

Internet Electronic Journal*

Nanociencia et Moletrónica

Diciembre 2011, Vol. 9, N°2, pp. 1743-1752

Características de una trampa magnética 1D de tipo Ioffe- Pritchard para la retención de átomos

**C. Hernández-Tenorio^{1*}, S. D. Zagal¹, C. Y. A. G. Estrada¹,
T. L. Belyaeva², R. G. García¹**

¹ Instituto Tecnológico de Toluca, , Toluca, **México**

² Universidad Autónoma del Estado de México, **México**

e-mail: celsos1@hotmail.com.

recibido: 13.10.11

revisado: 23.11.11

publicado: 21.12.11

Citation of the article;

C. Hernández-Tenorio, S. D. Zagal, C., A. G. Estrada, T.L. Belyaeva, R.G. García Características de una trampa magnética 1D de tipo Ioffe- Pritchard para la retención de átomos, Int. Electron J. Nanoc. Moletrón, 2011, Vol. 9, N°2, pp 1743-1752

Copyright © BUAP 2011

Características de una trampa magnética 1D de tipo Ioffe-Pritchard para la retención de átomos

C. Hernández-Tenorio^{1*}, S. D. Zagal¹, C. Y. A. G. Estrada¹,
T. L. Belyaeva², R. G. García¹

¹ Instituto Tecnológico de Toluca, , Toluca, **México**

² Universidad Autónoma del Estado de México, **México**

e-mail: celsos1@hotmail.com.

recibido: 13.10.11

revisado: 23.11.11

publicado: 21.12.11

Internet Electron. J. Nanoc. Moletrón., 2011, Vol.9, N°2, pp 1743-1752

Summary

The magnetic trap Ioffe-Pritchard is useful for trapping ultra-cold atoms. Here we study the characteristics of the trap analytically and by computational experiment. The magnetic potential in this trap is formed using static magnetic fields of two coils and four Ioffe bars; so that the minimum magnetic field is located in the center of the system. The depth of the potential minimum is controlled by the Ioffe bars. The study of trap functioning and operation allows one to realize a controlled extraction of atoms.

Resumen

La trampa magnética de tipo Ioffe-Pritchard es útil para atrapar átomos ultra fríos. Aquí se estudian las características de la trampa en forma analítica y experimentos computacionales. El potencial magnético en esta trampa se forma por medio del uso de campos magnéticos estáticos de dos bobinas y cuatro barras de Ioffe, el mínimo del campo magnético se localiza en el centro del sistema. La profundidad del potencial mínimo se controla por medio de las barras de Ioffe. El estudio de esta trampa es útil para llevar a cabo la extracción controlada de los átomos de la trampa magnética.

1. Introducción

La condensación de Bose-Einstein (de las siglas en inglés BEC), predicho en los artículos [1,2] en 1924, se logró obtener por primera vez en forma experimental en 1995, que fue reportado en los trabajos [3-5]. Actualmente se llevan a cabo numerosas investigaciones teóricas y experimentales [6,7], en particular, diferentes configuraciones de trampas para confinar los átomos en la BEC. Entre ellas son trampas magnéticas [8,9] y trampas magnéticas con imanes permanentes [10]. También, están estudiando BEC en los superconductores [11] y en enrejados ópticos en diferentes espacios [12]. En este trabajo se estudia las características del campo magnético estático de tipo Ioffe-Pritchard, compuesto por bobinas de Helmholtz y cuatro barras de Ioffe. Para esto se llevó a cabo los experimentos computacionales de una trampa magnética 1D.

2. Trampa Magnética de tipo Ioffe -Pritchard.

El confinamiento de átomos en una trampa magnética de tipo Ioffe-Pritchard se relaciona con la estructura del átomo. Los átomos son partículas neutras y la interacción con el campo magnético se basa, en el principio, de que los átomos poseen un momento magnético inherente en cada átomo. Al ser colocado en un campo magnético los átomos se asemejan a una magneto. Los átomos que poseen esta propiedad son los átomos de los elementos alcalinos, los momentos magnéticos de los cuales cumplen la estadística de Bose [13]. En presencia de un campo magnético, el átomo con un momento magnético μ tiene una energía potencial $-\mu B \cos \theta$, donde θ es el ángulo entre las direcciones del momento magnético μ y el campo magnético B . Orientando el momento magnético del átomo μ de forma paralelo al campo magnético externo B y en dirección opuesto, la energía potencial del átomo es μB , y el átomo por lo que puede quedar atrapado en el mínimo del campo magnético externo.

