

レーザー冷却された中性原子気体の Bose-Einstein 凝縮

上田正仁 <広島大学工学部 739-8527 東広島市鏡山1-4-1 e-mail: mueda@ipc.hiroshima-u.ac.jp>

1995年の夏、コロラド大学のグループがヘリウム以外の中性原子（ルビジュウム87）をはじめて Bose-Einstein 凝縮 (BEC) させることに成功した。MIT のグループはナトリウム23の BEC を使って原子のパルスレーザーの雛形を実現し、二つの独立な BEC が干渉することを実証した。更に、ライス大学のグループは引力相互作用をするリチウム7を空間的に閉じ込めることにより、準安定な BEC が生じることを発見した。これは、引力相互作用をする Bose 粒子系は BEC を起こさないという通説を覆すものであった。これらの実験に端を発したレーザー冷却された中性原子気体の BEC の研究は、原子物理学・物性物理学・量子光学等の研究者が異分野のアイデアや技法を融合・発展させつつ、境界領域に位置する新しい研究分野を形成しつつある。本稿では今なお爆発的な勢いで発展しているこの分野のこれまでの主だった成果を概観し、現在、最も注目を集めているトピックスを紹介する。

1. 超低温にいたる新技術（レーザー冷却法）が開いた新しい可能性

1.1. 光糖蜜中を漂う原子

1997年度の Nobel 物理学賞は、中性原子の冷却と捕獲のメカニズムの理解と実験技術の開発に大きく寄与した三人—S. Chu, C. Cohen-Tannoudji, W. Phillips—に与えられたが、受賞の背景には、この技術を使って1995年にあついで実現された中性原子気体 (^{87}Rb , ^{7}Li , ^{23}Na) の Bose-Einstein 凝縮 (BEC) の成功があったと考えられる。⁴⁾ BEC は Einstein が「引力なしの凝縮」と呼んだように、⁵⁾ 相互作用の助けを借りることなく起こる純粹に量子統計力学的な相転移であり、原子の熱的 de Broglie 波長が平均原子間隔と同程度になったときに起こる。この時、原子の波動関数は互いに重なりはじめ、同種粒子は原理的に区別がつかなくなる。その結果、Bose 粒子は全系の波動関数を粒子の交換に対して対称にしようとして、位相空間の同じ場所に凝縮はじめる。温度が T の原子集団の運動量広がりは、 M を原子の質量、 k_B を Boltzmann 定数として $\Delta p \sim \sqrt{Mk_B T}$ 程度になるので、物質波の広がりの程度を表わす熱的 de Broglie 波長は $\lambda = h / \sqrt{2\pi M k_B T}$ となる。ここで h は Planck 定数である。BEC を起こす液体ヘリウム4に比べると、上に挙げた三種類の気体は原子間距離が三桁も大きく質量も重いために、BEC の転移温度は $10^{-6} - 10^{-7}$ K 程度になるが、このような超低温が実現されたのはレーザー冷却をはじめとする中性原子の冷却技術のおかげである。⁶⁾

温度が数百Kの原子源から秒速数百mで飛来する原子は大まかに言って、Doppler 冷却、原子の捕獲、蒸発冷却という過程をへて BEC が起こる $10^{-6} - 10^{-7}$ K という超低温に達する。Doppler 冷却とは x , y , z 軸のそれぞれ正負の方向) のレーザービームの交差点に原子ビームを入射して原子を減速する方法である。レーザーを原子の共鳴周波数よりも低周波数側に調節すると、原子に対向するレーザーの周波数は Doppler 効果により高くなり、光子を吸収す

る確率は増大する。他方、原子と同じ方向に向かうレーザーの周波数は低くなり、吸収確率は減少する。それ故、原子は対向するレーザー光の光子をより多く吸収することになり、その反跳により減速される。これに対して、光子を放出する場合は自然放出が等方的に起こることから、原子は平均的には加速も減速もされない。エネルギー $h\nu_{\text{laser}}$ を持った光子1個を吸収することの反跳による原子の速度変化は $h\nu_{\text{laser}}/Mc \sim 1 \text{ cm/s}$ (c は光速) と小さいが、各原子が単位時間当たりに光子を吸収放出する割合は自然放出寿命 ($\sim 10^{-8} \text{ s}$) の逆数で決まるので、反跳により原子が減速される加速度は重力加速度の10万倍にもなる。このため、熱原子源から飛来する高速の原子を、わずか 1m ほどの距離で秒速数 cm にまで減速できる。この時、原子集団は数百～数十 μK のオーダーにまで冷却されている。Doppler 冷却されている原子はその速度に比例する抵抗を受ける一方で、レーザー光から吸収する光子数が確率的に揺らぐことに起因する輻射圧揺らぎや自然放出する際に受けるランダムな反跳のために Brown 運動をする。このため、冷却できる最低温度 T_D (Doppler limit) は励起原子の自然幅 Γ で決まる ($k_B T_D \simeq \hbar\Gamma/2$)。 T_D はナトリウムで $240 \mu\text{K}$ 、セシウムで $125 \mu\text{K}$ である。原子集団にとってレーザー光は粘性を持った糖蜜のような流体にみえるので、「光糖蜜」(optical molasses) とよばれる。

