

Los gases cuánticos de fermiones ultrafríos como sistemas modelo de física de la materia condensada

L. Tarruell

Predecir el estado fundamental, las excitaciones o la evolución temporal de un sistema cuántico constituido por un gran número de partículas es, sin lugar a dudas, un problema complejo, que en muchos casos no puede ser resuelto ni analíticamente ni numéricamente. En 1981, Richard Feynman propuso la idea de utilizar para este fin un *simulador cuántico*: un sistema cuántico, altamente controlable, y que estuviese descrito por las mismas ecuaciones que el sistema físico que se deseara describir. En la visión de Feynman, realizando medidas sobre el sistema modelo en distintos regímenes de parámetros se podrían responder preguntas planteadas por el sistema original, y resolver así problemas intratables con otros métodos [1]. Durante la última década, la noción de simulación cuántica se ha hecho realidad gracias al desarrollo experimental de sistemas cuánticos cada vez más controlables y que se pueden utilizar para este fin. Una de las plataformas experimentales más prometedoras en esa dirección son los *gases cuánticos ultrafríos*.

Cuando hablamos de gases cuánticos ultrafríos nos referimos a gases de átomos muy diluidos, con densidades n del orden de 10^{13} - 10^{14} átomos/cm³. Estos sistemas pueden prepararse en el régimen de degeneración cuántica, de forma que la longitud de onda térmica de De Broglie asociada a la agitación térmica de los átomos $\lambda_{th} = h/\sqrt{2mk_B T}$ sea del orden de la distancia entre partículas $d \sim n^{-1/3}$. En esta expresión, h es la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann, m la masa del átomo y T la temperatura del gas. Claramente, alcanzar el régimen $n\lambda_{th}^3 \gtrsim 1$ en un gas tan diluido requiere enfriarlo a temperaturas extremadamente bajas, típicamente decenas de nK.

La primera etapa de este proceso está basada en el enfriamiento láser, recompensado con el premio Nobel de física en 1997 [2]. Utiliza las técnicas que S. Chu, C. Cohen-Tannoudji y W. Phillips, entre otros, desarrollaron en los años 80 para enfriar un gas utilizando la fuerza de presión de radiación ejercida sobre los átomos por haces láser de longitud de onda próxima a la de una transición atómica. La idea es muy sencilla. Un átomo que absorbe un fotón retrocede en la dirección del láser que lo ilumina. Si utilizamos no uno, sino dos haces contra-propagantes de frecuencias ligeramente inferiores a la de la transición atómica, la combinación de la presión de radiación y el efecto Doppler —que hace que el haz que se propaga en sentido opuesto al átomo esté más cerca de reso-

nancia— dan lugar a una fuerza total sobre el átomo de sentido opuesto a su velocidad (Figura 1a). Esta fuerza de fricción reduce pues la velocidad de los átomos del gas, enfriándolo. El efecto puede completarse añadiendo láseres en las tres direcciones del espacio, y un gradiente de campo magnético que atrape los átomos mientras se enfrían. Aunque este método es muy eficiente, no permite sin embargo alcanzar temperaturas arbitrariamente bajas. Las fluctuaciones de la fuerza de presión de radiación inducidas por la emisión espontánea de fotones provocan un calentamiento residual del gas. El límite lo fija la energía de retroceso asociada a la emisión de un fotón, de varios centenares de nK.