Aquí se estudia el campo magnético unidimensional 1D adecuado para la retención y manipulación del BEC, tal que la localización máxima de los átomos en el BEC se localiza en el centro de la trampa magnética estática. Se llevó a cabo experimentos computacionales para determinar las condiciones óptimas de la trampa magnética estática de Ioffe-Pritchard mostrada en Fig. 1.

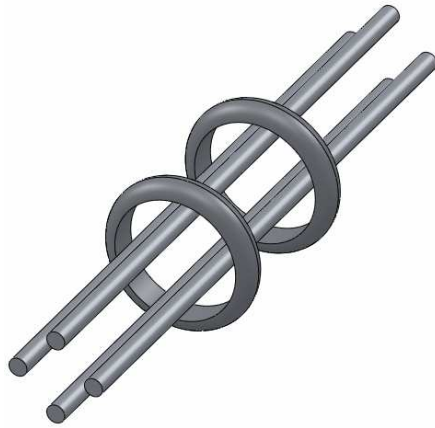


Fig. 1 La trampa de Ioffe-Pritchard consta de 4 barras de Ioffe y dos bobinas. Las corrientes en las bobinas circulan en la misma dirección y son de la misma magnitud, mientras que las corrientes en las barras de Ioffe adyacentes tienen la misma intensidad

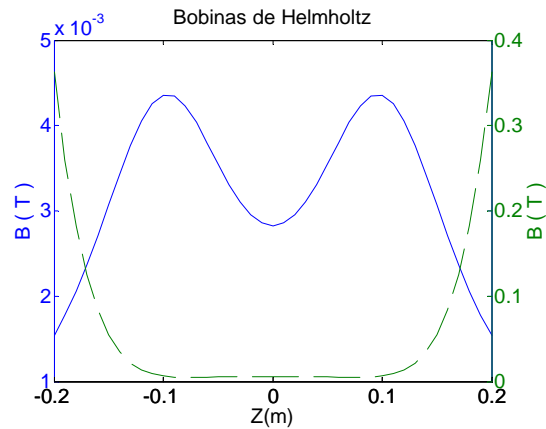


Fig. 2 La línea discontinua muestra el valor del campo magnético con la aproximación de Taylor. Entre las bobinas el campo se mantiene constante, que es justo lo que se necesita para atrapar los átomos. La línea continua es el perfil del campo magnético para las dos bobinas que están separadas a una distancia igual al diámetro de la bobina.

Para obtener el campo magnético generado por una espira es necesario calcular el potencial vectorial \mathbf{A} sobre cada elemento del bucle:

$$A_{\theta}(r, z) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{R \cos \theta d\theta}{\sqrt{R^2 + r^2 + z^2 - 2Rr \cos \theta}}, \quad (1)$$

donde I es la corriente total que circula a través de cada espira y R es el radio de la espira, respectivamente. Si asumimos una simetría axial, necesitaremos únicamente la componente acimutal. Aplicando la fórmula $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, el campo magnético en coordenadas cilíndricas se expresa como la componente radial $B_r(r, z) = -\frac{\partial A_{\theta}}{\partial z}$ y la componente axial $B_z(r, z) = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r}(rA_{\theta}) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right)$ de los campos magnéticos.

El campo magnético estático se calculó para dos bobinas del radio R colocados perpendicular al eje z y centrados en $z = z_{ij}$, ($j=1,2$). Las dos bobinas transportan corrientes iguales en el mismo sentido y las componentes radial y axial del campo son [8,9]:

$$B_r(r, z) = -\frac{\mu_0 I (z - z_{ij})}{4\pi r \sqrt{(r+R)^2 + (z - z_{ij})^2}} \left[K(k^2) - \frac{R^2 + r^2 + (z - z_{ij})^2}{\sqrt{(r-R)^2 + (z - z_{ij})^2}} E(k^2) \right] \quad (2)$$

$$B_z(r, z) = \frac{\mu_0 I}{4\pi \sqrt{(r+R)^2 + (z-z_{ij})^2}} \left[K(k^2) + \frac{r^2 + (z-z_{ij})^2 - R^2}{\sqrt{(r-R)^2 + (z-z_{ij})^2}} E(k^2) \right] \quad (3)$$

Aquí se han utilizadas las siguientes relaciones de funcionales entre las integrales elípticas $\frac{dK(k)}{dk} = \frac{E(k)}{k(1-k^2)} - \frac{K(k)}{k}$, $\frac{dE(k)}{dk} = \frac{E(k)-K(k)}{k}$

Donde $E(k)$ y $K(k)$ son las integrales elípticas con el argumento

$$k^2 = \frac{4Rr}{(r+R)^2 + (z-z_{ij})^2} \quad (4)$$

En las ecuaciones (2-4) $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ y R es el radio de las bobinas.