1.2. 原子の捕獲と蒸発冷却

Doppler 冷却により原子は冷却されるが、重力のために 1 秒程度でレーザービームの交差点から落下してしまう。冷却された原子の性質を研究するためには、これを捕獲する必要がある。このために考案されたのが磁気光学トラップ (magneto-optical trap—MOT) である。6 本のレーザービームに加えて、二つの磁気コイルを用いてビームの交差点で磁場が極小点を持つようにすると、Zeeman 効果による光の吸収の偏光選択性を利用して原子に復元力を与えることができ、これを利用して原子集団を捕獲することができ

きる。⁶⁾ MOT を用いて捕獲された原子は最後に磁場による 3 次元ポテンシャルに閉じ込められる（磁気トラップ）。磁気トラップはスピンの Zeeman 相互作用を利用してスピン偏極した原子を捕獲するポテンシャルである。磁気コイルを用いたトラップは浅いので、Doppler 冷却された原子を（この浅いトラップでも捕獲できるように）更に冷却するために偏光勾配冷却が必要とされる。⁶⁾ ライス大学のグループは磁気トラップとして強力な磁場を発生する永久磁石を用いて、Doppler 冷却された原子を直接磁気トラップで捕獲している。BEC の実験では、磁気トラップに捕獲された原子の温度は 0.1–1 mK 程度であるが、BEC を起こすためには温度をさらに 3 枠から 4 枠下げる必要がある。この問題を解決したのは蒸発冷却と呼ばれる技術である。⁷⁾

蒸発冷却の原理は、カップに入れられた熱湯が冷める道理と同じである。カップからは運動エネルギーの大きい水分子ほど高い確率で蒸発し、残された分子は互いに弾性衝突を繰り返すことでより低い温度に達する。磁気トラップに閉じ込められたスピン偏極した原子集団に、エネルギーの高い原子のスピンだけを選択的に反転するように調節されたラジオ周波数(rf) 磁場を照射すると、スピン反転した原子はトラップから放逐され残された原子系の温度は下がる。rf 磁場の周波数を下げていくと、運動エネルギーの高い原子から低い原子へと順次にポテンシャルの外へと放逐され、それに従って残された原子集団の温度が下がっていく。蒸発冷却では冷却するにつれてトラップに残された原子数が減少する。本稿執筆の時点では、BEC の原子数は、斥力相互作用をする原子 (⁸⁷Rb, ²³Na) の場合、最大で数百一数千万個程度である。しかし、この数に原理的な上限はない。他方、引力相互作用をする原子 (⁷Li) の場合には、後述するように、原理的な上限が存在する。

1.3. レーザー冷却された BEC の魅力

レーザー冷却された中性原子気体の BEC の魅力は何であろうか。著者は、この系の持つ自由度・フレキシビリティの大きさの結果、さまざまな「思考実験」が検証可能になるという期待感の大きさに最大の魅力があると思う。原子を閉じ込める磁気ポテンシャルは微視的なラフネスや不純物・欠陥を含まない理想的な境界を形成しており、しかも形状を意のままに制御できるという特長がある。例えば、BEC を二つの部分に分け、両者を隔てるポテンシャル障壁の幅や高さを自由に変調することができる。これは弱結合から強結合までの中性原子の Josephson 効果⁸⁾を同一のサンプルで研究できることを意味している。また、ポテンシャルの形状を時間的に変化させることで、ヴォーテックスの発生とその安定性⁹⁾や永久電流の減衰のメカニズム¹⁰⁾等の非平衡なダイナミックスを研究することも可能である。更に、BEC を複数の微細構造準位に分布させることも実

現されているので、¹¹⁾ ヘリウム 3 の超流動の場合のように内部自由度空間における Josephson 効果やスピントクスチャ（秩序変数の空間分布）¹²⁾ を観測できるかもしれない。

これに劣らず重要なこととして、有限温度・非一様な多体系を原子物理学の精度で系統的に研究する手段を得たことで、相互作用をする Bose 粒子系の理解が一段と深まることが期待される。特に引力相互作用をする Bose 粒子系の場合は、6 節で議論されるように、空間的な閉じ込めのおかげで準安定な BEC が実現でき、準安定な BEC が崩壊するメカニズムの研究が現在最もホットなトピックスの一つとなっている。この他にも、低次元中性原子系の性質及びその光学的応答や新しい Fermi 超流動体、位相標準¹³⁾といった、レーザー冷却された原子系において現実味を帯びてきたさまざまな興味深いトピックスがある。

2. レーザー冷却された BEC の観測法

BEC は空間的に一様な系では運動量空間で起こるが、磁気ポテンシャルに閉じ込められた BEC は実空間におけるポテンシャルの極小点近傍に局在する。これを観測する方法は二種類ある。

