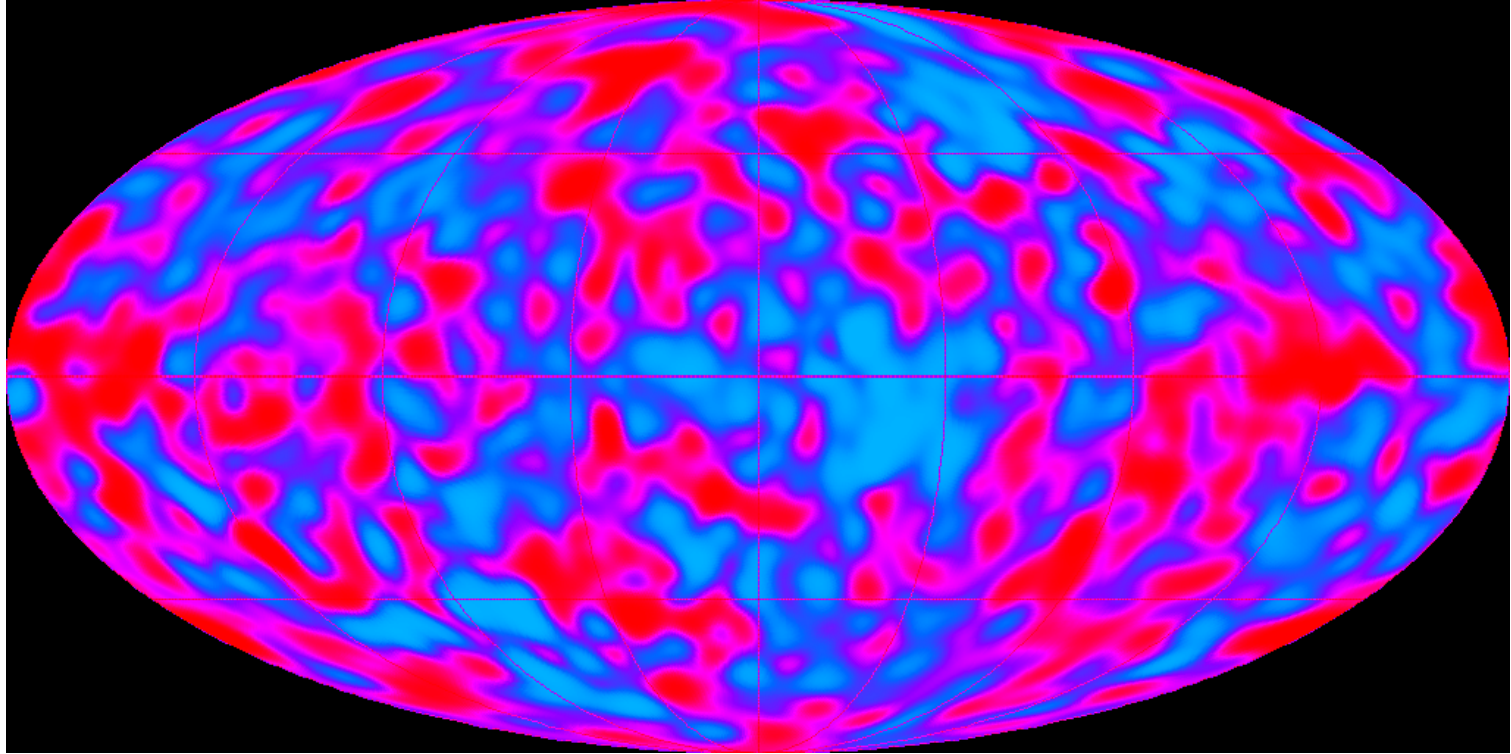


Introduction to cold atoms

André-Marie Tremblay



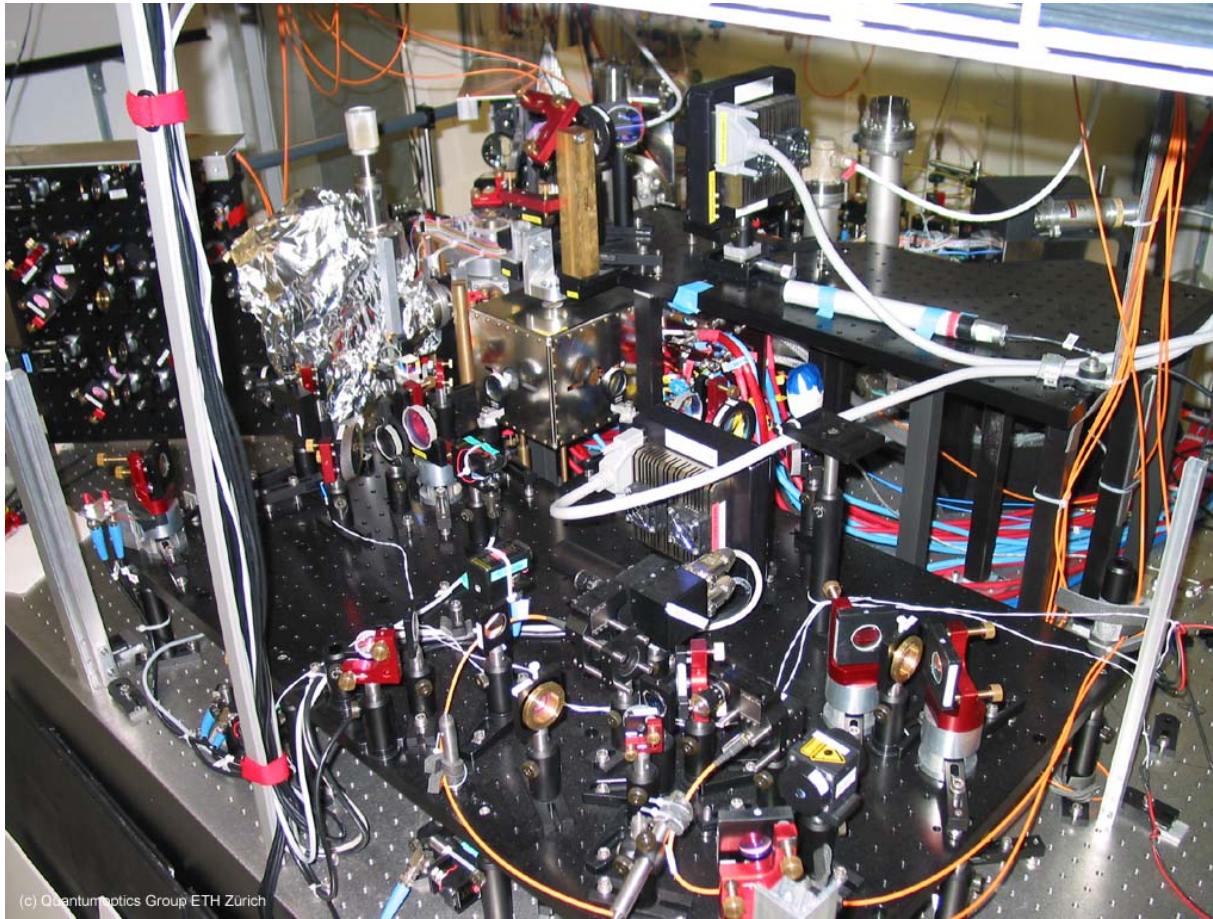
Outer space. Is it really cold?



The following image just shows the reduced map (i.e., both the dipole and Galactic emission subtracted). The cosmic microwave background fluctuations are extremely faint, only one part in 100,000 compared to the 2.73 degree Kelvin average temperature of the radiation field. The cosmic microwave background radiation is a remnant of the Big Bang and the fluctuations are the imprint of density contrast in the early universe. The density ripples are believed to have given rise to the structures that populate the universe today: clusters of galaxies and vast regions devoid of galaxies. http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dmr_image.cfm



The coldest place in the universe

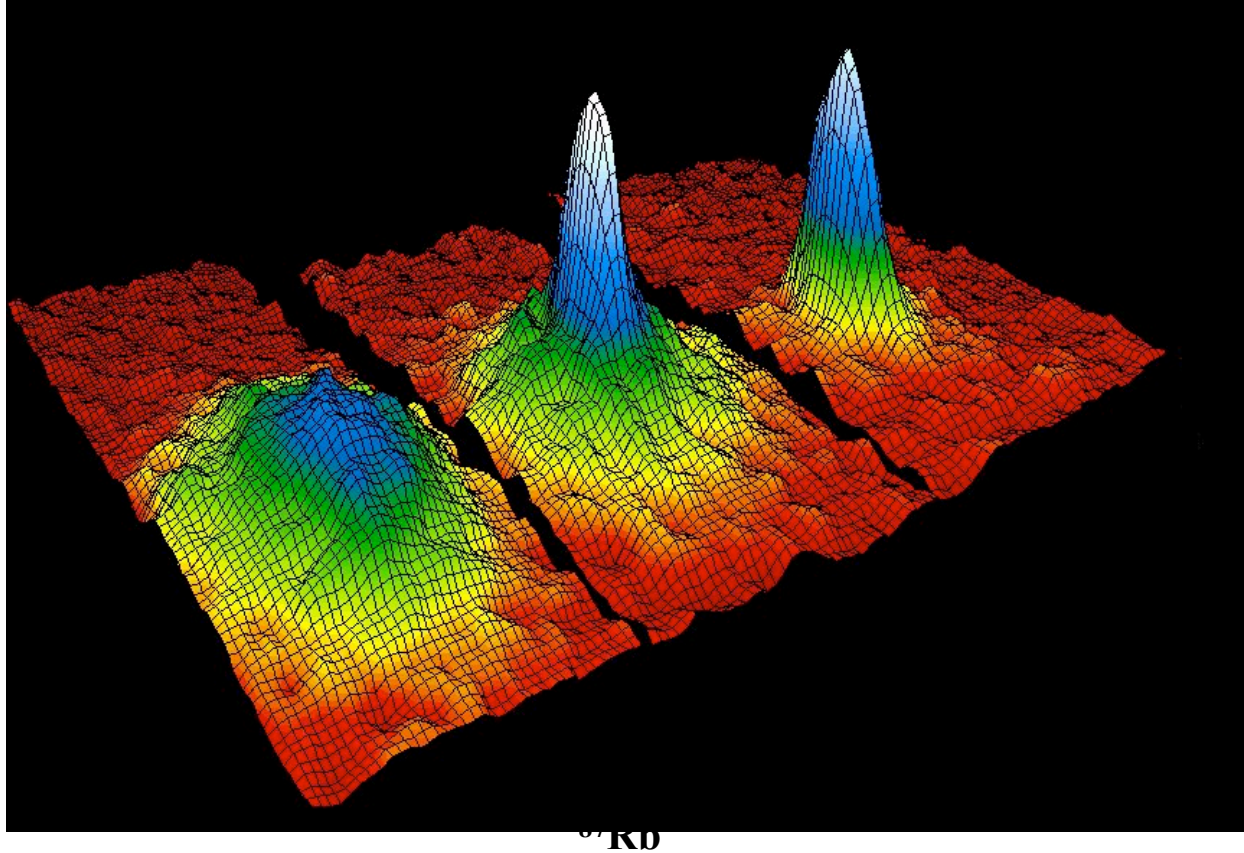


Laser setup.
More than 10 diode lasers at wavelengths of 766 nm, 780 nm, and 830 nm to generate laser light for atom cooling, trapping and manipulation.

<http://www.quantumoptics.ethz.ch/>



The coldest place in the universe



ANDERSON MH, ENSHER JR, MATTHEWS MR, WIEMAN CE, CORNELL EA
OBSERVATION OF BOSE-EINSTEIN CONDENSATION IN A DILUTE ATOMIC VAPOR

SCIENCE 269 (5221): 198-201 JUL 14 1995

Outreach: <http://www.colorado.edu/physics/2000/bec/>



Why is it useful?

- Observation of Bose-Einstein condensation (1925-1995).
- Modelisation in cosmology :
 - Neutron stars
 - Primordial quarks
- Modelisation of condensed matter:
 - Metal-insulator transition induced by interactions
 - High temperature superconductivity
- Quantum computers



Outline

- Cooling mechanism
- A refresher in quantum mechanics and statistical physics
 - De Broglie wavelength
 - Bosons and fermions
- Collective phenomena in cold atoms
 - Bose-Einstein condensation (bosons) (BEC)
 - Controlling interactions between atoms (Feshbach)
 - Superconductivity (fermions) (BCS)
 - BEC-BCS crossover



Lasers that cool ?