El campo magnético estático generado por las corrientes de las barras de Ioffe, crea un campo magnético cuadrupolar lineal en el plano transversal x - y dada por la fórmula

$$B_{Bars} = B'(x, -y, 0) \quad (5)$$

donde B' es el gradiente del campo en la dirección transversal, $r_i = \sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}$, x_i y y_i son las posiciones de las barras de Ioffe desplazados del centro del eje z , ($i=1,2,3,4$), $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ (T m)/A es la permeabilidad magnética en el vacío. Las corrientes en las barras adyacentes de Ioffe llevan corrientes opuestas de la misma magnitud.

3. Modelo matemático del potencial efectivo para la retención de los átomos fríos

El confinamiento transversal se provee por las barras de Ioffe (5), mientras que el confinamiento longitudinal es provisto por las bobinas de Helmholtz, que llevan corrientes iguales en la misma dirección y están separados simétricamente. Utilizando la expansión de Taylor para un sistema cilíndrico simétrico podemos determinar el campo magnético en todo el espacio [14]:

$$B(r, z) = B_0(0,1) + B_1\left(-\frac{r}{2}, z\right) + \frac{B_2}{2}\left(-rz, z^2 - \frac{r^2}{2}\right) + \frac{B_3}{6}\left(\frac{3r^3}{8} - \frac{3r^2z}{2}, z^3 - \frac{3r^2z}{2}\right) + \frac{B_4}{24}\left(\frac{3r^3z}{2} - 2rz^3, z^4 - 3r^2z^2 + \frac{3r^4}{8}\right) \quad (6)$$

donde $B_n = \frac{\partial^n B}{\partial z^n} \Big|_{(0,0)}$

El par de Bobinas de Helmholtz va a generar un campo magnético de segundo orden de acuerdo a Ec. (6)

$$B(x, y, z) = B_0(0,0,1) + \frac{B''}{2}\left(-xz, -yz, z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2)\right) \quad (7)$$

donde B'' es la curvatura del campo de captura longitudinal. La magnitud del campo magnético debido a este par de bobinas, tiene la propiedad tal que el potencial magnético confina a los átomos en la dirección axial, causando repulsión en la dirección radial.

El campo magnético total de la trampa de Ioffe-Pritchard necesario para retener los átomos alcalinos está dada por la suma de los campos de las barras de Ioffe (5) y las bobinas de Helmholtz (7) dada por la siguiente fórmula:

$$B_{\text{trap}}(x, y, z) = B_0(0,0,1) + B'(x,-y,0) + \frac{B''}{2} \left(-xz, -yz, z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \right) \quad (8)$$

La configuración del campo de Ioffe-Pritchard resuelve el problema de la pérdida de partículas por el cambio repentino de las direcciones de los espines de los átomos ("spin flips"), por medio del campo magnético constante B_0 generado por las bobinas de Helmholtz, como se muestra en la Fig. 2 con la línea discontinua. El valor del campo B_0 a lo largo del eje z para dos bobinas de radio R , separados por una distancia $d/2$ desde el centro del sistema de coordenadas cartesianas está dada por la fórmula:

$$\mathbf{B}_0(0,0,z) = \left(\frac{4}{5} \right)^{3/2} \frac{N\mu_0 I}{R} \hat{\mathbf{z}} \quad (9)$$

El campo de Ioffe necesario para suprimir el "spin flips", es del orden de milligauss. Sin embargo, en la práctica, por cuestiones técnicas se usa un campo de aproximadamente de $B_0 \approx 1G$ [10]. La adiabaticidad de la trampa, requiere que el movimiento de los átomos sea lo suficientemente lento, para que el ángulo θ entre el espín y el campo magnético externo varíe lentamente con respecto a la frecuencia de Larmor $\omega_L = m_F g_F \mu_B |\mathbf{B}| / \hbar$. Es decir, la frecuencia de precesión de los átomos (ω_{at}) sea menor a la frecuencia de Larmor $\omega_{at} < \omega_L$.