第一の方法では磁場を突然切り、閉じ込めポテンシャルをなくしてしまう。すると、気体は温度と不確定性関係で決まる初期速度分布と重力加速度を受けながら膨張する。十分に膨張した後に原子の位置を光学的手法により観測することで、原子の初期速度分布を決定することができる (time-of-flight 法)。^{1,3)} BEC 成分は量子力学的な零点エネルギーしか持たないので、分布は速度 0 の付近に鋭いピークを示す。また、位置と運動量の不確定性関係のために、閉じ込めポテンシャルが非等方的な場合は速度分布も非等方的になる。他方、ノーマル成分はエネルギーが BEC 成分よりも大きいので膨張速度が大きく、また、エネルギー等

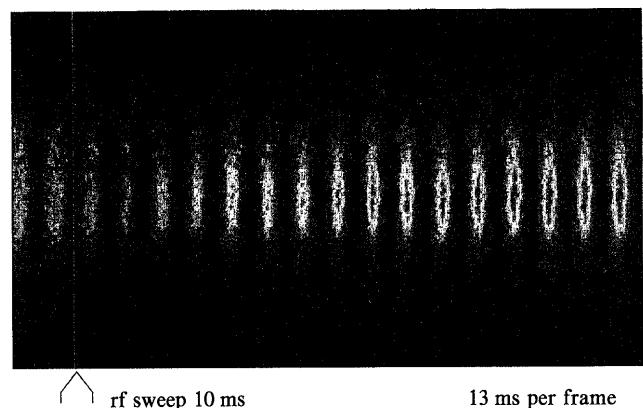


図 1 BEC 形成のダイナミックスのその場観察。最初の二つのフレームは臨界温度よりも高温における熱的ガスの観測結果である。それに続く 16 フレームは温度を臨界温度以下に突然下げ、温度一定の条件下で BEC が形成されるダイナミックスを 13 ms 毎に観測した結果を示している。時間がたつにつれ高密度の BEC の存在を示す赤い輝点が成長していることがわかる。（H.-J. Miesner, et al.: Science 279 (1998) 1005 より転載。）

分配則により速度分布は等方的である(縮退の影響により多少非等方的になりうるが)。その結果、非等方的で鋭いBECのピークの周りにノーマル成分が等方的でなだらかな裾野を構成する。このような二種類の速度分布を重ね合わせたものを測定し、BEC成分とノーマル成分の原子数を知ることができる。また、ノーマル成分の裾野の形状から系の温度がわかる。更に、膨張の過程で原子間の相互作用エネルギーは運動エネルギーに変換されるので、速度分布から原子間相互作用を含む有限温度のBose粒子系に関するさまざまな情報を取り出すことができる。

第二の方法はその場観察の方法である。非共鳴な光を原子集団に照射すると、透過した光は原子密度に依存した位相シフトをうけるので、その空間依存性から原子密度の空間分布を決定することができる。^{14, 2)} この方法では同一のサンプルで多数回の測定ができるので、集団モードのリアルタイム測定等、BECのダイナミックスの研究に適している。図1はその場観察の方法によってBEC形成のダイナミックスを観測したものである。¹⁵⁾ 左から二つ目までの写真は転移温度よりもやや高温での測定結果で、三番目以降の写真は、温度を突然(10 msくらいの時間で)転移温度以下に冷やした後、温度を固定した上でBECが形成されるダイナミックスを同一サンプル・実時間で観測したものである(各写真は13 ms毎にとられた)。時間が経つにつれ高密度なBECの原子集団を表す赤い輝点が成長していくのがわかる。このような相転移のダイナミックスが実時間で観測されるのは、原子が希薄なために弾性散乱の時間スケールがmsのオーダーになるからである。

測定毎にBECが破壊されてしまうtime-of-flightの方法に対して、その場観察の方法では測定後も原子はBECという同じ量子状態に留まっているという意味で原子数の量子非破壊測定になっている可能性がある。実際、この方法はプローブ光の位相シフトからシグナル光の光子数を測定する光Kerr効果を使った光子数の量子非破壊測定¹⁶⁾と類似している。

3. 理想 Bose 気体の BEC

3.1. 磁気ポテンシャル中のBEC

BECが閉じ込められている磁気ポテンシャルは非常に良い近似で放物型になっているので、BECの研究は放物型ポテンシャルに閉じ込められているBose粒子系の研究に帰着する。N個の理想Bose原子が3次元の放物型ポテンシャルに閉じ込められている状況を考えよう。この時、原子集団は調和振動子の集合と等価なので、全系のエネルギー固有値は $E_{n_x, n_y, n_z} = \sum_{i=x, y, z} \hbar\omega_i(n_i + 1/2)$ ($n_i = 0, 1, 2, \dots$)で与えられる。ここで ω_i は $i(x, y, z)$ 方向の閉じ込めポテンシャルの角周波数である。N個の原子はエネルギー準