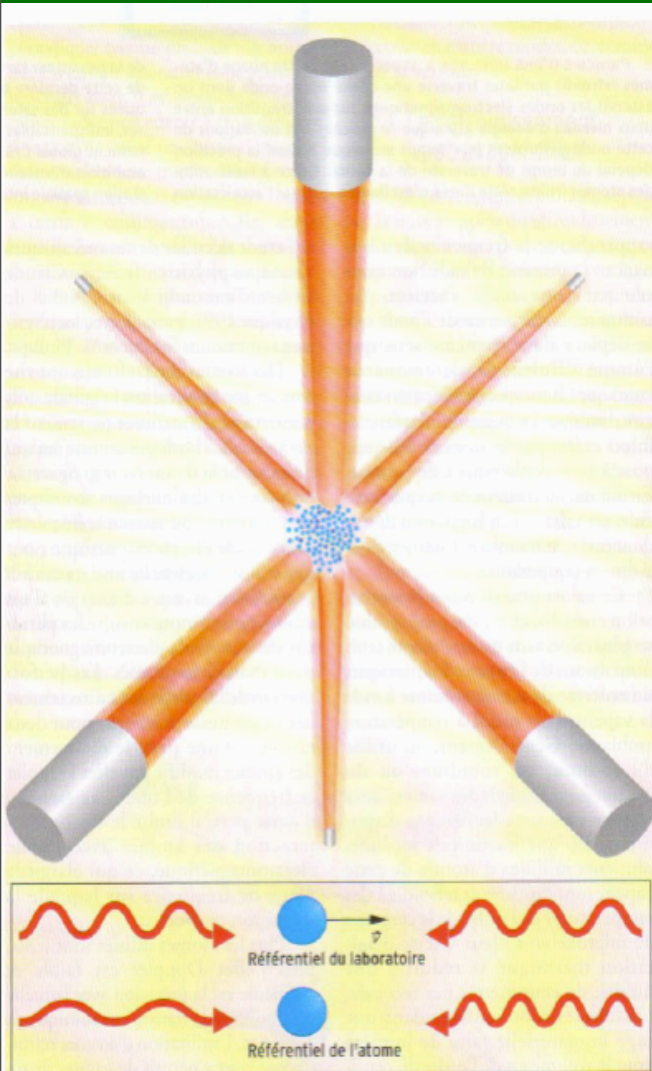


1. LA PRESSION DE RADIATION exercée par la lumière du soleil est un des effets qui façonne la queue des comètes. Les grains de poussière éjectés par la comète sont balayés par le souffle lumineux (ici la comète de Hale-Bopp en 1997).

Radiation pressure and comet tails (Kepler)
(Not the only contribution)

Absorption of a yellow photon by Na:
Speed decreases 3cm per seconde
(Compare with ~500 meters per second
at room T)

Optical molasse

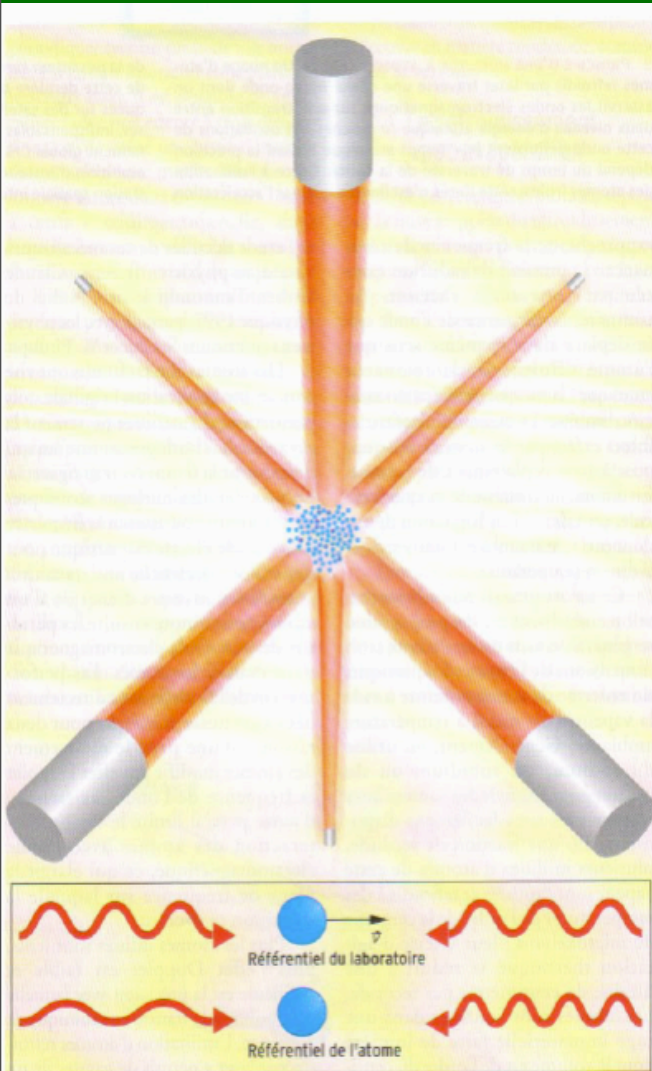


2. DES ATOMES SONT REFROIDIS dans une mélasse optique produite au point de convergence de six faisceaux laser (*en haut*). Si l'on considère une seule direction de l'espace, un atome au repos est éclairé par deux faisceaux laser identiques. Lorsque l'atome est en mouvement, les fréquences apparentes des deux faisceaux diffèrent en raison de l'effet Doppler (*en bas*). Si la fréquence des faisceaux laser est accordée juste en dessous de la fréquence de transition électronique, l'atome absorbera préférentiellement des photons du faisceau venant à sa rencontre. Il en résulte une force opposée à la vitesse de l'atome qui agit comme une force de friction.

Guéry-Odelin-Dalibard



Optical molasse



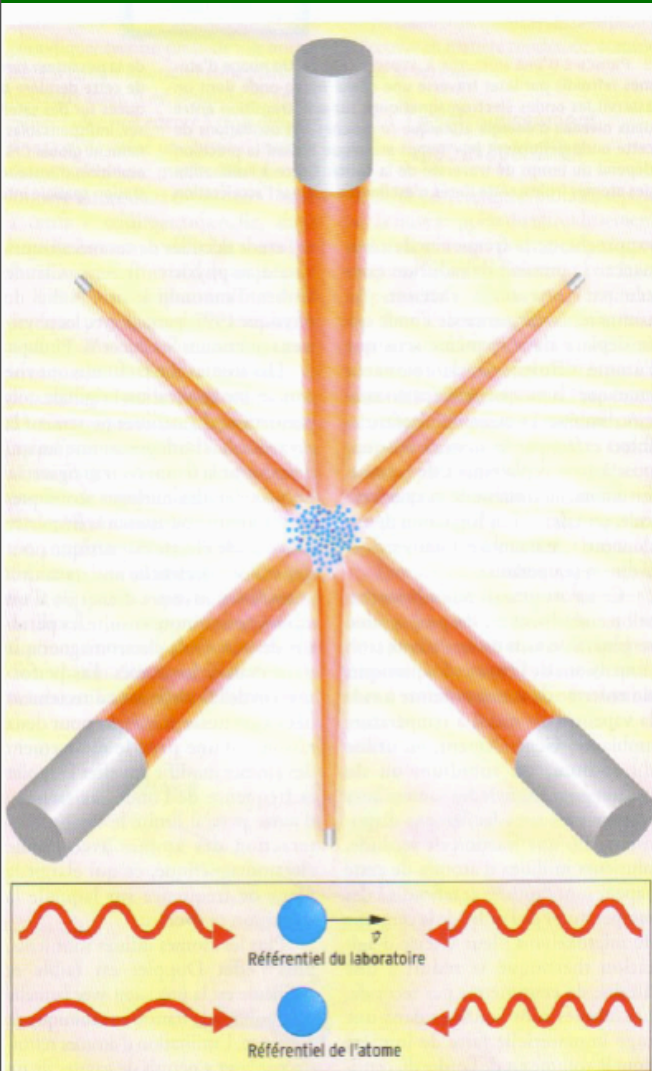
- 1983 W. Phillips. Jets of alkali atoms $1000 \text{ m/s} \rightarrow 10 \text{ cm/s}$

2. DES ATOMES SONT REFROIDIS dans une mélasse optique produite au point de convergence de six faisceaux laser (*en haut*). Si l'on considère une seule direction de l'espace, un atome au repos est éclairé par deux faisceaux laser identiques. Lorsque l'atome est en mouvement, les fréquences apparentes des deux faisceaux diffèrent en raison de l'effet Doppler (*en bas*). Si la fréquence des faisceaux laser est accordée juste en dessous de la fréquence de transition électronique, l'atome absorbera préférentiellement des photons du faisceau venant à sa rencontre. Il en résulte une force opposée à la vitesse de l'atome qui agit comme une force de friction.

Guéry-Odelin-Dalibard



Optical molasse



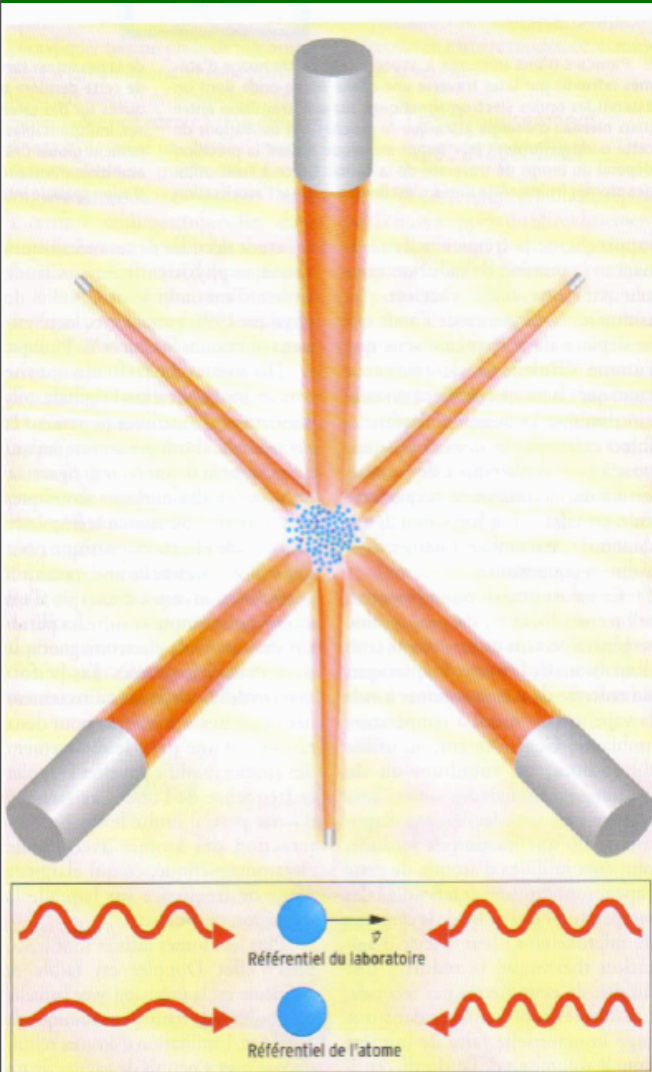
- 1983 W. Phillips. Jets of alkali atoms $1000 \text{ m/s} \rightarrow 10 \text{ cm/s}$
- Absorption every 30 ns (lifetime $\sim 10 \text{ ns}$)

2. DES ATOMES SONT REFROIDIS dans une mélasse optique produite au point de convergence de six faisceaux laser (*en haut*). Si l'on considère une seule direction de l'espace, un atome au repos est éclairé par deux faisceaux laser identiques. Lorsque l'atome est en mouvement, les fréquences apparentes des deux faisceaux diffèrent en raison de l'effet Doppler (*en bas*). Si la fréquence des faisceaux laser est accordée juste en dessous de la fréquence de transition électronique, l'atome absorbera préférentiellement des photons du faisceau venant à sa rencontre. Il en résulte une force opposée à la vitesse de l'atome qui agit comme une force de friction.