Para alcanzar temperaturas más bajas es necesario atrapar el gas en una trampa “oscura”, donde los átomos ya no absorban fotones. Una de las más utilizadas es la trampa magnética, que utiliza el hecho de que un átomo tiene un

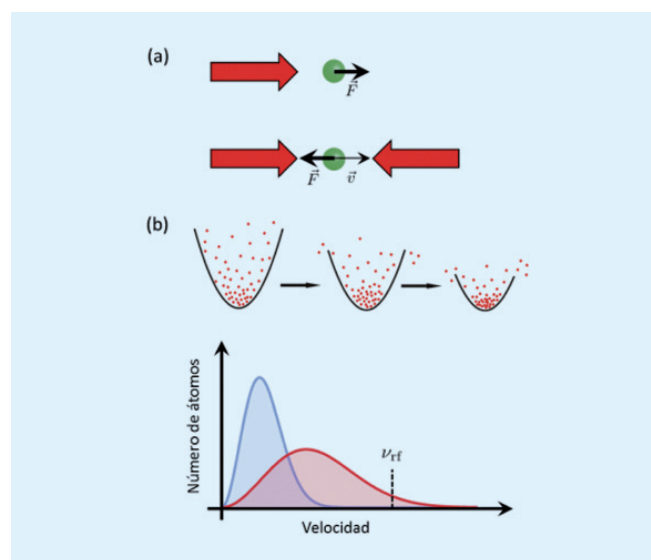


Fig. 1. Técnicas de enfriamiento utilizadas para preparar gases cuánticos ultrafríos. **(a)** El enfriamiento láser está basado en la fuerza de presión de radiación que un haz láser de frecuencia próxima a la de una transición atómica ejerce sobre un átomo. Utilizando no uno, sino dos láseres contrapropagantes y de frecuencia inferior a la de la transición, es posible generar una fuerza de fricción que reduce la velocidad del gas, enfriándolo. **(b)** Enfriamiento por evaporación de un gas atrapado en una trampa magnética. Los átomos más energéticos del sistema son eliminados selectivamente utilizando una onda radiofrecuencia que los transfiere a un estado no atrapado, truncando así la distribución inicial de velocidades del gas (en rojo). El sistema se equilibra a una temperatura más baja (en azul).

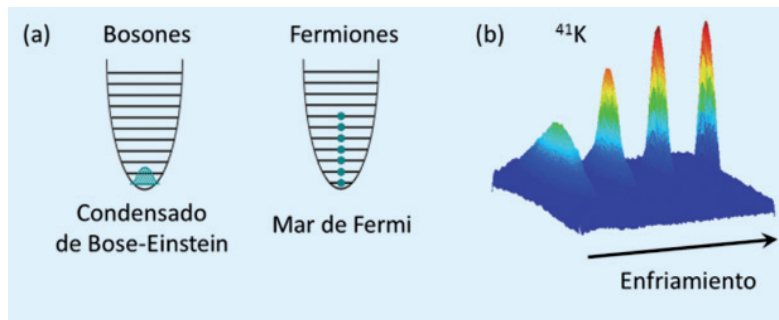


Fig. 2. Estadísticas cuánticas. **(a)** El estado fundamental de un gas en el régimen de degeneración cuántica está determinado por el espín de los átomos. Los bosones (de espín entero) se acumulan todos en el nivel energético más bajo de trampa, formando un condensado de Bose-Einstein. Los fermiones (de espín semientero) ocupan sucesivamente los distintos niveles de energía, con un solo átomo por nivel, constituyendo un mar de Fermi. **(b)** Primer condensado de Bose-Einstein español, observado en ICFO exactamente 20 años después del experimento de E. Cornell y C. Wieman en JILA. Al enfriar un gas de ^{41}K se observa la aparición de un pico de velocidad nula en la distribución de velocidades del gas, correspondiente al condensado.

momento magnético $\vec{\mu}$ proporcional a su momento angular intrínseco (o espín). Existe por lo tanto una energía potencial de interacción dipolar magnética $E_{\text{pot}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$, que permite atrapar los átomos en un mínimo espacial del campo magnético a condición de que $\vec{\mu}$ y \vec{B} sean antiparalelos. El gas en esta trampa se enfría por evaporación, eliminando selectivamente los átomos más energéticos y dejando que el conjunto se equilibre a una temperatura más baja. Para ello se utiliza una onda radiofrecuencia que permita transferir estos átomos a un estado donde $\vec{\mu}$ y \vec{B} sean paralelos. En ese caso, la fuerza magnética los expulsará de la trampa, “evaporándolos” (Figura 1b).