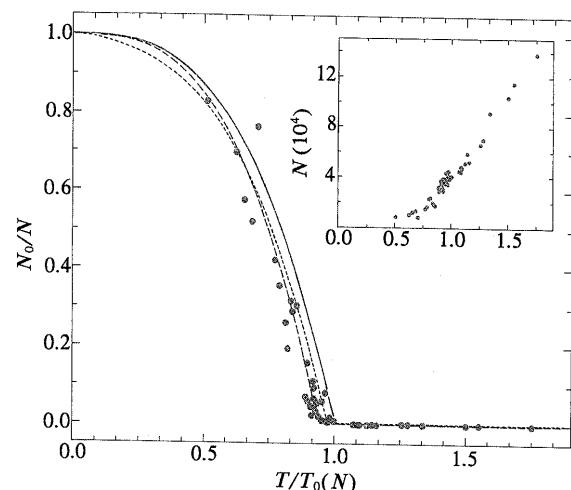


図2 BEC成分の割合の温度依存性。¹⁹⁾ 図の青丸は測定結果、実線は原子数が大きい極限の理論曲線、破線はデータに最適フィットした曲線で、これから実際の臨界温度は T_0 より約6%小さいことがわかる。このうち約3%は N が有限であることによる補正(点線)で、残りは相互作用の効果であると考えられる。挿入図は各温度における全原子数の測定結果である。(J. R. Ensher, et al.: Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 4984より転載。)

位 E_{n_x, n_y, n_z} にBose-Einstein分布にしたがって分布し、系の化学ポテンシャル μ は平均粒子数が N に等しいという条件から決められる。 μ は高温では負の値を取り、BECの臨界温度 T_c で0(厳密には系の零点エネルギー)になる。 $T < T_c$ におけるBEC状態にある原子数 N_0 の全原子数 N に対する割合は^{17, 18)}

$$\frac{N_0}{N} \simeq 1 - \left(\frac{T}{T_0}\right)^3 - 0.73 \frac{\omega_x + \omega_y + \omega_z}{(\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^2 N^{-1/3} \quad (3.1)$$

となる。ここで、 $T_0 = 0.94 \hbar (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} N^{1/3}$ は $N \rightarrow \infty$ の場合の臨界温度である。系が空間的に一様な場合の結果 $N_0/N = 1 - (T/T_0)^{3/2}$ と比較すると、閉じ込め効果のために温度依存性の指数が3/2から3に変わり(BECが起こりやすくなる)、また、 N が有限であることの補正(右辺の第3項)が現れている。この補正のために、BECの転移温度 T_c は T_0 よりも低くなる。

図2に、全原子数に占めるBECの割合 N_0/N の測定結果を示した。¹⁹⁾ 図の青丸は測定結果、実線は(3.1)式で右辺の第3項を無視した曲線、破線は実験データを第3項を無視した曲線に最適フィットしたもので、これから実際の臨界温度は T_0 より約6%小さいことがわかる。このうち N が有限であることの効果を表わす右辺第3項が約3%の補正を与え(点線)、残りは相互作用の効果であると考えられる。

比熱は、空間的に一様な理想Bose気体の場合、 T_c では飛びを示さず3次の相転移となるのに対して、放物ポテンシャルに閉じ込められたBECの比熱は、 $N \rightarrow \infty$ の極限で $T_c = T_0$ において $6.6 N k_B$ だけの飛びを示す2次の相転移となる。¹⁷⁾ 現実には、 N は無限大ではないために比熱は臨界温度付近で連続的に変化するが、 $N = 10^4$ 程度になると数值的にはほとんど不連続な飛びを示しているようにみえる。

^{87}Rb を使った比熱の実験データ¹⁹⁾でも T_c で不連続な飛びがみえる。

3.2. 低次元系の BEC

z 軸方向のポテンシャルの閉じ込めがきつい場合、系の温度が条件 $\hbar\omega_x, \hbar\omega_y \ll k_B T \ll \hbar\omega_z$ を満たせば、原子は z 軸方向には励起されないので常に $n_z = 0$ となり、系は 2 次元的であるとみなせる。同様にして、条件 $\hbar\omega_z \ll k_B T \ll \hbar\omega_x, \hbar\omega_y$ が満たされれば、系は 1 次元的であるとみなせる。

空間的に一様でかつ無限系の Bose 粒子系が低次元で BEC を示さないことはよく知られている。すなわち、理想 Bose 気体の場合は空間の次元が $d \leq 2$ では BEC は起こらず、相互作用が存在する場合も、 $T > 0$ では熱揺らぎが長距離秩序を壊すのでやはり BEC は起こらない。²⁰⁾ 1 次元では量子揺らぎのために絶対零度でも BEC は起こらない。²¹⁾ 放物型ポテンシャルに閉じ込められた Bose 粒子系は、離散準位のエネルギー間隔よりも十分高温（これまでの BEC の実験系ではこの条件が満足されている）では状態密度は $\rho(E) \propto E^{d-1}$ となり、一様な無限系の場合 $\rho(E) \propto E^{(d/2)-1}$ に比べて強いエネルギー依存性を示す。そのために 1 次元系や 2 次元系でも BEC が起こる。¹⁸⁾