Una buena aproximación de la magnitud del campo magnético generado por la combinación de los campos de las cuatro barras de Ioffe y el par de bobinas de Helmholtz es por lo tanto [15]

$$B = \sqrt{\left(B_0 + \frac{B''}{2} \left(z^2 - \frac{x^2 + y^2}{2} \right) \right)^2 + B'^2 (x^2 + y^2)} \quad (10)$$

Utilizando la aproximación de Taylor obtenemos la magnitud del campo magnético

$$B = B_0 + \frac{B''_r}{2} (x^2 + y^2) + \frac{B''_z}{2} z^2, \quad (11)$$

donde las constantes B_0 , B''_r y B''_z corresponden a las curvaturas axial y radial,

$$B''_r = \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \text{ y } B''_z = B'' \text{ de los campos magnéticos, donde } B'' = (B')^2 / B_0.$$

4. Simulación computacional del campo magnético

Se llevó a cabo la simulación de la trampa magnética de Ioffe-Pritchard (Fig. 1) descrita anteriormente. Se realizó una comparación de los resultados obtenidos usando los programas Matlab y Comsol y se analizó la diferencia entre estas dos aproximaciones. El software Comsol simula los datos tomando en cuenta el grosor de los conductores, así como el ancho de las bobinas, a diferencia del Matlab donde se lleva a cabo la graficación de los datos obtenidos analíticamente. A continuación se presenta el análisis y los valores del campo requerido para evitar el "spin flips"

(inversión repentina) de los átomos del BEC. El experimento computacional se realizó de acuerdo a las siguientes condiciones: la distancia entre el centro de las bobinas es de 0.145m, el radio de la bobina de 0.115m, el grosor de la bobina de 0.095m. El centro de la trampa se ubica en el origen del sistema de coordenadas cartesianas. Las cuatro barras de Ioffe fueron colocadas a 0.06m del eje de la bobina (eje z), igualmente espaciados. Se analizaron diferentes posiciones entre las bobinas, así como las barras de Ioffe y diferentes valores de corriente para ajustar el valor deseado del campo magnético axial y obtener un campo aproximado de 1 G(Gauss), para lograr evitar el fenómeno del "spin flips".

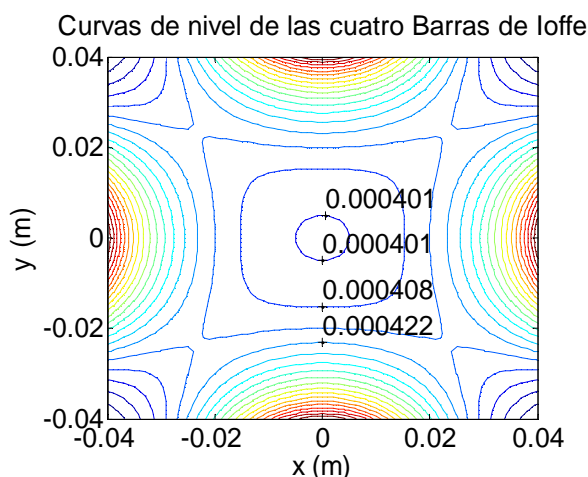


Fig. 3 Las curvas de nivel generadas por las corrientes de $I=30A$ en las Barras de Ioffe colocadas a 0.06m del eje z de la bobina. Las corrientes en las barras adyacentes se circulan en

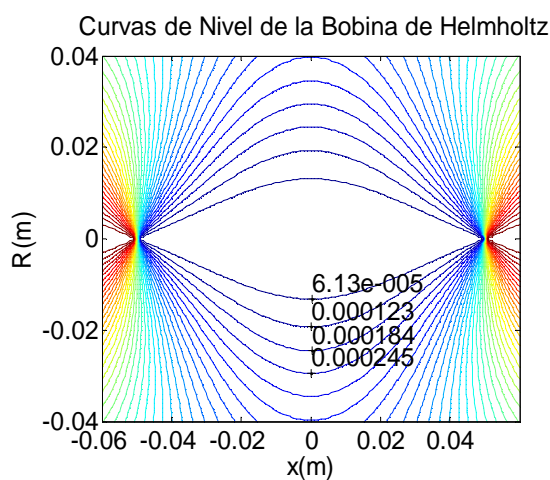


Fig. 4 Las curvas de nivel generadas por las corrientes de $I=1A$, que circulan en la misma dirección en las Bobinas de Helmholtz, realizados en Matlab.