Guéry-Odelin-Dalibard



Optical molasse



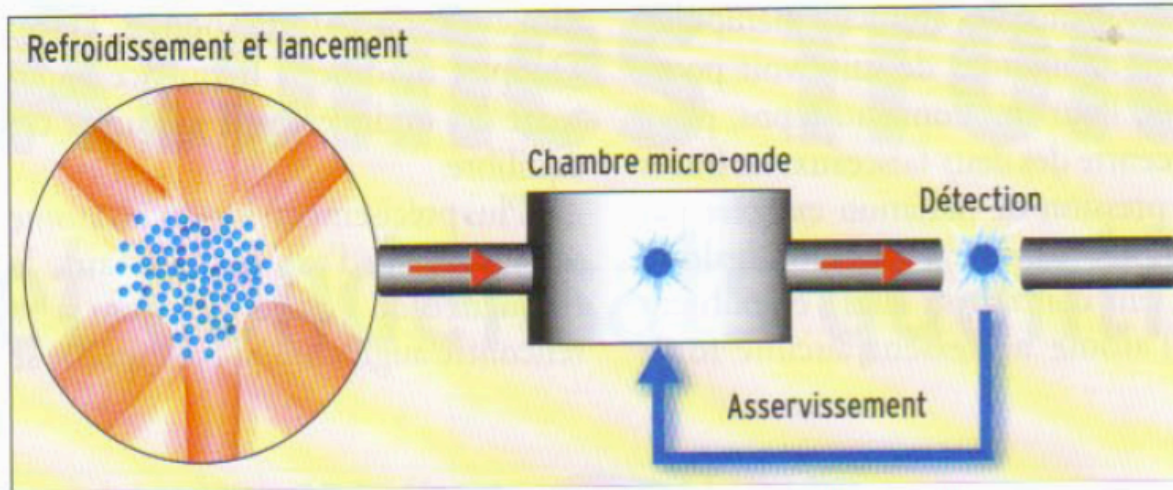
- 1983 W. Phillips. Jets of alkali atoms 1000 m/s $\rightarrow$ 10 cm/s
- Absorption every 30 ns (lifetime $\sim$ 10 ns)
- Deceleration = 100,000 g
 - Cohen-Tannoudji, Chu, Phillips, Nobel 1997

2. DES ATOMES SONT REFROIDIS dans une mélasse optique produite au point de convergence de six faisceaux laser (*en haut*). Si l'on considère une seule direction de l'espace, un atome au repos est éclairé par deux faisceaux laser identiques. Lorsque l'atome est en mouvement, les fréquences apparentes des deux faisceaux diffèrent en raison de l'effet Doppler (*en bas*). Si la fréquence des faisceaux laser est accordée juste en dessous de la fréquence de transition électronique, l'atome absorbera préférentiellement des photons du faisceau venant à sa rencontre. Il en résulte une force opposée à la vitesse de l'atome qui agit comme une force de friction.

Guéry-Odelin-Dalibard

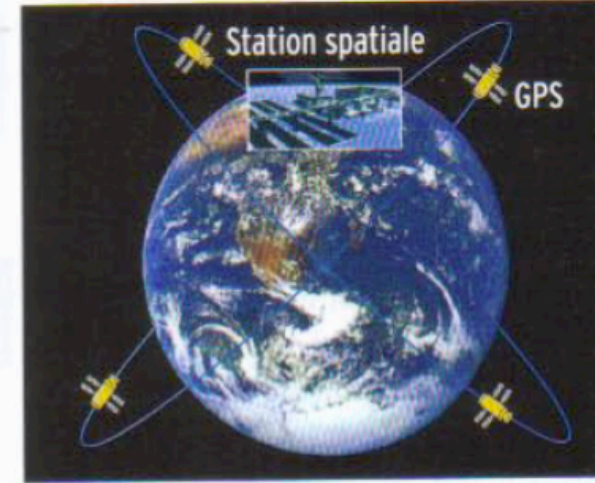


Application in metrology

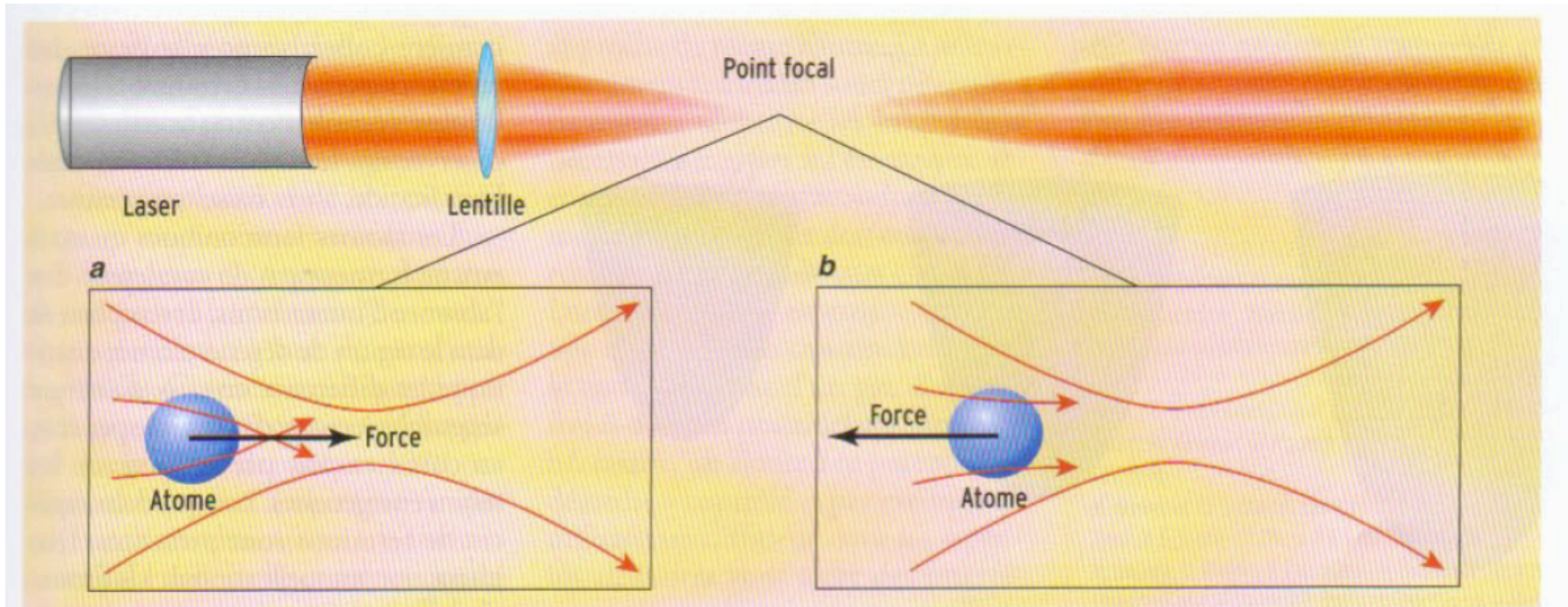


3. PRINCIPE D'UNE HORLOGE À ATOMES FROIDS. Un nuage d'atomes refroidis par laser traverse une cavité micro-onde dont on asservit les ondes électromagnétiques sur une transition entre deux niveaux d'énergie atomique (à gauche). Les oscillations de cette onde définissent le « temps atomique » dont la précision dépend du temps de traversée de la cavité. Grâce à l'utilisation des atomes froids, cette durée n'est limitée que par l'accélération

de la pesanteur terrestre (les atomes tombent...). On s'affranchit de cette dernière dans l'espace. Les horloges atomiques embarquées sur des satellites permettent des mesures de temps précises, indispensables au fonctionnement des systèmes de positionnement global GPS (à droite). Le projet européen PHARAO a pour ambition d'installer prochainement ce type d'horloge dans une station spatiale internationale.



Dipolar trap (second stage, off-resonance)

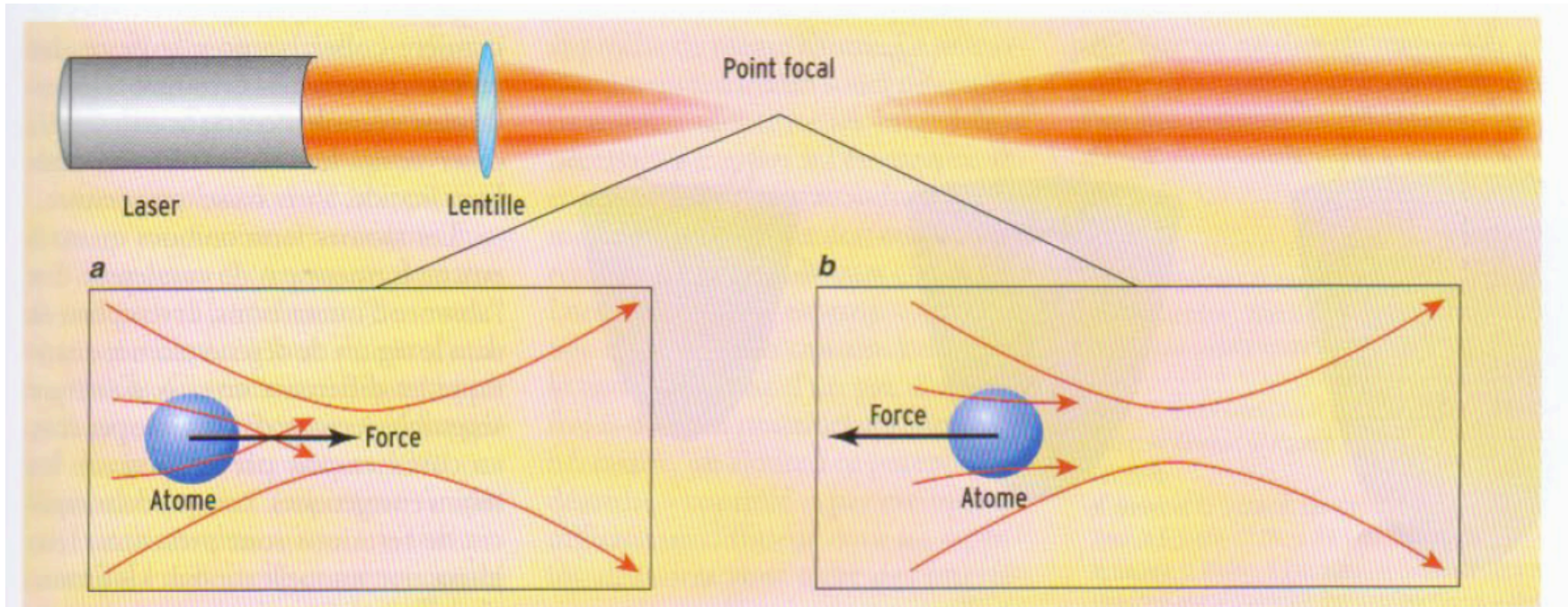


4. UN PIÈGE DIPOLAIRE SIMPLE est conçu en utilisant un laser unique focalisé par une lentille convergente. L'intensité du faisceau va croître jusqu'au point focal, puis s'atténuer progressivement. Sous l'effet de ce gradient lumineux, un atome va subir une force dite dipolaire. Si la fréquence du laser est plus petite que la

fréquence de résonance atomique, l'atome se retrouve attiré vers les zones de forte intensité (a). Ainsi, l'atome est piégé dans un puits de potentiel au niveau du point focal. À l'inverse, si la fréquence du laser est plus élevée que la fréquence de résonance, l'atome s'éloigne des zones de forte intensité (b).

Laser frequency $>$ atomic resonance $\rightarrow$ repelled by large intensity

Dipolar trap (second stage, off-resonance)



4. UN PIÈGE DIPOLAIRE SIMPLE est conçu en utilisant un laser unique focalisé par une lentille convergente. L'intensité du faisceau va croître jusqu'au point focal, puis s'atténuer progressivement. Sous l'effet de ce gradient lumineux, un atome va subir une force dite dipolaire. Si la fréquence du laser est plus petite que la

fréquence de résonance atomique, l'atome se retrouve attiré vers les zones de forte intensité (a). Ainsi, l'atome est piégé dans un puits de potentiel au niveau du point focal. À l'inverse, si la fréquence du laser est plus élevée que la fréquence de résonance, l'atome s'éloigne des zones de forte intensité (b).

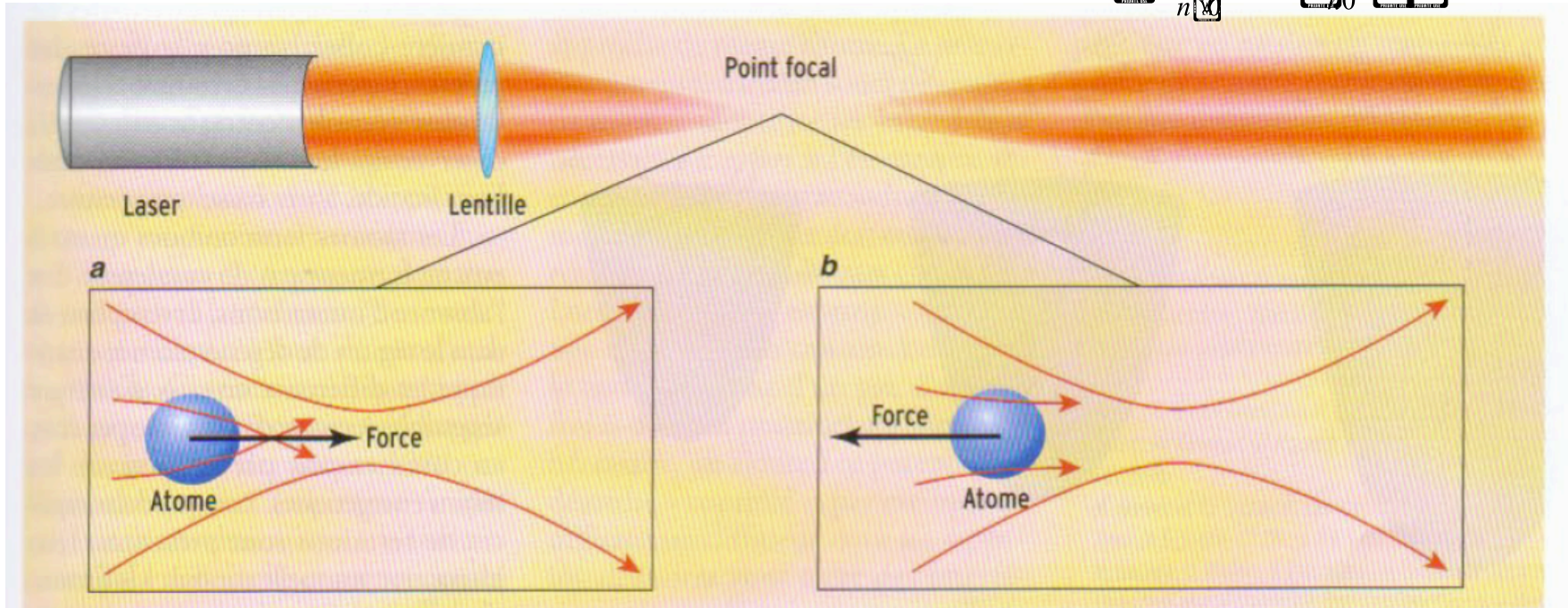
Laser frequency $>$ atomic resonance $\rightarrow$ repelled by large intensity
There exists also magnetic traps (min. B)