現実の Bose 粒子系は次節で述べるような短距離の相互作用をしており、相互作用をしている中性原子系の基底状態の性質やその光学応答などが興味深いテーマである。

4. 弱く相互作用する Bose 気体の BEC

4.1. 原子間相互作用

安定な原子は強い反発芯を持っている。これによる斥力は短距離的で、力の到達距離は格子定数（～数 Å）のオーダーである。原子間距離が 100 Å 程度になると、原子間に双極子揺らぎの相間に起因する弱い引力（van der Waals 力）が働く。弾性散乱する原子は衝突の過程で主としてこれら二種類の力を感じ、正味の相互作用が引力か斥力かは一概には言えない。実験結果によると ^{87}Rb と ^{23}Na は斥力であり、 ^7Li は引力である。

低密度の多体系の量子状態は、2 体散乱の前後での波動関数の漸近的な振舞（位相シフト）で特徴づけられる。特に、我々の関心のある系は極低温なので低エネルギー散乱が重要であり、2 体散乱の相互作用の強さは S 波散乱長 a によって特徴づけられる。 $|a|$ は相互作用の実効的な到達距離であると解釈できる。2 体散乱による位相シフトが負ならば a は正であり、相互作用は斥力、位相シフトが正ならば a は負であり相互作用は引力となる。

ある原子がその相互作用が及ぶ範囲内で他の原子を見出す確率は、原子数密度を n として、 na^3 で与えられる。原子数密度は $10^{14}/\text{cm}^3$ 程度、S 波散乱長は数十 Å のオーダーであるから na^3 は 10^{-6} という極めて小さな数となる。従つ

て、相互作用の効果を $(na^3)^{1/2}$ を展開パラメータとして記述する弱く相互作用する Bose 粒子系の Bogoliubov 理論²²⁾ が適用可能である。ただし、これは原子間相互作用が斥力 ($a > 0$) の場合の話である。原子間相互作用が引力 ($a < 0$) の場合は展開パラメータが純虚数になり、系に不安定性が生じる。これに関しては 6 節で述べる。

平均原子間距離は相互作用の到達距離に比べて十分大きいので、原子間相互作用はデルタ関数型の相互作用で置き換えることができる $V(r) = U_0 \delta(r)$ 。ここで、 U_0 は S 波散乱の場合に $U_0 = 4\pi\hbar^2 a/M$ で与えられる。この表式は a^2 のオーダーまで正しい。²³⁾ この相互作用ポテンシャルに対する系を記述する波動方程式は、非線形 Schrödinger 方程式または Gross-Pitaevskii (GP) 方程式²⁴⁾ と呼ばれる。

4.2. 素励起

素励起を特徴づける長さのスケールは、励起の波長 λ 、平均自由行程 l_{mfp} 、そして相関長 $\xi = (8\pi n a)^{-1/2}$ である。 ξ はヴォーテックスなどの発生により局所的に生じた密度変化が平衡状態の値に戻る長さのスケールであり、 $\lambda \gg \xi$ ならば励起は集団的、 $\lambda \ll \xi$ ならば励起は一粒子的である。素励起間の衝突が無視できる領域 $l_{\text{mfp}} \gg \lambda$ での集団モードはゼロ音波、衝突が頻繁に起こる流体力学的領域 $l_{\text{mfp}} \ll \lambda$ での集団モードは凝縮相と非凝縮相が同位相で振動する第一音波と反位相で振動する第二音波である。空間的に一様な系の場合は、第一音波と第二音波はそれぞれ密度波とエントロピー波として峻別できるが、非一様な系では両者は一般には結合しうる。ゼロ音波の実験は文献²⁵⁾で、第二音波の実験は文献²⁶⁾で報告されている。

図 3 の丸印は、ノーマル成分が観測にかかるほど低温の集団モードの測定結果²⁷⁾で、横軸は相互作用の強さ、縦軸はトラップ周波数で規格化された集団モードの周波数を表わしている。丸印の大きさは測定誤差を表わしている。

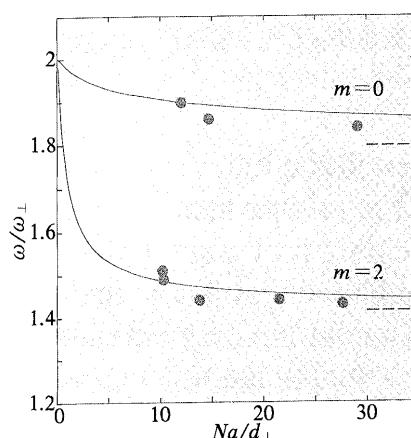


図 3 軸対称な放物型ポテンシャルに閉じ込められた BEC の集団モードの振動数 ω 。縦軸はポテンシャルの動径方向の角周波数 ω_\perp で規格化されている。横軸は無次元化された相互作用の強さ Na/d_\perp を表わし、 N は原子数、 a は S 波散乱長、 $d_\perp \equiv \sqrt{\hbar/M\omega_\perp}$ である。丸印は実験結果、²⁷⁾ 実線は解析計算の結果²⁹⁾を示している。

文献²⁷の磁気ポテンシャルは軸対称なので、対称軸への角運動量の射影である磁気量子数 m が良い量子数になっている。 $m=0$ のモードは動径方向に膨張と収縮を繰り返す集団運動を、 $m=2$ のモードは四重極振動を行う集団運動を表している。相互作用が強くなるにつれ周波数が下がるのは、相互作用の効果により BEC が膨張するためであると考えられる。