En la Fig. 3 se muestran las curvas de nivel para las cuatro barras de Ioffe, donde el campo cuadrupolar en el centro es de 4 G aproximadamente. En la Fig. 4 las curvas de nivel corresponden a las bobinas de Helmholtz, cuyas corrientes circulan en el mismo dirección y en cuyo centro el campo magnético es de 0.6 G. La Fig. 5 muestra las líneas del campo correspondientes a la trampa de Ioffe-Pritchard. Las bobinas tienen un enrollamiento de 100 vueltas, el diámetro del conductor de 2mm y una corriente de 1 A. Las barras de Ioffe transportan una corriente de 30 A. La combinación de los dos campos genera un aumento del campo magnético en el centro de las Bobinas como muestra la Fig. 6, donde el valor del campo es de 10 G, ejecutados en Comsol.

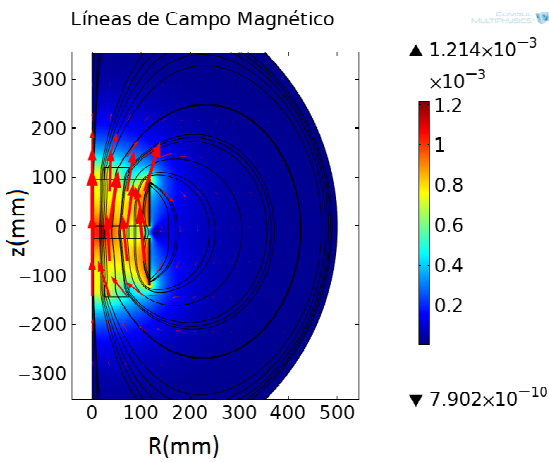


Fig. 5. Las líneas del campo magnético de la trampa de Ioffe-Prichard. Las corrientes son: $I=1A$ en la bobina y $I=30A$ en las barras de Ioffe.

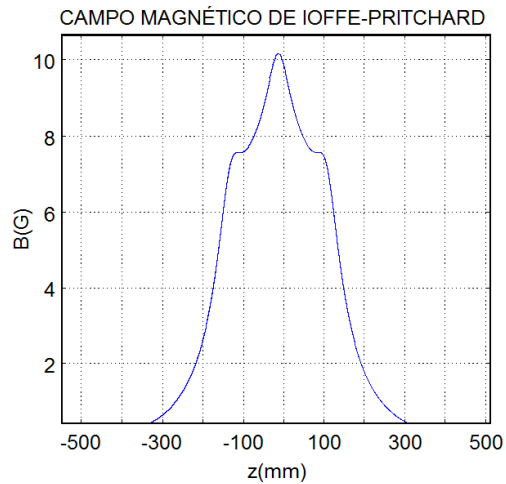


Fig. 6 El perfil del campo magnético generado por las corrientes en la Bobina de $I=1A$, y en las barras de Ioffe de $I=30A$.

En la Fig. 7 se muestran las líneas del campo magnético paralelas entre las bobinas, necesarias para que los átomos puedan seguir adiabáticamente las líneas del campo magnético, para evitar el “spin flips”. En la Fig. 8 se muestra el valor del campo, que permite atrapar los átomos y es del orden de 1 G, llevados a cabo en Comsol.

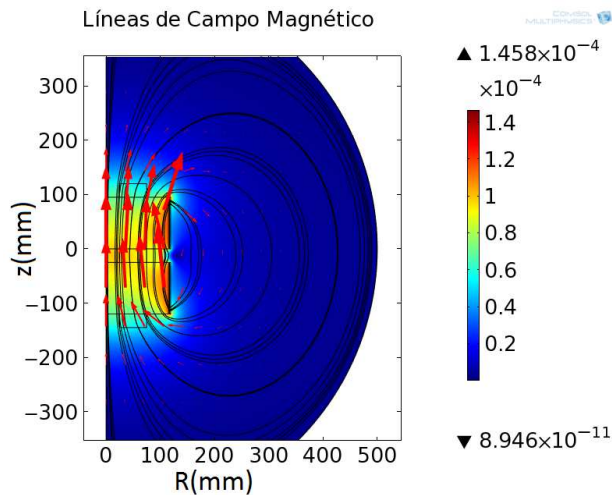


Fig. 7. Las líneas del campo magnético homogéneas en el eje de la bobina, la corriente en las bobinas es de 240mA, y en las barras de Ioffe de 1A, obteniéndose un campo de 1G.