Guéry-Odelin-Dalibard



Dipolar trap (second stage, off-resonance)

$$U = -\frac{2e^2}{n} \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{\omega_0^2} \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{\omega_0^2} \frac{z}{\omega_0^2} \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{\omega_0^2}.$$



4. UN PIÈGE DIPOLAIRE SIMPLE est conçu en utilisant un laser unique focalisé par une lentille convergente. L'intensité du faisceau va croître jusqu'au point focal, puis s'atténuer progressivement. Sous l'effet de ce gradient lumineux, un atome va subir une force dite dipolaire. Si la fréquence du laser est plus petite que la

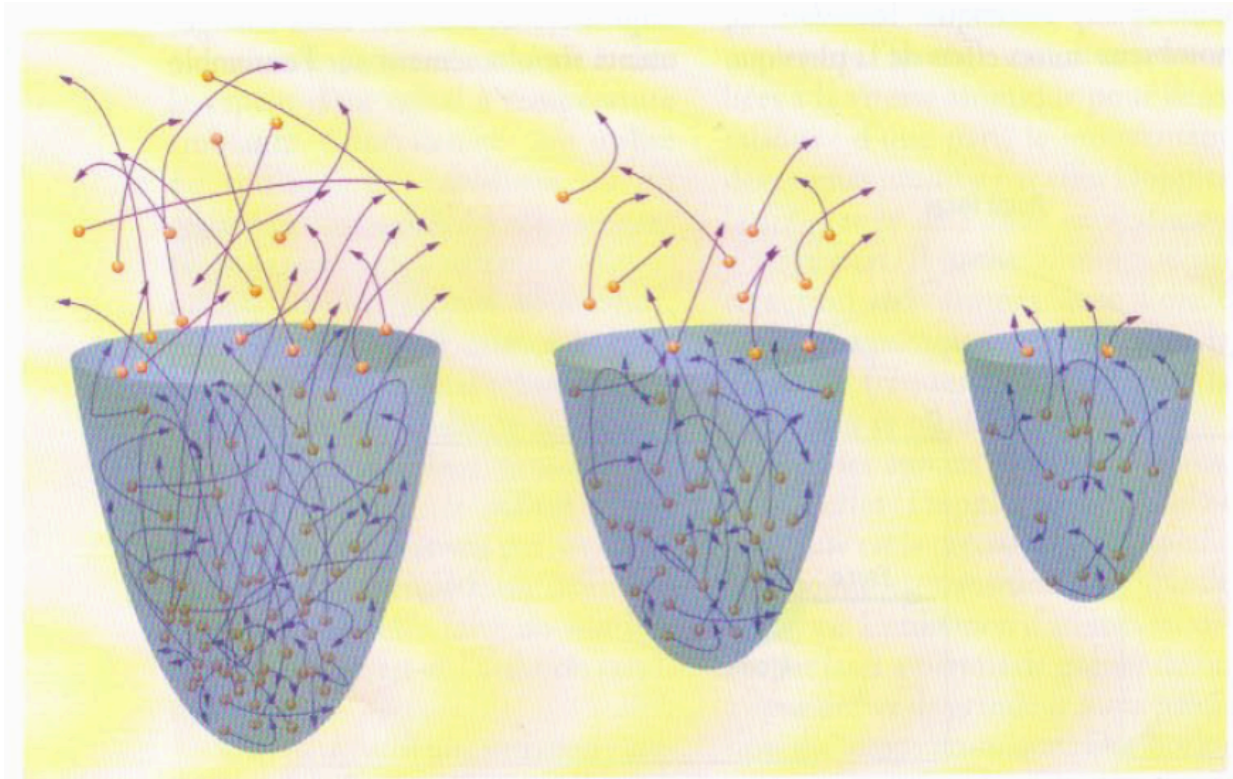
fréquence de résonance atomique, l'atome se retrouve attiré vers les zones de forte intensité (a). Ainsi, l'atome est piégé dans un puits de potentiel au niveau du point focal. À l'inverse, si la fréquence du laser est plus élevée que la fréquence de résonance, l'atome s'éloigne des zones de forte intensité (b).

Laser frequency > atomic resonance → repelled by large intensity
There exists also magnetic traps (min. B)

Guéry-Odelin-Dalibard



Cooling by evaporation

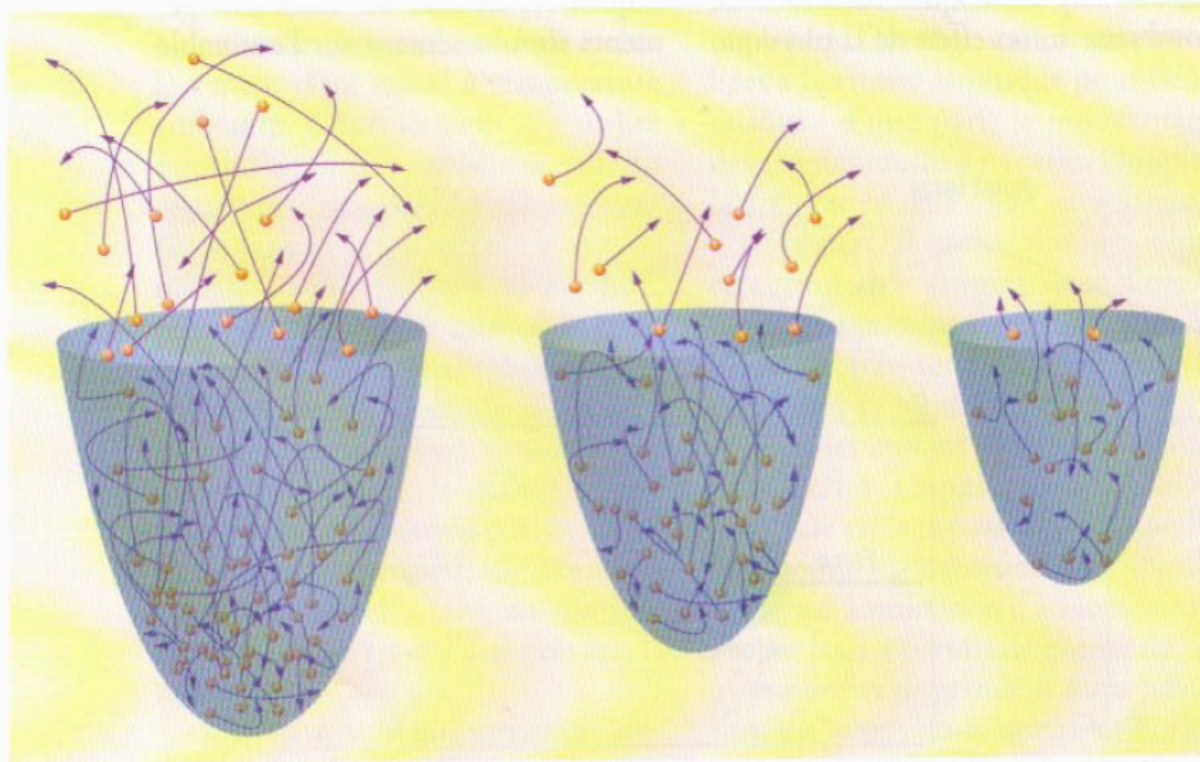


5. REFROIDISSEMENT DES ATOMES PAR ÉVAPORATION. Des faisceaux laser forment un piège à atomes selon toutes les directions de l'espace. En diminuant la puissance lumineuse de chaque faisceau (*de gauche à droite*), on diminue l'intensité du piège. Les atomes les plus énergétiques s'échappent, ce qui permet de ne garder, au fond du piège, que les atomes les plus froids.

Guéry-Odelin-Dalibard



Cooling by evaporation



5. REFROIDISSEMENT DES ATOMES PAR ÉVAPORATION. Des faisceaux laser forment un piège à atomes selon toutes les directions de l'espace. En diminuant la puissance lumineuse de chaque faisceau (*de gauche à droite*), on diminue l'intensité du piège. Les atomes les plus énergétiques s'échappent, ce qui permet de ne garder, au fond du piège, que les atomes les plus froids.

Sacrifice 2/3 of
atoms (or much
more,
999/1000 to reach
degeneracy
temperature (where
quantum effects
appear))

Guéry-Odelin-Dalibard



Outline

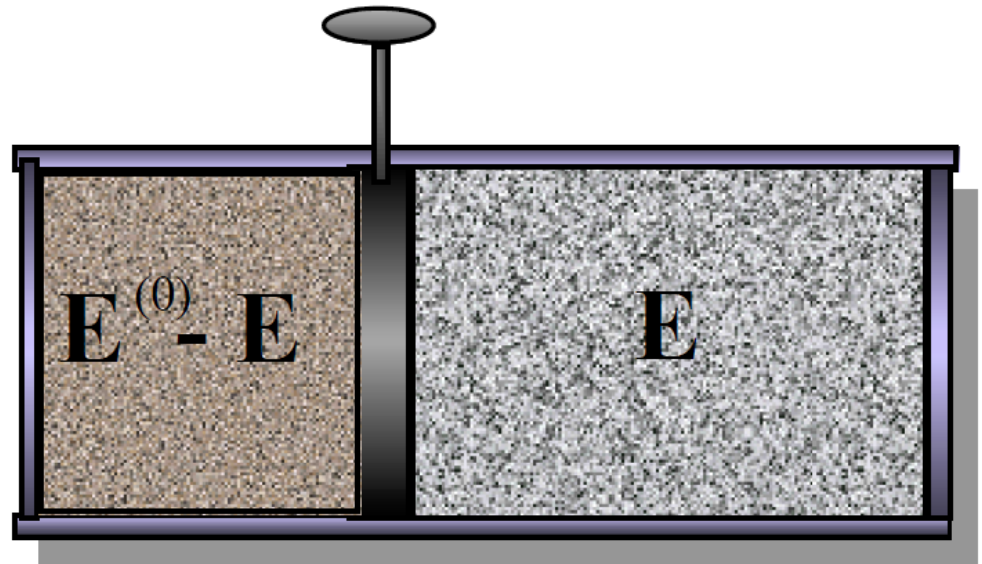
- Cooling mechanism
- A refresher in quantum mechanics and statistical physics
 - De Broglie wavelength
 - Bosons and fermions
- Collective phenomena in cold atoms
 - Bose-Einstein condensation (bosons) (BEC)
 - Controlling interactions between atoms (Rés. Feshbach)
 - Superconductivity (fermions) (BCS)
 - BEC-BCS crossover



Statistical physics

- Counting states

$$\Omega(E) \Omega'(E')$$



$$\left. \frac{\partial \ln \Omega(E)}{\partial E} = \frac{\partial \ln \Omega'(E')}{\partial E'} \right|_{E' = E^{(0)} - E}$$

$$k_B T \equiv \frac{1}{\beta} = \left[\frac{\partial \ln \Omega(E)}{\partial E} \right]^{-1}$$

Counting states

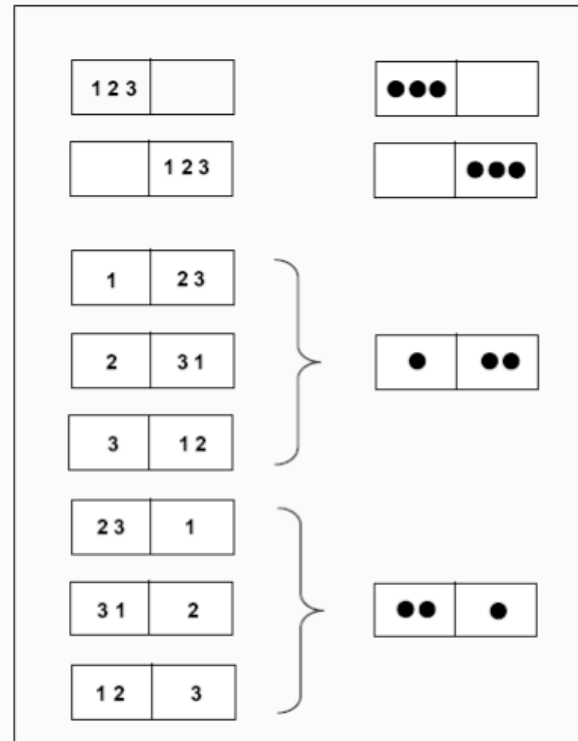
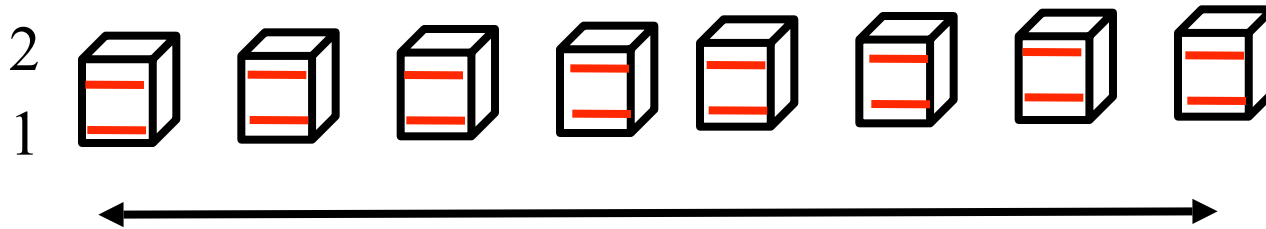


FIG. 1 – Etats microscopiques de 3 particules identiques réparties dans 2 cellules. La partie de gauche de la figure correspond au cas où les 3 particules sont discernables et repérées par un numéro; la partie de droite au cas où les particules sont indiscernables.

Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë

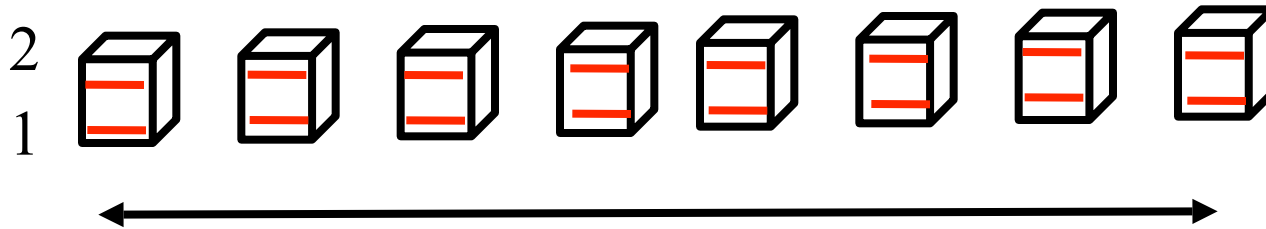
Bosons



M copies of the system

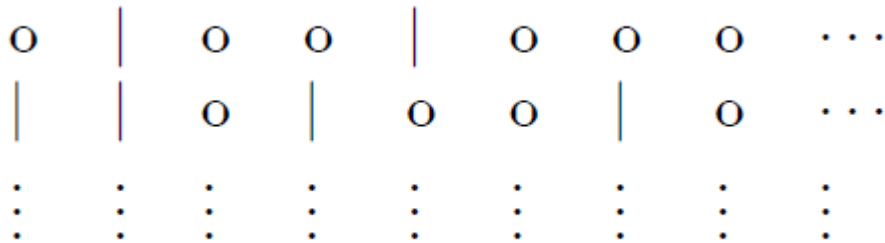
N_1 bosons total in state 1, N_2 in state 2

Bosons

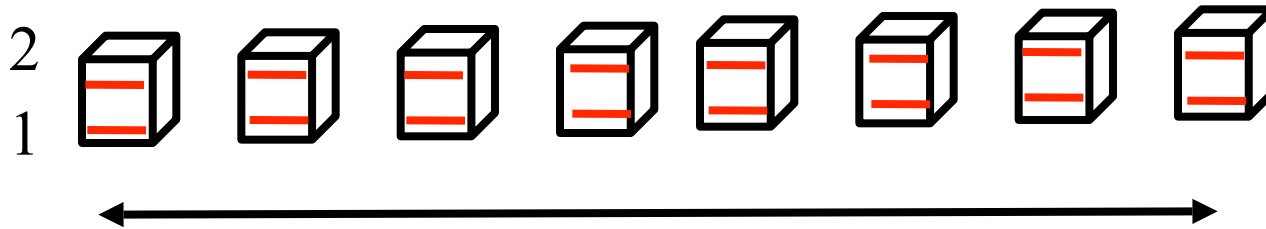


M copies of the system

N_1 bosons total in state 1, N_2 in state 2



Bosons

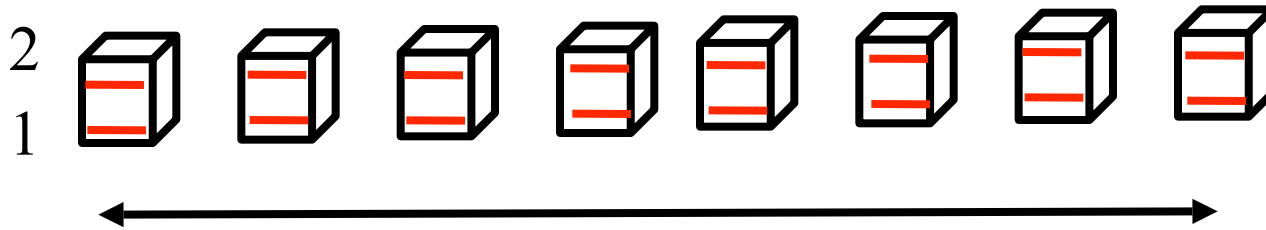


M copies of the system

N_1 bosons total in state 1, N_2 in state 2

$$\begin{array}{cccccccc} \circ & | & \circ & \circ & | & \circ & \circ & \circ & \dots \\ | & | & \circ & | & \circ & \circ & | & \circ & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{array} \quad \Omega = \frac{(N_1 + M - 1)!}{N_1! (M - 1)!} \frac{(N_2 + M - 1)!}{N_2! (M - 1)!}$$

Bosons



M copies of the system

N_1 bosons total in state 1, N_2 in state 2

$$\begin{array}{cccccccc} \circ & | & \circ & \circ & | & \circ & \circ & \circ & \dots \\ | & | & \circ & | & \circ & \circ & | & \circ & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{array} \quad \Omega = \frac{(N_1 + M - 1)!}{N_1! (M - 1)!} \frac{(N_2 + M - 1)!}{N_2! (M - 1)!}$$

$$\frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_i - \mu)} - 1}$$



Fermions



Fermions

$$\frac{M!}{N_1! (M - N_1)!} \frac{M!}{N_2! (M - N_2)!}$$



Fermions

$$\frac{M!}{N_1! (M - N_1)!} \frac{M!}{N_2! (M - N_2)!}$$

$$\frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_i - \mu)} + 1}$$



Bosons and fermions



Bosons and fermions

- Bosons
 - Integer spin
 - Photon, ^4He , ^7Li , ^{23}Na , ^{39}K , ^{87}Rb
- Fermions
 - Half-integer spin
 - Electron, muon, neutrino, proton, neutron, ^3He , ^6Li , ^{22}Na , ^{40}K , ^{86}Rb
- Why alkalis?



Bosons and fermions

- Bosons
 - Integer spin
 - Photon, ^4He , ^7Li , ^{23}Na , ^{39}K , ^{87}Rb
- Fermions
 - Half-integer spin
 - Electron, muon, neutrino, proton, neutron, ^3He , ^6Li , ^{22}Na , ^{40}K , ^{86}Rb
- Why alkalis?
- (Cs in atomic clocks)



Bose-Einstein condensation



Bose-Einstein condensation

Thermal de Broglie wavelength



Bose-Einstein condensation

Thermal de Broglie wavelength

$$\pi k_B T = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}$$



Bose-Einstein condensation

Thermal de Broglie wavelength

$$\pi k_B T = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}$$
$$k_x = \left(\frac{2\pi m k_B T}{\hbar^2} \right)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda_{th}}$$



Bose-Einstein condensation

Thermal de Broglie wavelength

$$\pi k_B T = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}$$
$$k_x = \left(\frac{2\pi m k_B T}{\hbar^2} \right)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda_{th}}$$

Inter-particle separation: $V/N = 1/n$



Bose-Einstein condensation

Thermal de Broglie wavelength

$$\pi k_B T = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}$$
$$k_x = \left(\frac{2\pi m k_B T}{\hbar^2} \right)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda_{th}}$$

Inter-particle separation: $V/N = 1/n$

T at which the two lengths are equal



Bose-Einstein condensation

Thermal de Broglie wavelength

$$\pi k_B T = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}$$
$$k_x = \left(\frac{2\pi m k_B T}{\hbar^2} \right)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda_{th}}$$

Inter-particle separation: $V/N = 1/n$

T at which the two lengths are equal

$$\lambda_{th}^3 = \zeta \left(\frac{3}{2} \right) n^{-1}$$



Bose-Einstein condensation

Thermal de Broglie wavelength

$$\pi k_B T = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}$$
$$k_x = \left(\frac{2\pi m k_B T}{\hbar^2} \right)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda_{th}}$$

Inter-particle separation: $V/N = 1/n$

T at which the two lengths are equal

$$\lambda_{th}^3 = \zeta \left(\frac{3}{2} \right) n^{-1} \quad T_c = \frac{2\pi \hbar^2}{k_B m} \left(\frac{n}{\zeta \left(\frac{3}{2} \right)} \right)^{2/3}$$



BEC: The math in more detail



BEC: The math in more detail

$$N = \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1}$$



BEC: The math in more detail

$$N = \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1} \quad N_0 = \frac{1}{e^{-\beta\mu} - 1}$$



BEC: The math in more detail

$$N = \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1} \quad N_0 = \frac{1}{e^{-\beta\mu} - 1} \quad \mu = -\frac{k_B T}{N_0}.$$



BEC: The math in more detail

$$N = \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1} \quad N_0 = \frac{1}{e^{-\beta\mu} - 1} \quad \mu = -\frac{k_B T}{N_0}.$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 + \frac{k_B T}{n_0 L^3}$$



BEC: The math in more detail

$$N = \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1} \quad N_0 = \frac{1}{e^{-\beta\mu} - 1} \quad \mu = -\frac{k_B T}{N_0}$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 + \frac{k_B T}{n_0 L^3} \quad N_0 = n_0 L^3$$



BEC: The math in more detail

$$N = \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1} \quad N_0 = \frac{1}{e^{-\beta\mu} - 1} \quad \mu = -\frac{k_B T}{N_0}$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 + \frac{k_B T}{n_0 L^3} \quad N_0 = n_0 L^3$$

$$N = N_0 + V \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{\beta\varepsilon_{\mathbf{k}}} - 1}$$



BEC: The math in more detail

$$N = \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1} \quad N_0 = \frac{1}{e^{-\beta\mu} - 1} \quad \mu = -\frac{k_B T}{N_0}$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 + \frac{k_B T}{n_0 L^3} \quad N_0 = n_0 L^3$$

$$N = N_0 + V \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{\beta\varepsilon_{\mathbf{k}}} - 1}$$
$$n = n_0 + \frac{(mk_B T)^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{1}{e^x - 1} x^{1/2} dx$$



BEC: The math in more detail

$$N = \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)} - 1} \quad N_0 = \frac{1}{e^{-\beta\mu} - 1} \quad \mu = -\frac{k_B T}{N_0}$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 + \frac{k_B T}{n_0 L^3} \quad N_0 = n_0 L^3$$

$$N = N_0 + V \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{\beta\varepsilon_{\mathbf{k}}} - 1}$$
$$n = n_0 + \frac{(mk_B T)^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{1}{e^x - 1} x^{1/2} dx$$

$$\frac{n_0}{n} = 1 - \frac{1}{n} \left(\frac{mk_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \zeta \left(\frac{3}{2} \right) = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}$$