任意の相互作用の強さに対する BEC の励起スペクトルは、これまで Bogoliubov 近似に基づいて数値的に調べられていたが、²⁸⁾ 最近、これとほとんど同じ結果が総和則と変分波動関数を使って解析的に求められることがわかった。²⁹⁾ 図 3 の実線はその結果を示している。実験と理論とは数%の精度で一致している。このような驚くべき精度で多体効果を検証できることが、レーザー冷却された BEC の魅力である。他方、理論計算は実験結果を数%過大評価していることがわかる。この理由は次に述べる集団モードの減衰と関連があると考えられる。

4.3. 集団モードの減衰、有限温度の効果

ノーマル成分が観測にかからないくらい低温でも集団モードが減衰することを、実験結果は示している。^{27, 30)} Smerzi と Fantoni は、絶対零度における GP 方程式を長時間にわたり数値的に時間発展させるだけで、実験²⁷⁾とよく一致する減衰寿命と集団モードの周波数が得られることを示した。³¹⁾ これは、非線形相互作用がどんなに弱くても、系の長時間にわたる振舞を調べるために、GP 方程式を線形化する Bogoliubov 近似では不十分であることを意味している。非線形項が集団モードの減衰を引き起こすのはいろいろなモードを結合させるからで、非調和結晶中のフォノンの減衰と同様なメカニズムである。Kagan らは、原子軌道がカオス的になる結果、原子の不安定軌道が集団モードの減衰と不可逆性を引き起こすという興味深い解釈を提案している。³²⁾ 不安定軌道の要因としては、GP 方程式の非線形項と閉じ込めポテンシャルの非対称性などが考えられる。

Jin らは、ノーマル原子の存在が顕著になるような有限温度における集団モードの振動数および減衰レートの温度依存性を測定した。³³⁾ 減衰レートは $m=0$ のモードも $m=2$ のモードも同様に振舞うが、振動数は $m=0$ のモードが温度とともに増加するのに対して、 $m=2$ のモードは減少するという顕著な違いが観測されている。本稿の執筆時点で周波数シフトを説明することに成功した理論はないが、ダンピングに関しては次のようなメカニズムが考えられる。

Bose 粒子系を記述する場の演算子 $\hat{\psi}$ を、期待値が 0 でない凝縮成分 ϕ_0 とそれ以外の成分 ϕ に分けると、全系のハミルトニアンは ϕ_0 だけを含む項、 ϕ の 2 次の項および 3 次以上の項に分類できる。2 次までの項を対角化する理

論が Bogoliubov 理論で、3 次以上の項が減衰を引き起こす。絶対零度付近で重要な過程は一つの準粒子が二つ以上の準粒子に崩壊する Beliaev 減衰で、³⁴⁾ Smerzi と Fantoni が数値シミュレーションで見出した減衰はこの過程の寄与によるものと考えられる。有限温度では、BEC の集団モードがノーマル原子に散乱されることで減衰する Landau 減衰が重要になる。 M を原子の質量、 s を音速として、 Ms^2 よりも十分に低温での減衰レートは温度の 4 乗に比例し、³⁵⁾ 高温では温度に比例する。³⁶⁾ しかし、これらはいずれも実験事実を説明しない。Jin らの実験はこれらの中間領域にあると考えると、減衰レートが定性的に説明できると主張するいくつかの理論がでている。³⁷⁾ これらの理論はいずれも一様な系を仮定している。最近、Fedichev らは、トラップポテンシャルのために BEC とノーマル原子の空間分布が大いに異なり、両者の境界が減衰に重要な寄与を与えるという理論を発表している。³⁸⁾ この描像は物理的な直感に合致しているが、一様な系を仮定した理論と定性的には同じ結果を与えていて、両者の差異に関する十分な理解には至っていない。

4.4. 純粋な凝縮体と擬凝縮体

転移温度以下では原子気体の中心に高密度な BEC 相が現れることを 2 節でのべたが、これで巨視的な数の原子が单一の一粒子状態を占めているとみなすことはできない。実際、系の相互作用エネルギー幅の中に存在する一粒子準位は 10^2 個から 10^5 個にも達する。このようなエネルギー幅を持った系が单一の多体量子状態にあるとどうしていえるのだろうか。その理由を考えるために、次のような 2 体の相互作用を考えよう。

$$\hat{V} = \frac{V}{2} \sum_{n_1, n_2, n_3} \hat{b}_{n_1+n_2-n_3}^\dagger \hat{b}_{n_3}^\dagger \hat{b}_{n_2} \hat{b}_{n_1}. \quad (4.1)$$