Combinando el enfriamiento láser y el enfriamiento por evaporación es posible alcanzar el régimen de degeneración cuántica. El sistema se comporta entonces de forma muy distinta en función de que el espín de los átomos sea entero o semientero. En el caso de átomos de espín entero, o bosones, la entrada en el régimen cuántico va acompañada de una transición de fase hacia un estado superfluido donde los átomos ocupan el estado fundamental de la trampa: un *condensado de Bose-Einstein*. Este fenómeno fue observado por primera vez en 1995 por los equipos de E. Cornell y C. Wieman en JILA, y de W. Ketterle en MIT (premio Nobel de física 2001) [3]. Para átomos de espín semientero, o fermiones, el estado fundamental del sistema está determinado por el principio de exclusión de Pauli, que impide que dos fermiones idénticos ocupen el mismo estado cuántico. Los átomos ocupan sucesivamente los estados de energía más baja de la trampa, con un átomo por nivel y por estado de espín, formando un *mar de Fermi* (Figura 2).

La observación en 1999 del primer gas de fermiones ultrafríos en el régimen de degeneración cuántica en el grupo de D. Jin, en JILA [4], proporcionó el ingrediente esencial para simular física de materiales utilizando gases cuánticos. La idea

clave es sustituir los electrones de un sólido por átomos fermiónicos, y su espín por dos estados internos del átomo. Por otra parte, es bien sabido que las interacciones entre electrones juegan un papel esencial en la emergencia de fenómenos colectivos en física del estado sólido, como la superconductividad (resultado del apareamiento de los electrones debido a su interacción atractiva, propagada por los fonones) o el orden magnético. En el régimen ultrafrío, las interacciones entre los átomos se producen a través de su colisión directa, y pueden describirse a través de un solo parámetro: la llamada longitud de dispersión, que determina la sección eficaz de esas colisiones. En la práctica, su magnitud y signo pueden controlarse experimentalmente con gran precisión utilizando un campo magnético constante, empleando las llamadas resonancias de Feshbach. De esta forma, es posible simular tanto interacciones repulsivas (análogas a la repulsión coulombiana de los electrones) como atractivas (como en los superconductores). Por ejemplo, utilizando un gas de fermiones en dos estados de espín con interacciones atractivas, los grupos de D. Jin y W. Ketterle observaron en 2004 la aparición de una fase superconductor, pero en un régimen de interacciones mucho más fuertes, muy complicada de describir teóricamente [5]. Quince años después, la simulación cuántica de este sistema sigue constituyendo una de las líneas más activas del campo.

La estructura cristalina de un sólido determina muchas de sus propiedades. En los experimentos de gases cuánticos se puede simular su efecto utilizando la interferencia de dos haces láser contrapropagantes, que da lugar a una onda estacionaria con un perfil de intensidad periódico: una sucesión de franjas brillantes y oscuras. Cuando la longitud de onda de esos láseres es mucho mayor que la de las transiciones atómicas, el campo eléctrico \vec{E} de los láseres simplemente induce en cada átomo un dipolo eléctrico $\vec{d} = \frac{1}{2}\alpha\vec{E}$, donde el coeficiente de proporcionalidad entre ambos es la polarizabilidad atómica $\alpha > 0$. La energía potencial de interacción entre ambos es proporcional a la intensidad luminosa, ya que $E_{\text{pot}} = -\vec{d} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{2}\alpha|\vec{E}|^2$ y crea un potencial periódico para los átomos (Figura 3a). El espectro de energía de un átomo en este cristal de luz, conocido como red óptica, está constituido por bandas de energía separadas por gaps. Ajustando el número de átomos atrapados en la red es posible controlar el llenado de las bandas y, como demostró en 2005 el grupo de T. Esslinger en Zúrich, simular metales o aislantes, según que las bandas estén semillenas o completamente ocupadas [6].