Phase transition: Bose Einstein condensation

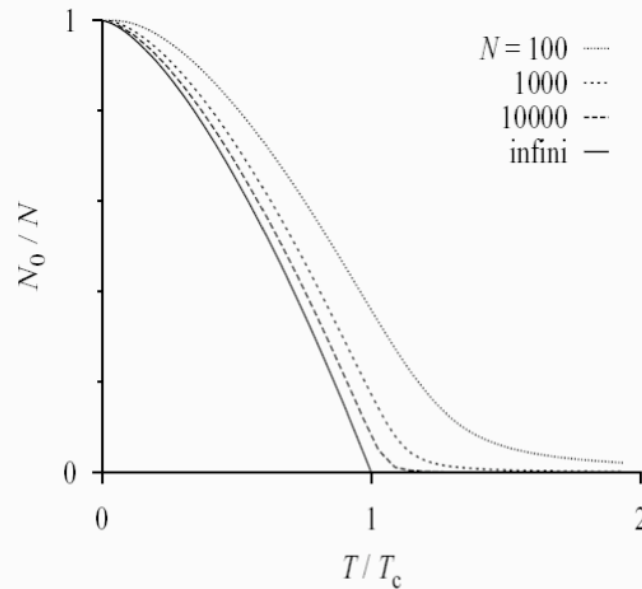


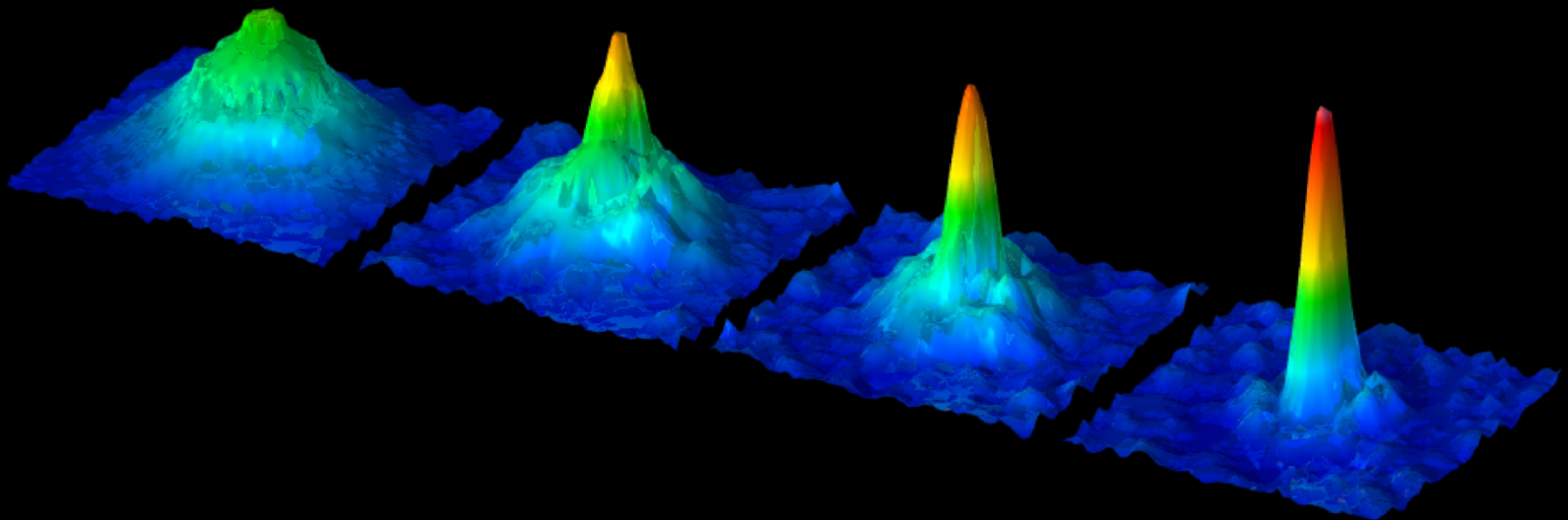
FIG. 2 – Variations du rapport entre le nombre de particules condensées N_0 et le nombre total de particules N en fonction de la température (en unités de la température critique prévue par l'équation (14)); la courbe supérieure correspond à $N = 100$, celle d'en dessous à $N = 10^3$ et la suivante à $N = 10^4$ particules. La courbe la plus basse correspond à la limite thermodynamique où N est infini, et présente un point anguleux caractéristique d'une transition de phase (la condensation de Bose Einstein). Cette figure a été réalisée par Werner Krauth (LPS, ENS).

Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë



Bose-Einstein condensation

Nanosystems Initiative, Munich (MPI für Quantenoptik)



Bose-Einstein condensation when $\lambda_T \sim l$

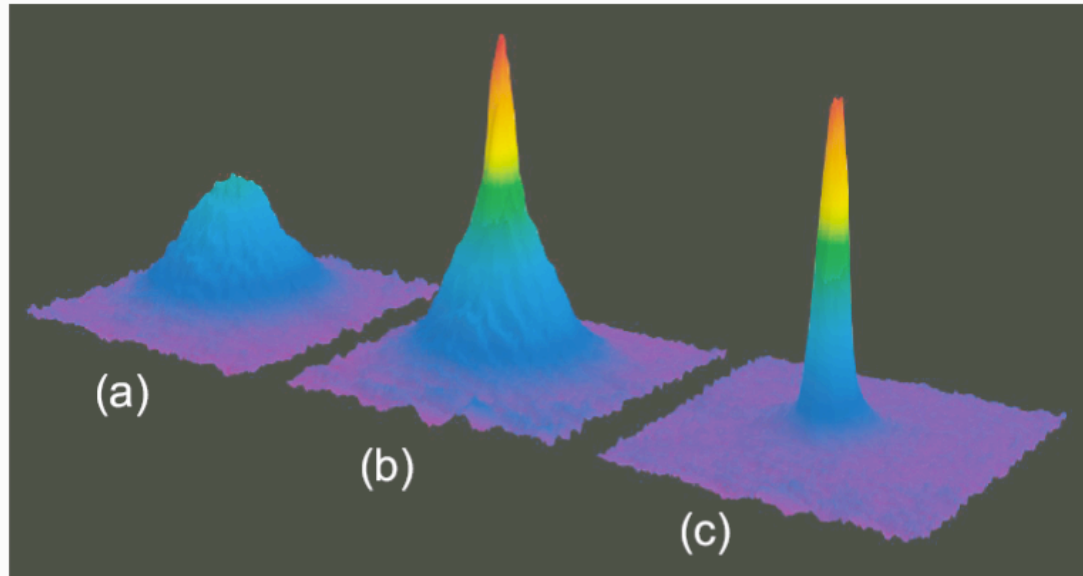


FIG. 5 – Evolution de la distribution en vitesse d'un gaz d'environ 1 million d'atomes de sodium lors du refroidissement par évaporation dans un piège magnétique. La photo (a) correspond à une température de quelques microkelvins, supérieure à la température de condensation ; la répartition des vitesses atomiques est proche d'une distribution de Maxwell-Boltzmann. La photo (b) correspond à une température légèrement inférieure à la température de condensation (de l'ordre du microkelvin). Le pic central étroit correspond aux atomes condensés ; ce pic est superposé à un piédestal plus large, correspondant aux atomes non condensés. La photo (c) a été obtenue en poussant encore plus loin le refroidissement par évaporation : le nuage atomique est alors quasi-totalement condensé (photographie fournie par W. Ketterle, MIT).

Claude
Cohen-
Tannoudji,
Jean
Dalibard,
Franck
Laloë



Detection of the condensate

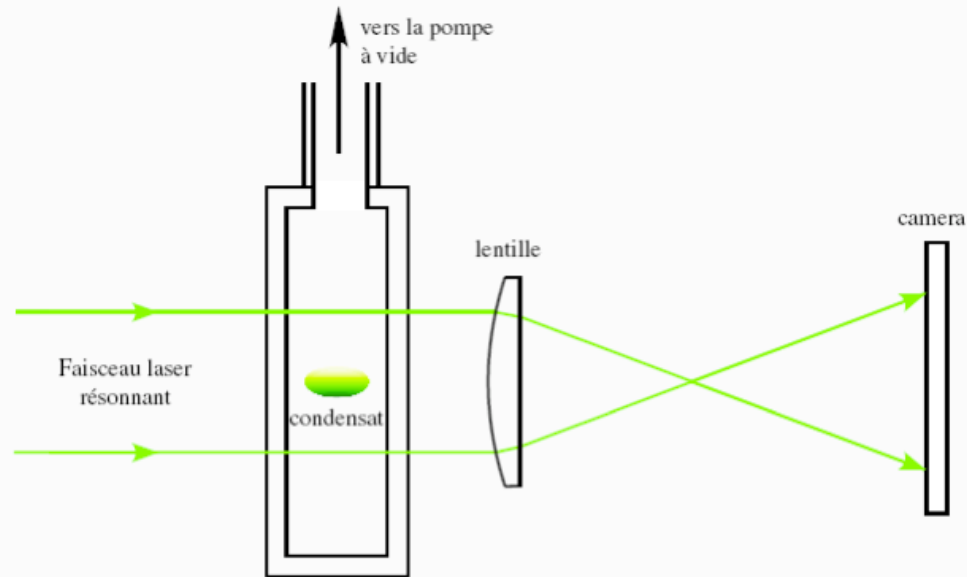


FIG. 4 – Principe de la détection d'un condensat. On envoie sur le nuage atomique une brève impulsion lumineuse, résonnante avec les atomes. On mesure grâce à une caméra très sensible l'ombre portée par le nuage atomique sur le faisceau laser. On peut alors en déduire les principaux paramètres du nuage : répartition spatiale, nombre d'atomes, température.

Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë

Interference between two condensates: coherent state of matter (atom-laser)

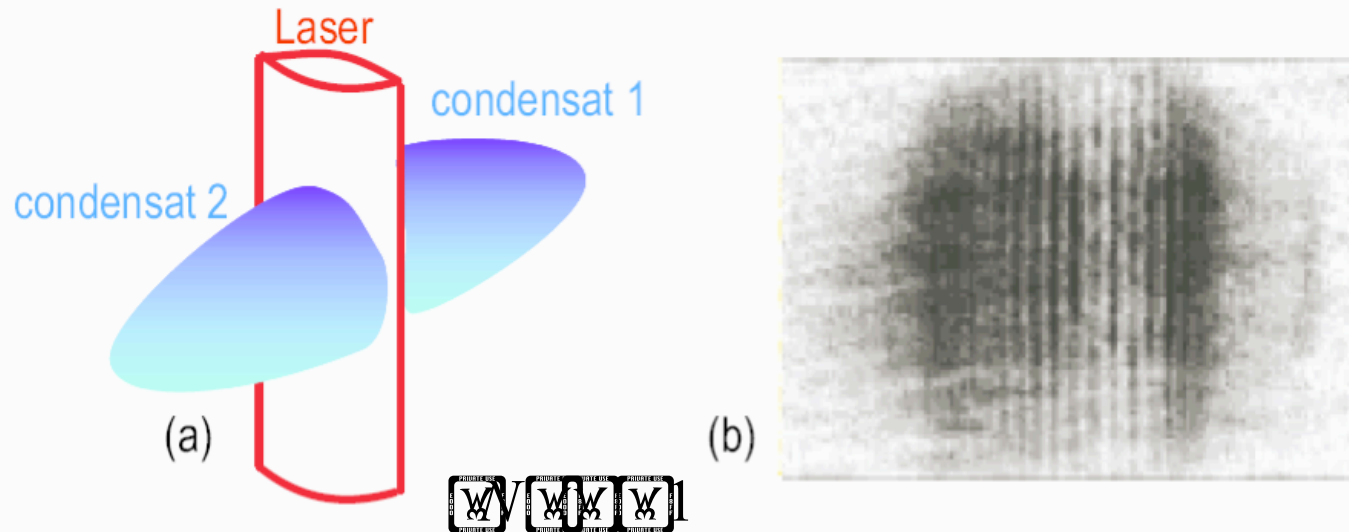


FIG. 6 – (a) On réalise un double puits de potentiel en disposant au centre du piège magnétique un faisceau lumineux, de fréquence supérieure à la fréquence de résonance atomique. Ce faisceau crée une barrière de potentiel, qui permet d'obtenir après évaporation deux condensats indépendants. (b) Lorsqu'on coupe le piège magnétique et la barrière lumineuse, chaque condensat s'étale. Dans la zone de recouvrement entre les deux condensats, on observe une figure d'interférence d'ondes de matière. Le contraste élevé des franges d'interférences est une conséquence directe de l'accumulation des atomes de chaque condensat dans un même état quantique (photographie fournie par W. Ketterle, MIT).

Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë



Why not crystallisation instead of BEC?

- Metastable state
- Equilibrium can be reached only with three-body collisions (unlikely given the low density)



Superfluidity



Superfluidity

- Helium four (boson) around 1937 (Kapitza, Allen). $T_c = 2.17K$



Superfluidity

- Helium four (boson) around 1937 (Kapitza, Allen). $T_c = 2.17K$
- Helium three (fermion) around 1973. $T_c = 3mK$ (Analog of superconductivity for electrons (1911)).
 - BCS theory (1957): Cooper pair formation (retarded attraction through phonons) then condensation (each pair is added with the same phase).



Importance of interactions for superfluidity



Importance of interactions for superfluidity

- Condensation leads to $\varepsilon = cp$ for elementary excitations instead of $\varepsilon = p^2/2m$ hence there is a critical speed.