ここで、 n_1, n_2, n_3 は多体量子状態を区別する指標（エネルギー固有値、磁気量子数等）であると仮定する。いま、全部で N 個の原子が存在し、それらがすべて单一の多体量子状態 $|n=0\rangle$ にあるとしよう。この状態に対する相互作用エネルギーの期待値は $\langle 0 | \hat{V} | 0 \rangle = VN^2/2$ で与えられる。もし、 N 個の原子のうち N_1 個が量子状態 $|n=0\rangle$ に、残りの $N_2 = N - N_1$ 個が別の量子状態 $|n=1\rangle$ にあるとすると、この時、相互作用エネルギーの期待値は $VN^2/2 + VN_1N_2$ となり、斥力相互作用の場合 ($V > 0$) エネルギーは交換相互作用の分 VN_1N_2 だけ損をするので、すべての原子は同一の量子状態を占めようとする。³⁹⁾

逆に、引力相互作用の場合 ($V < 0$) は、交換相互作用の分だけ得をしようとして BEC の原子はエネルギーの接近した複数の量子状態を占めようとする。これを分裂状態にある擬凝縮体 (fragmented pseudo-condensate) といい、³⁹⁾ 引力相互作用をする BEC の崩壊に寄与する。

5. 原子レーザー

5.1. BEC とコヒーレンス

原子レーザーの定義については異論もあるが、ここでは単純に高密度でコヒーレントな原子ビームを発生するデバイスと定義しよう。オープンから飛来する熱的な原子ビームの縮退度（モードあたりの原子密度）は 10^{-12} 個/cm³ 程度だが、原子レーザーの縮退度は 1 よりもずっと大きい。原子レーザーは高い縮退度とは別にコヒーレンスという性質を持っている。原子ビームが Young タイプの干渉縞を示す場合、ビームは 1 次コヒーレンスを持つという。しかし、フィルターによって単色化された光であればレーザーではなくても Young の干渉縞が現れることは周知のことである。レーザーがこれらの光源と区別されるのは、その統計性（高次のコヒーレンス）による。

コヒーレンス時間（原子波の位相が保たれる時間）よりも短い時間で原子数を観測し、その期待値と 2 乗の期待値をそれぞれ $\langle n \rangle$ と $\langle n^2 \rangle$ と書こう。この時、 $g^{(2)}(0) = \langle n^2 \rangle / \langle n \rangle^2$ という量を定義すると、平均原子数が 1 に比べて十分大きい場合、 $g^{(2)}(0)$ は、原子源が Bose-Einstein 分布に従って熱的に揺らいでいる場合は 2、揺らいでない場合は 1 という値をとる。実際、熱的に揺らいでいるコヒーレントなネオンの原子源の場合は $g^{(2)}(0) = 2$ となることが実験的に確かめられている。⁴⁰⁾ $g^{(2)}(0)$ が 1 よりも大きい値をとるのはボソンが集まりやすい性質を持っていることの現れで、バンチング効果と呼ばれる。一般に、原子源が Bose-Einstein 分布にしたがってバンチングしている場合、 $g^{(k)}(0) = \langle n^k \rangle / \langle n \rangle^k \equiv k!$ となることが簡単な計算によって示される。BEC の場合、相互作用エネルギーが $a g^{(2)}(0)$ に比例するので、S 波散乱長 a に関するデータと相互作用エネルギーの測定結果から $g^{(2)}(0)$ の値を決定することができる。結果は、²³Na の場合は $g^{(2)}(0) = 1.25 \pm 0.58$ 、⁸⁷Rb の場合は $g^{(2)}(0) = 1.0 \pm 0.2$ となり、いずれも $g^{(2)}(0) = 1$ とコンシスティントである。⁴¹⁾ さらに、3 体衝突による BEC 原子の損失の割合から $g^{(3)}(0) = \langle n^3 \rangle / \langle n \rangle^3$ の値を測定することができる。この場合は $g^{(3)}(0)$ の値の絶対値を決定することはできないが、転移温度よりも十分低い場合の $g^{(3)}(0)$ の値に対する、転移温度以上における $g^{(3)}(0)$ の値の比を測定することができる。⁸⁷Rb に対するこの比の測定結果は 7.4 ± 2 となり、理論予測 $3! = 6$ とコンシスティントになっている。⁴²⁾ これらの結果は、BEC の原子数が局所揺らぎを示さない高次のコヒーレンスを持っていることを示している。このような統計性を示す量子状態の例はコヒーレント状態と原子数確定状態（Fock 状態）である。

5.2. 原子レーザーと二つの BEC の干渉実験

MIT のグループはトラップされた BEC をコヒーレンスを保ったままパルス的に取り出すことに成功した。ある超

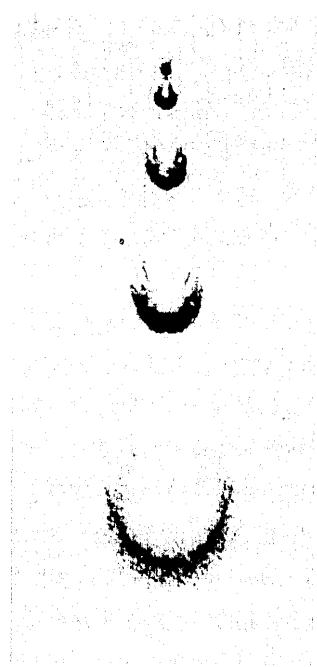


図 4 パルスレーザー。トラップされた BEC に rf パルスを照射すると、ある割合の BEC がトラップから重力により次々に落下する。（M. R. Andrews, et al.: J. Low Temp. Phys. **110** (1998) 153 より転載。）

