1. O. Morsch, M. Oberthaler, *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006) 179-215.
2. H.J. Levandowski, D.M. Harber, D.L. Whitaker, E.A. Cornell, *Low. Temp. Phys.* **132** (2003) 309-367.
3. W.D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998) 721-741.
4. J.F. Barry, E.S. Shuman, E.B. Norrgard, D. DeMille, *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 103002.
5. E.A. Cornell, C.E. Wieman, *Rev. Mod. Phys.* **74** (2002) 875-893.
6. W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74** (2002) 1131-1151.
7. K. Petsas, A. Coates, G. Gynberg, *Phys. Rev. A.* **50** (1994) 5173-5189.
8. M. Greiner, I. Bloch, M.O. Mandel, T. Hänsch, T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 160405.
9. I. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **80** (2008) 885-964.
10. S.A. Moses *et al.*, *Science.* **350** (2015) 659-662.
11. B. Yan *et al.*, *Nat. Phys.* **501** (2013) 521-526.
12. A. Hemmerich, M. Widemüller, T. Esslinger, C. Zimmermann, T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 37-40.
13. W.D. Phillips, J.V. Prodan, H.J. Metcalf, *J. Opt. Soc. Am. B.* **2** (1985) 1751-1767.
14. L. Zhao, J. Jian, Y. Liu, arXiv:1401.7181 (2014).
15. I. Courtillot *et al.*, *Opt. Lett.* **28** (2003) 468-470.
16. P.Cheiney *et al.*, *Rev. Sci. Inst.* **82** (2011) 063115.
17. M. Boyd, Ph.D.thesis, University of Colorado (2002).
18. X. Xu, H. Loftus, J.L. Hall, A. Gallagher, J. Ye, *J. Opt. Soc. Am.* **20** (2003) 968-976.
19. S. Stellmer, F. Schreck, T.C. Killina, arXiv:1307.0601(2014).
20. Y.N. Martinez de Escobar, P.G. Mickelson, M. Yan, B.J. De Salvo, S.B. Nagel, T.C. Killian, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 200402.
21. S. Stellmer, M.K. Tey, B. Huang, R. Grimm, F. Schreck, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 200401.
22. A.J. Daley, M.M. Boyd, J. Ye, P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 170504.
23. A.V. Gorshkov *et al.*, *Nat. Phys.* **6** (2010) 289-295.
24. V.I. Balykin, V.S. Letokhov, V.I. Mushin, *JETP Lett.* **29** (1979) 560.
25. W.D. Phillips, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 596.
26. M.L. Harris, Master Thesis, Trinity College, Duke University, (2003).
27. M. Bober, J. Zachorowski, W. Gawlik, arXiv:1006.1554 (2010).
28. Y. Kondo, M. Saito, M. Yamashita, T. Tako, A. Morinaga, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** (1997) 905.
29. J.V. Prodan, W.D. Phillips, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1982) 1149-1153.
30. M. Guevara-Bertsch *et al.*, *To be publish* Costa Rica, 2015.