Importance of interactions for superfluidity

- Condensation leads to $\varepsilon = cp$ for elementary excitations instead of $\varepsilon = p^2/2m$ hence there is a critical speed.
- If we separate into two different condensates instead of a single one, the exchange energy (purely quantum mechanical) becomes higher, hence it is preferable to have a single condensate.
(repulsion)



Superfluidity and quantized vortices

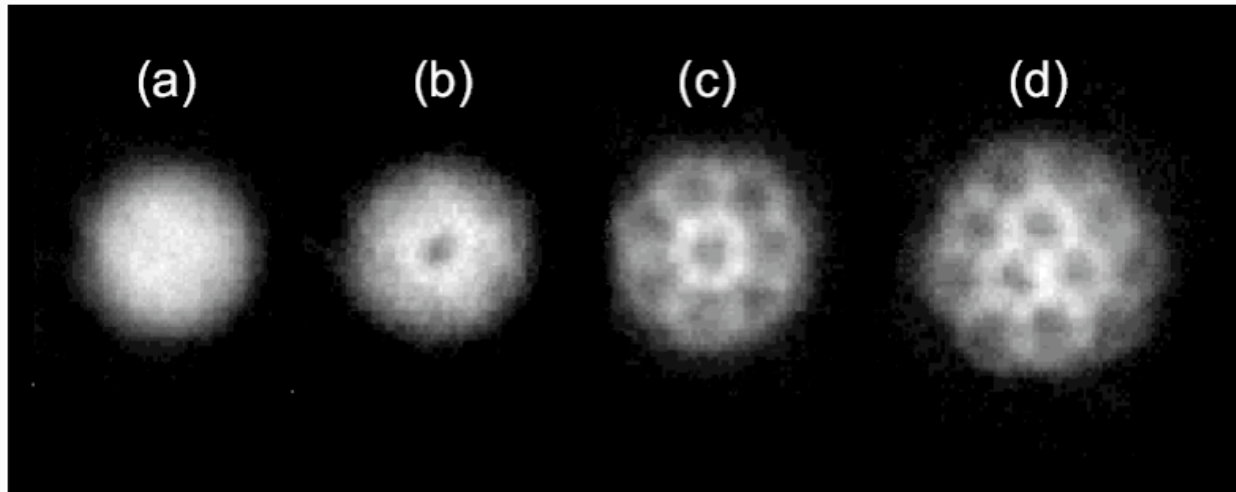


FIG. 7 – Profil de densité après expansion balistique d'un condensat mis en rotation avec un agitateur laser. (a) La fréquence de rotation est en dessous de la fréquence critique et rien ne se produit. (b) Juste au dessus de la fréquence critique, le premier vortex apparaît. (c,d) La fréquence de rotation est notablement supérieure à la fréquence critique et un réseau régulier de vortex se forme (réseau triangulaire d'Abrikosov).

Superfluidity and quantized vortices

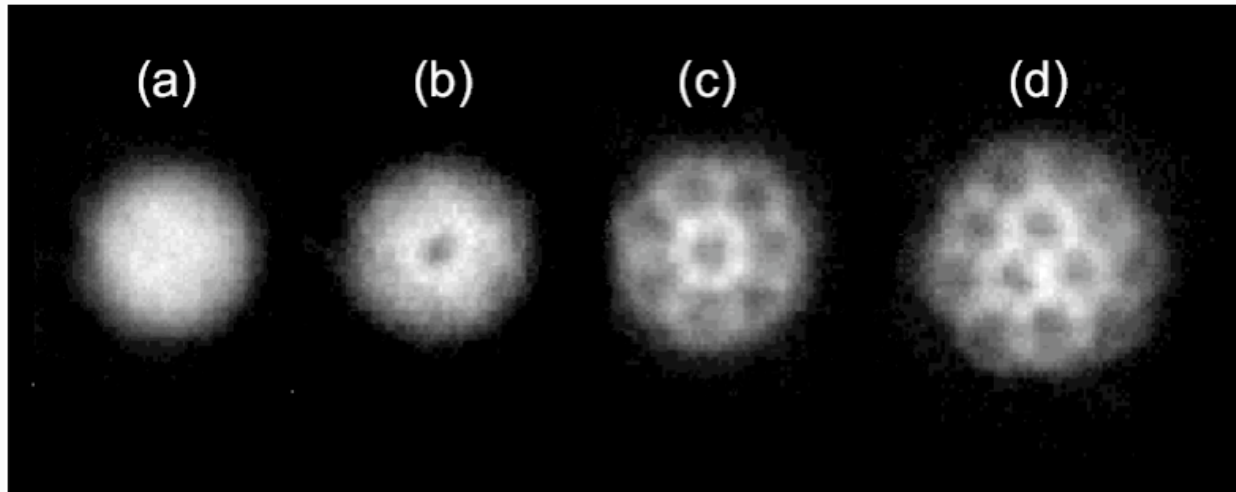
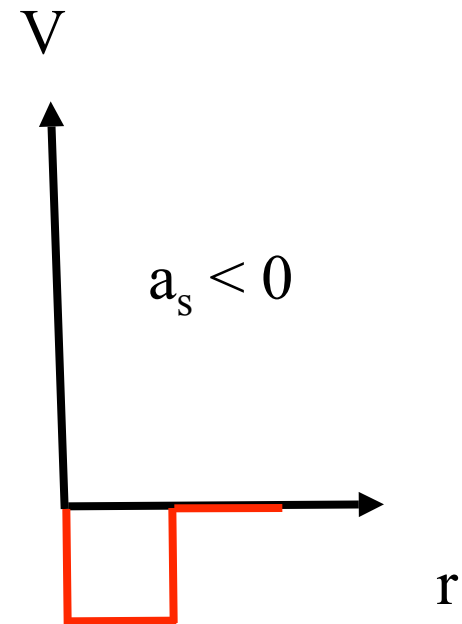


FIG. 7 – Profil de densité après expansion balistique d'un condensat mis en rotation avec un agitateur laser. (a) La fréquence de rotation est en dessous de la fréquence critique et rien ne se produit. (b) Juste au dessus de la fréquence critique, le premier vortex apparaît. (c,d) La fréquence de rotation est notablement supérieure à la fréquence critique et un réseau régulier de vortex se forme (réseau triangulaire d'Abrikosov).

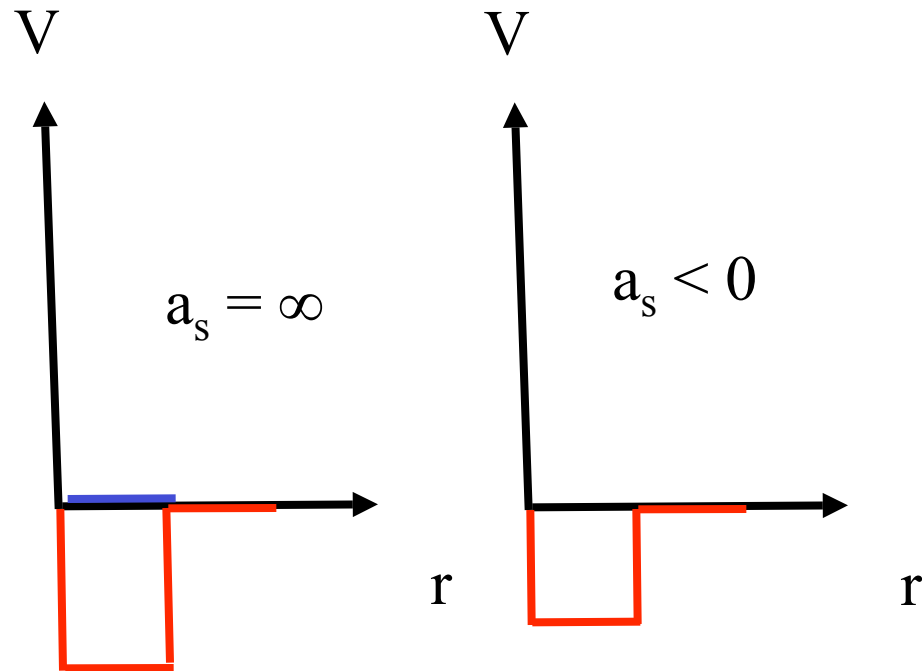
Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë



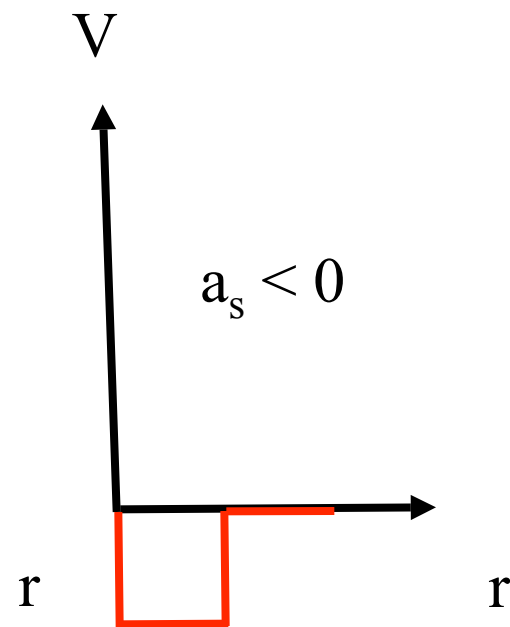
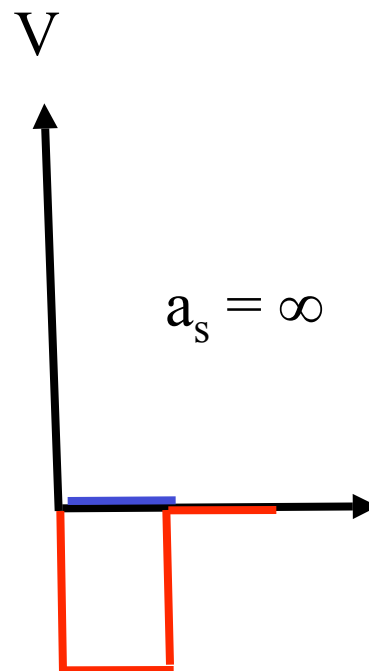
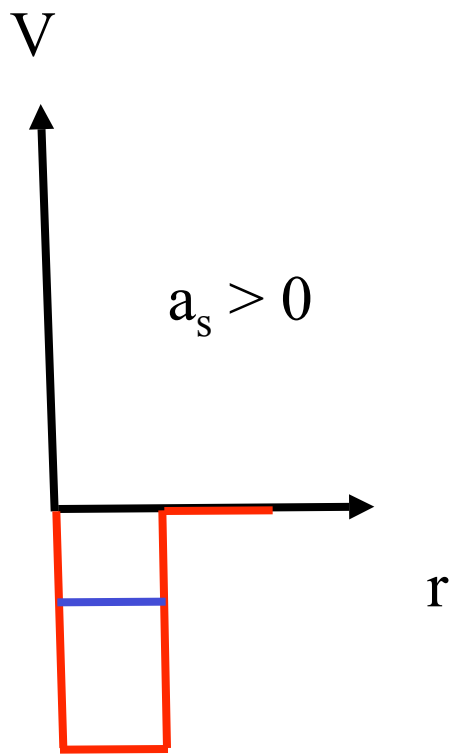
Controlling interactions between atoms: scattering length



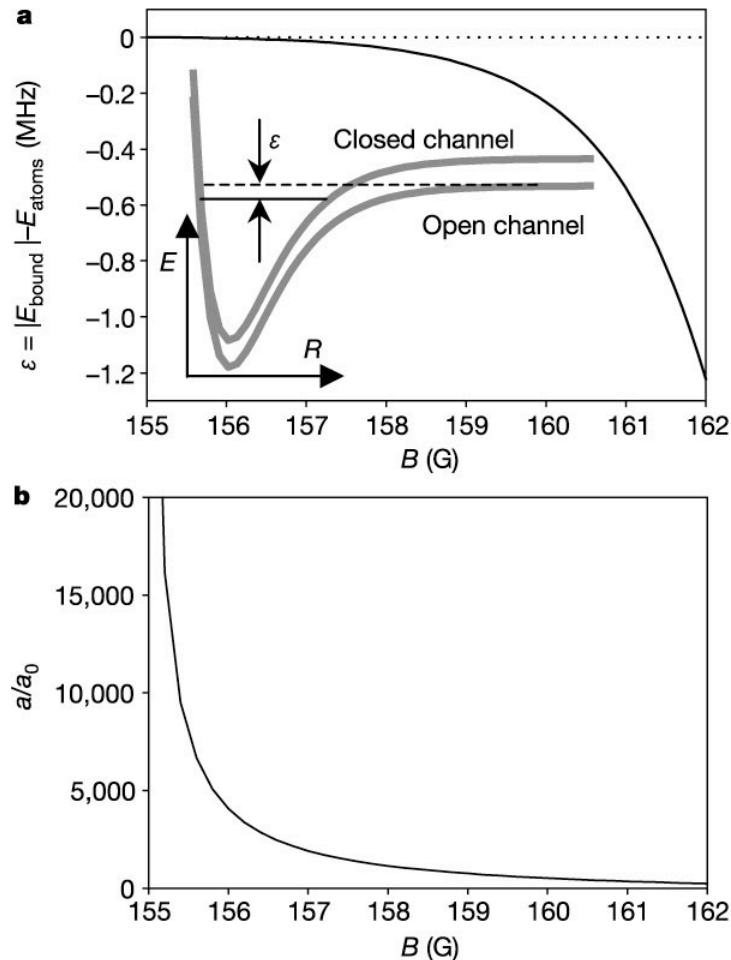
Controlling interactions between atoms: scattering length



Controlling interactions between atoms: scattering length



Controlling interaction between atoms: Feshbach resonance



Atom–molecule coherence in a Bose–Einstein condensate
Elizabeth A. Donley, Neil R. Claussen,
Sarah T. Thompson and Carl E. Wieman
Nature 417, 529-533(30 May 2002)



Bose condensation vs superconductivity



Bose condensation vs superconductivity

- Bardeen: these are two different phenomena.