Haciendo interferir no solo dos sino varios haces láser, y ajustando adecuadamente sus ángulos de incidencia, longitudes de onda, intensidades y polarizaciones, es posible realizar básicamente cualquier estructura cristalina. La figura 3b mues-

tra como ejemplo una red óptica de geometría ajustable que permite estudiar en un mismo montaje experimental redes cuadradas, triangulares, hexagonales, dimerizadas, etc. El estudio de gases cuánticos en redes ópticas con estructuras de banda complejas y de propiedades interesantes en ausencia de interacciones es actualmente un área de investigación en plena expansión. Un ejemplo curioso es la realización de grafeno artificial con gases cuánticos, donde átomos fermiónicos ultrafríos permiten simular partículas relativistas descritas por la ecuación de Dirac [7]. Otra línea de investigación muy activa es el desarrollo de métodos que permitan simular en estos sistemas campos magnéticos muy intensos, dando acceso a la física del efecto Hall cuántico, o sistemas análogos a los aislantes topológicos.

En presencia de interacciones entre los átomos, un gas de Fermi en dos estados internos y atrapado en una red óptica realiza de forma esencialmente perfecta el modelo de Hubbard, introducido originalmente para describir la física de materiales fuertemente correlacionados (como los superconductores de alta temperatura crítica). En un sistema de Hubbard los átomos ocupan únicamente la banda de menor energía de la red, y pueden pasar de un pozo del potencial al vecino por efecto túnel (de amplitud t). Dos fermiones en el mismo estado interno nunca pueden ocupar el mismo pozo, debido al principio de exclusión de Pauli. Por otra parte, si dos fermiones de espines opuestos ocupan el mismo pozo, interactúan entre sí con una energía U (que se ajusta a valores positivos para simular la repulsión existente entre los electrones). La figura 4a resume estos procesos.

Cuando el llenado de la banda es en promedio de un átomo por pozo, el estado fundamental del sistema en ausencia de interacciones corresponde a un metal: el gas está completamente deslocalizado sobre la red, minimizando así la energía cinética de los átomos. Si las interacciones dominan, sin embargo, los átomos tienden a localizarse ocupando cada uno un pozo distinto. En efecto, el sistema evita así el coste energético U de tener pozos doblemente ocupados. El gas está entonces en una fase *aislante de Mott*: un aislante inducido por las interacciones, y no por la presencia de una banda de energía llena. Ajustando o bien la profundidad de la red óptica (que controla la amplitud del efecto túnel t), o bien la fuerza de las interacciones U , los gases cuánticos permiten estudiar de forma controlada la evolución del sistema entre estos dos regímenes extremos, como demostraron en 2008 los grupos de T. Esslinger en Zúrich e I. Bloch en Mainz [8]. Hace unos meses, el grupo de M. Greiner en Harvard ha observado cómo a temperaturas suficientemente bajas, los átomos de un aislante de Mott se ordenan antiferromagnéticamente [9]: cada átomo de espín $+1/2$ se rodea de átomos de espín $-1/2$, y viceversa, ya que

esto reduce su energía (Figura 4b). Esto abre la puerta a la simulación cuántica de fases superconductoras a alta temperatura crítica, que deberían