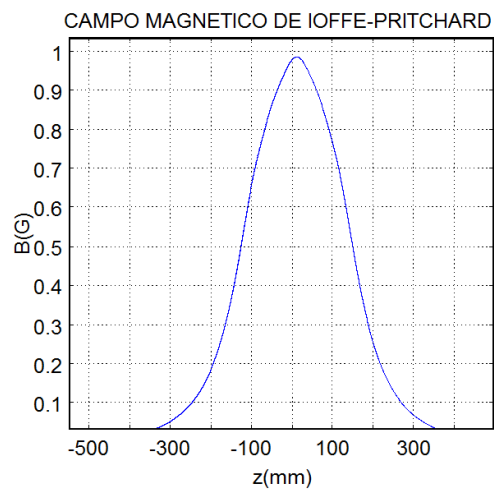


Fig. 8. El perfil del campo magnético, necesario para la retención de los átomos, de acuerdo a las corrientes indicadas en la fig. 7.

5. Conclusión

Se llevó a cabo el estudio de la trampa de Ioffe-Pritchard para diferentes valores de separación entre las bobinas, así como varias posiciones de las barras de Ioffe, para ajustar los valores del campo magnético en el centro de la trampa. Variando las corrientes en las bobinas así como el número de enrollamiento, se logró ajustar el valor planeado del campo magnético. Lo más importante es que se analizó el valor de la corriente para evitar el sobrecalentamiento de los conductores.

Las barras de Ioffe se utilizan para evitar un fenómeno no deseado, el "spin flips", que resulta en los átomos abandonan la trampa en la parte radial. De esta manera se puede obligar a los átomos a regresar al centro de la trampa. Por lo tanto, la trampa de Ioffe-Pritchard permite controlar confinamiento de los átomos tanto en la parte axial y en la parte radial, ajustando los valores de las corrientes.

6. Referencia

- [1] S. N. Bose. *Z. Phys.* 26, 178 (1924).
- [2] A. Einstein, *Zur Quantentheorie des idealen Gases*. Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss., Bericht **3**, 18 (1925).
- [3] M. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapour.*, *Science* **269**, 198 (1995).
- [4] K. B. Davis, M-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle, *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [5] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollet, and R. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, *Phys. Rev. Lett* **75**, 1687 (1995).
- [6] M. Wouters and V. Savona, *Superfluidity of a nonequilibrium Bose-Einstein Condensate of Polaritons*, *Phys. Rev. B* **82**, 054508 (2010).
- [7] D. Hunger et al, *Resonant Coupling of a Bose-Einstein Condensate to a Micromechanical Oscillator*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 143002 (2010).
- [8] D. Xiong, P. Wang, Zh. Fu, and J. Zhang, *Transport of Bose-Einstein condensate in QUIC trap and separation of trapping spin states.*, *Optics Express* **18**, 1649 (2010).
- [9] T. Bergeman, G. Erez, H. J. Metcalf, *Magnetostatic Trapping fields for neutral atoms*, *Phys. Rev. A* **35**, 1535 (1987).
- [10] T. Fernholz, R. Gerritsma, S. Whitlock, I. Barb, and R. J. C. Spreeuw, *Fully permanent magnet atom chip for Bose-Einstein condensation*, *Phys. Rev. A* **77**, 033409 (2008)
- [11] G.-B. Jo, Y. Shin, S. Will, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, and D. E. Pritchard, *Long Phase Coherence Time and Number Squeezing of Two Bose-Einstein Condensates on an Atom Chip*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 030407 (2007).
- [12] R. A. Vicencio, J. Brand, and S. Flach., *Fano Blockade by a Bose-Einstein Condensate in an Optical Lattice*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 184102 (2007).
- [13] R. Gati, *Bose-Einstein Condensates in a Single Double Well Potential*, Thesis, Mayo 2007.
- [14] Preparation and manipulation of an 87Rb Bose-Einstein condensate. Thesis, Noviembre 1999. University of Sussex.
- [15] Bose-Einstein condensates in magnetic double well potential, Thorsen Schumm, thesis, 2005, L'université Paris.