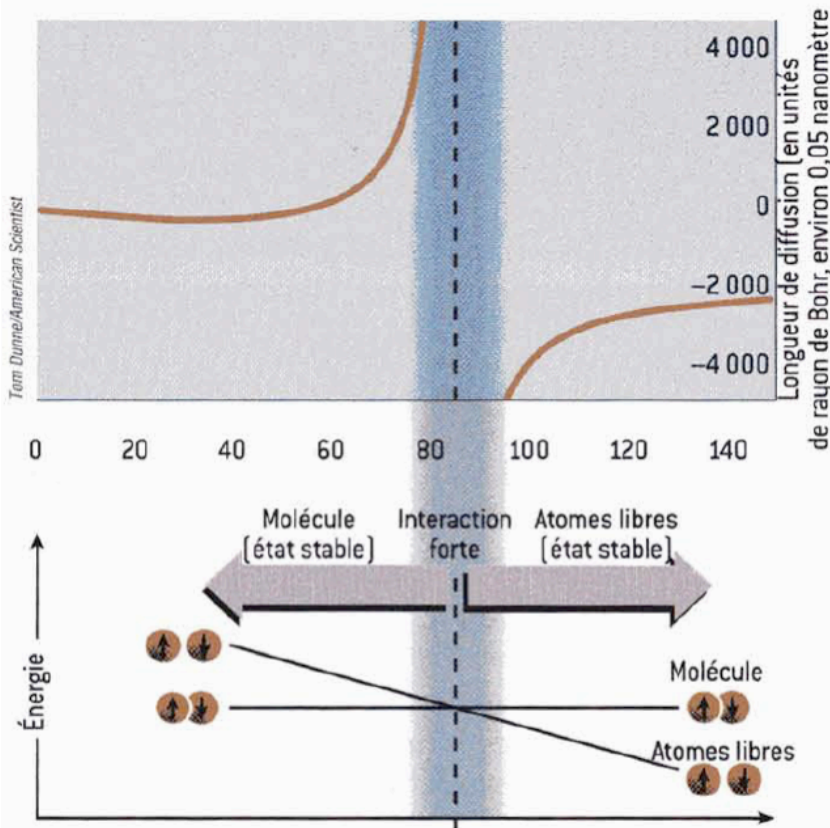


Bose condensation vs superconductivity

- Bardeen: these are two different phenomena.
- Possible to go continuously from one to the other using the Feshbach resonance.



Neutron star (unitary limit)



5. Dans un gaz de Fermi dégénéré, la « résonance de Feshbach » se produit quand on applique un champ magnétique d'une intensité particulière, 85 milliteslas pour des atomes de lithium 6 (*en haut*) : la distance maximale d'influence de deux atomes (leur « longueur de diffusion ») augmente alors considérablement (une longueur de diffusion positive correspond à une répulsion, une longueur de diffusion négative à une attraction). Dans un champ magnétique plus faible, une molécule a une énergie inférieure à celle d'une paire d'atomes libres. Dans un champ plus intense, les atomes libres sont favorisés énergétiquement (*en bas*).

When the scattering length is infinite, there is no other relevant length in the system.

There is equilibrium between attractive forces and Fermi pressure.

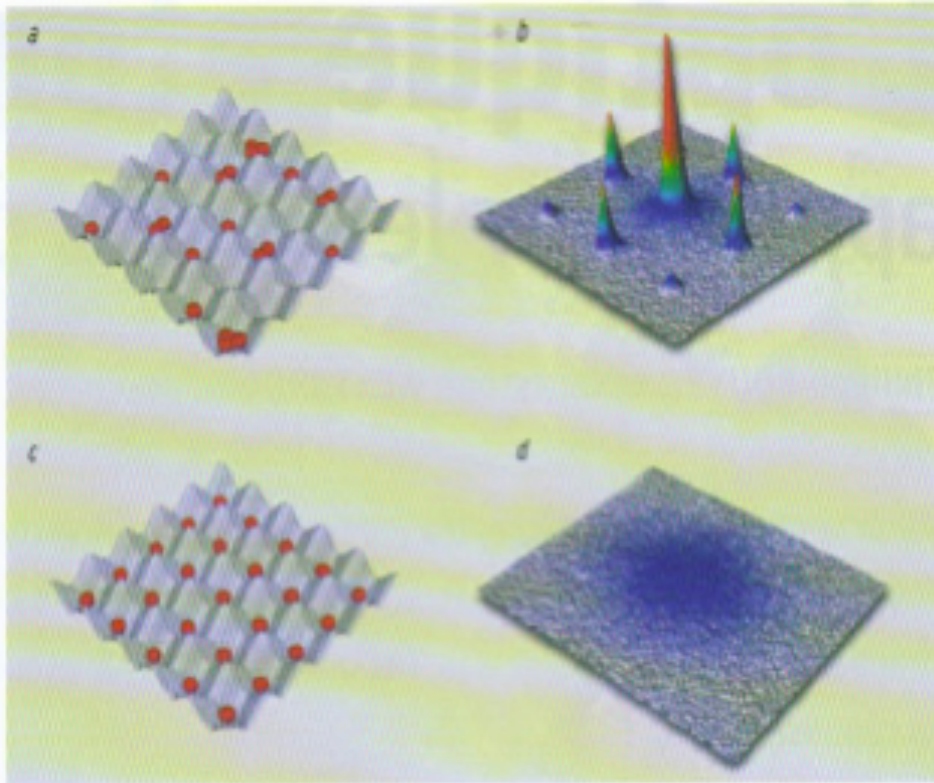
Total energy is β times the kinetic energy (Fermi pressure). That number is difficult to calculate. Experimentally,

- 0.26 Thomas-Gehm
- 0.3 Salomon
- 0.5 Grimm

John Thomas, Michael Gehm



Model for crystalline systems



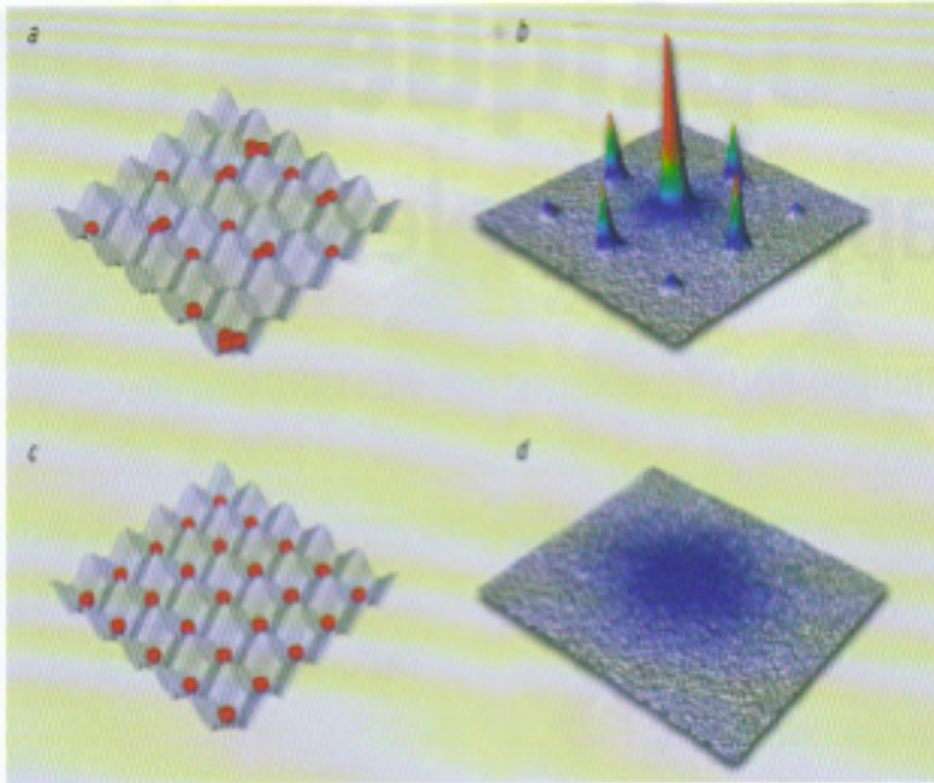
6. UN RÉSEAU DE PIÈGES ATOMIQUES est produit par plusieurs faisceaux laser. Le comportement des atomes piégés dépend de l'intensité lumineuse. À basse intensité, les atomes se déplacent quasi librement dans la structure périodique (a), à la manière des électrons de conduction d'un métal. Ils forment une onde de matière géante dont la cohérence est révélée par la figure d'interférence (b); celle-ci est obtenue en éteignant les faisceaux laser et en laissant les ondelettes issues des différents sites se superposer. À haute intensité, chaque atome est piégé sur un site donné, comme les électrons d'un matériau isolant (c). Les ondelettes associées à chaque site sont incohérentes entre elles, et aucune interférence n'apparaît quand elles se superposent (d).

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \frac{2e^2}{n} \frac{\sum_n \left| \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right| \left| \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right| z}{\sum_n \left| \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right| \left| \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right|}.$$

Guéry-Odelin-Dalibard



Model for crystalline systems



6. UN RÉSEAU DE PIÈGES ATOMIQUES est produit par plusieurs faisceaux laser. Le comportement des atomes piégés dépend de l'intensité lumineuse. À basse intensité, les atomes se déplacent quasi librement dans la structure périodique (a), à la manière des électrons de conduction d'un métal. Ils forment une onde de matière géante dont la cohérence est révélée par la figure d'interférence (b); celle-ci est obtenue en éteignant les faisceaux laser et en laissant les ondelettes issues des différents sites se superposer. À haute intensité, chaque atome est piégé sur un site donné, comme les électrons d'un matériau isolant (c). Les ondelettes associées à chaque site sont incohérentes entre elles, et aucune interférence n'apparaît quand elles se superposent (d).

Metal-insulator
transition
(Mott transition)

Atoms play the role of
electrons and the
optical lattice the role
of ions in solids.

$$\frac{\sum_{\mathbf{r}} \psi_{\mathbf{r}}^* \psi_{\mathbf{r}'} - \frac{2e^2}{n} \sum_{\mathbf{r}} \psi_{\mathbf{r}}^* \psi_{\mathbf{r}}}{\sum_{\mathbf{r}} \psi_{\mathbf{r}}^* \psi_{\mathbf{r}} - \frac{2e^2}{n} \sum_{\mathbf{r}} \psi_{\mathbf{r}}^* \psi_{\mathbf{r}}}$$

Guéry-Odelin-Dalibard



More

- Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice (Hard core bosons in one dimension)
 - B. Paredes, A. Widera, V. Murg et al.
 - Nature **429**, 277 (2004)
- Fermion pairing with spin-density imbalance in an optical lattice
 - New Journal of Physics **8**, 179 (2006)
(quarks...)



References, reading

- Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates
 - W. Ketterle, D.S. Durfee, and D.M. Stamper-Kurn
 - http://xxx.lanl.gov/PS_cache/cond-mat/pdf/9904/9904034v2.pdf
- Theory of ultracold Fermi gases
 - Stefano Giorgini, Lev P. Pitaevskii, Sandro Stringari
 - http://xxx.lanl.gov/PS_cache/arxiv/pdf/0706/0706.3360v2.pdf



References, reading

- Bose Einstein condensates in atomic gases ; simple theoretical results
 - Y. Castin
 - <http://www.phys.ens.fr/cours/notes-de-cours/castin/castin.pdf>
- Bose-Einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts
 - Anthony J. Leggett
 - Rev. Mod. Phys. **73**, 307 (2001)



References, reading

- The cold atom Hubbard toolbox
 - D. Jaksch and P. Zoller
 - <http://xxx.lanl.gov/abs/cond-mat/0410614>



References, reading

- Atomes froids et condensats quantiques
 - David Guéry-Odelin et Jean Dalibard
 - Pour la Science Octobre-décembre 2006 p.28
- La saga des condensats quantiques
 - Yvan Castin
 - Pour la Science, décembre 2004 p.114
- Des atomes froids à la supraconductivité
 - John Thomas et Michael Gehm
 - Pour la Science, juillet 2004, p.68
- La condensation de Bose-Einstein dans les gaz
 - Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, Franck Laloë



Links for Canada

- <http://www.physics.utoronto.ca/%7ejhtgroup/links.html>
- <http://ucan.physics.utoronto.ca/>