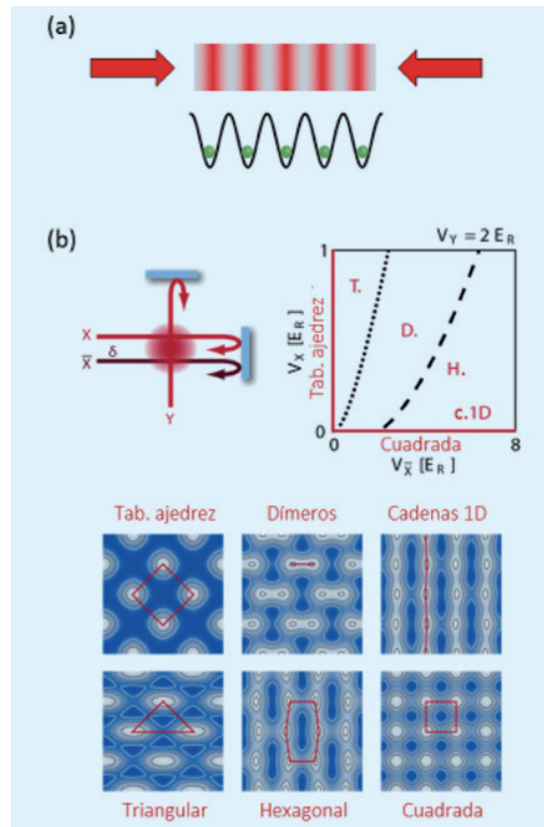


Fig. 3. Redes ópticas. **(a)** El potencial óptico generado por la interferencia de haces láser de longitud de onda muy superior a la de las transiciones atómicas crea un potencial periódico para los átomos, que se colocan en los máximos de intensidad de la luz. **(b)** Eligiendo adecuadamente la frecuencia e intensidad de los haces se puede realizar prácticamente cualquier tipo de estructura cristalina. En el diagrama la profundidad del potencial V creado por cada onda estacionaria está expresado en unidades de la energía de retroceso $E_r = \hbar^2 / 2m\lambda^2$. (Imagen adaptada de la ref. [7]).

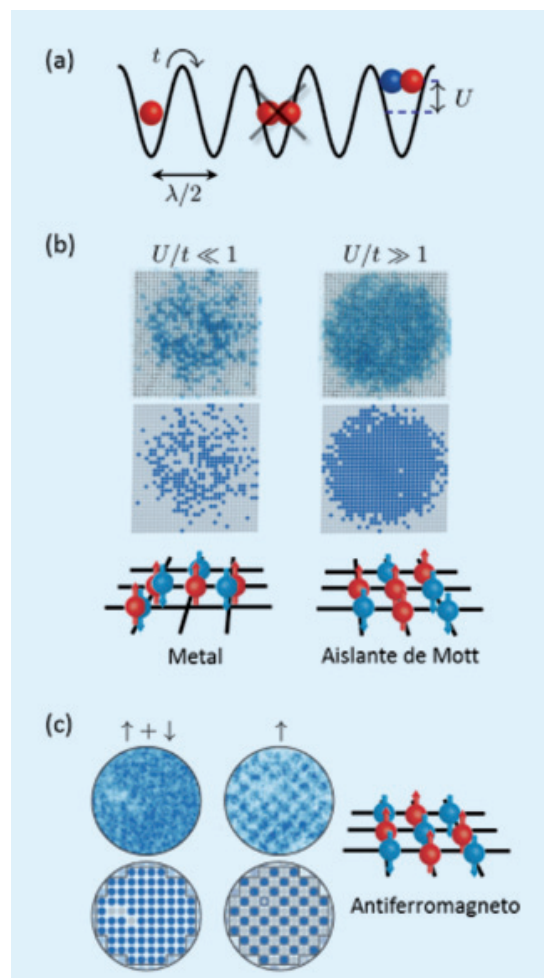


Fig. 4. Simulación cuántica del modelo de Hubbard. **(a)** En este modelo muy simplificado de un sólido dos fermiones de espín opuesto interactúan con una energía repulsiva U solo cuando ocupan el mismo pozo de potencial, mientras que pueden pasar de un pozo a otro por efecto túnel t . **(b)** y **(c)** La distancia entre los pozos de la red, de centenas de nm, permite medir directamente su ocupación detectando la fluorescencia emitida por los átomos cuando son iluminados con un láser resonante con una transición atómica utilizando un microscopio óptico de alta resolución. El sistema puede comportarse como un metal, un aislante de Mott o un antiferromagneto dependiendo del valor de t , U y la temperatura. (Imágenes del grupo de M. Greiner, adaptadas de las ref. [9, 10]).

aparecer cuando el sistema se dopa con átomos o huecos adicionales.

En conclusión, este artículo presenta algunas de las líneas de investigación actuales en el campo de los gases cuánticos: gases de átomos ultradiluidos y ultrafríos que, siguiendo la visión de Feynman, pueden utilizarse como simuladores cuánticos para la física de muchos cuerpos cuánticos en interacción. Cuando los átomos utilizados son fermiónicos, estos sistemas permiten realizar sólidos artificiales libres de imperfecciones, y cuyos parámetros pueden ser controlados de forma extremadamente precisa. Además, proporcionan nuevas posibilidades de detección y dan acceso a regímenes de parámetros extremos, inaccesibles en sólidos. Los experimentos de los últimos años nos muestran que, sin lugar a dudas, es posible estudiar física de la materia condensada en sistemas muy distintos, complementarios a los materiales tradicionales.

Referencias

- [1] R. P. FEYNMAN, "Simulating physics with computers", *Int. J. Theor. Phys.* **21**, 467488 (1982).
- [2] S. CHU, "Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles", *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998); C. N. COHEN-TANNOUDJI, "Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons", *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998); W. D. PHILLIPS, "Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms", *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998).
- [3] E. A. CORNELL y C. E. WIEMAN, "Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments", *Rev. Mod. Phys.* **74**, 875 (2002); W. KETTERLE, "Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser", *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).
- [4] B. DEMARCO y D. S. JIN, "Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas", *Science* **285**, 1703 (1999).
- [5] C. A. REGAL, M. GREINER y D. S. JIN, "Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs", *Phys. Rev. Lett.* **92**, 040403 (2004); M. W. ZWIERLEIN, C. A. STAN, C.H. SCHUNCK, S. M. F. RAUPACH, A. J. KERMAN y W. Ketterle, "Condensation of Pairs of Fermionic Atoms Near a Feshbach Resonance", *Phys. Rev. Lett.* **92**, 120403 (2004).
- [6] M. KÖHL, H. MORITZ, T. STÖFERLE, K. GÜNTER y T. ESSLINGER, "Fermionic Atoms in a Three Dimensional Optical Lattice: Observing Fermi Surfaces, Dynamics, and Interactions", *Phys. Rev. Lett.* **94**, 080403 (2005).
- [7] L. TARRUELL, D. GREIF, T. UEHLINGER, G. JOTZU y T. ESSLINGER, "Creating, moving and merging Dirac points with a Fermi gas in a tunable honeycomb lattice", *Nature* **483**, 302 (2012).
- [8] R. JÖRDENS, N. STROHMAIER, K. GÜNTER, H. MORITZ, y T. ESSLINGER, "A Mott insulator of fermionic atoms in an optical lattice", *Nature* **455**, 204 (2008); U. SCHNEIDER, L. HACKERMÜLLER, S. WILL, Th. Best, I. BLOCH, T. A. COSTI, R. W. HELMES, D. RASCH y A. ROSCH, "Metallic and Insulating Phases of Repulsively Interacting Fermions in a 3D Optical Lattice", *Science* **322**, 1520 (2008).
- [9] A. MAZURENKO, C. S. CHIU, G. JI, M. PARSONS, M. KANASZ-NAGY, R. SCHMIDT, F. GRUSDY, E. DEMLER, D. GREIF y M. GREINER, "A cold-atom Fermi-Hubbard antiferromagnet", *Nature* **545**, 462 (2017).
- [10] D. GREIF, M. F. PARSONS, A. MAZURENKO, C. S. CHIU, S. BLATT, F. HUBER, G. JI y M. GREINER, "Site-resolved imaging of a fermionic Mott insulator", *Science* **351**, 953 (2016).



L. Tarruell
 ICFO-Institut de Ciències
 Fotoniques, The Barcelona Institute
 of Science and Technology,
 Castelldefels (Barcelona), España