微細準位に形成された BEC に rf パルスを照射すると、同じ量子状態にある巨視的な数の原子が Rabi 振動する。⁴³⁾ 従って、パルスの強度や幅を適当に調節することにより、トラップされない準位に遷移する原子数を制御することができ、それらの原子は重力によってトラップから図 4 のように次々と落下する。⁴⁴⁾ 落下するパルスが広がるのは、BEC がトラップの高次のモードにではなく基底状態に用意されているからである。

さて、このようにして取り出された原子パルスがパルスレーザーという名に値するためには、取り出されたパルスがグローバルなコヒーレンスを持っている必要がある。これを確かめるために、MIT のグループは二つの BEC から落下させたパルスを重ねあわせ、それらが干渉縞を示すことを実証した。⁴⁵⁾ 図 5 はその例で、横軸のスケールは 1 mm、干渉縞の間隔は左側の図が $20 \mu\text{m}$ 、右側が $15 \mu\text{m}$ もあり、巨視的な物質波の存在を示している。この実験は二つのレーザー光の干渉実験に似ているが、この実験だけからはパルスが 1 次コヒーレンスを持っているということしかいえない。光のパルスレーザーのように、原子パルスがコヒーレント状態にあるかどうかを調べるために、各パルスに含まれる原子の統計性を調べる必要がある。

ところで、普通のレーザーは開放系であり、位相をある程度確定させるために光子数が揺らげる物理的機構が存在するが、磁気ポテンシャルに閉じ込められている BEC は閉じた系なので、このような干渉縞の実験結果をどのように解釈すればよいのだろう？ ここでは、二つの代表的な解釈を紹介しよう。

5.3. ゲージ対称性の破れと観測による波束の収縮

一つの解釈は、バルクの超流動体の場合と同じように、

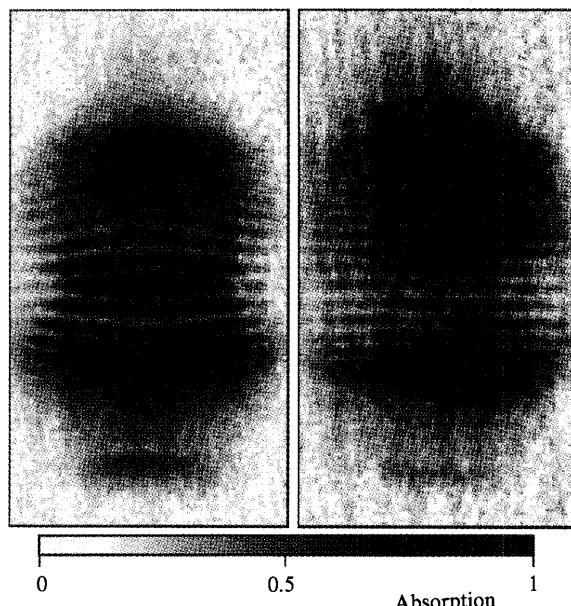


図5 二つのBECの干渉実験。二つのBECを落下・膨張させて重ねあわせた結果、干渉縞が現れている。横軸のスケールは1 mmもあり、巨視的な物質波の存在の実証であるといえる。干渉縞の間隔は左が20 μm、右が15 μm。(M. Andrews, et al.: Science 275 (1997) 637より転載。)

転移温度以下でグローバルな U(1) ゲージ対称性が自発的に破れることにより、BEC は位相を獲得し、そのおかげで Young タイプの干渉縞が発生するというシナリオである。獲得した位相はサンプルごとに全くランダムなので位相差もランダムであり、その結果、干渉縞の位置は二つの独立なレーザー光の干渉の場合と同様にパルスごとに揺らぐ。

トラップされている原子数は確定しているので（本當は、観測するまでは確定しているとは言えないのだが⁴⁵⁾）、原子数の非保存を意味するゲージ対称性の破れという解釈は成り立たないと考えられがちである。しかし、BEC の位相が確定するためには BEC に含まれる原子数が \sqrt{N} 程度揺らぐだけで十分であり、MIT の実験では数千個の揺らぎに相当する。実は、原子数がこの程度揺らいでいる可能性は十分ある。その理由は、斥力相互作用のために BEC に含まれている原子数の約 0.1% は仮想的に励起され、これが BEC の原子数の揺らぎに寄与するからである。このような斥力相互作用に起因する原子数の揺らぎがコヒーレンスを生じさせるかどうかは興味ある問題である。

もう一つの解釈は、観測による波束の収縮の結果、干渉縞が現れるというものである。測定前は各々の BEC の原子数 N_A, N_B は確定しており、位相は全く不確定であるが、ある位置 x で観測された原子がどちらの BEC から来たかは原理的に知ることができないので、測定が進むにつれ、残された BEC に含まれる原子数の差は次第に不確定になり、位相差は測定結果が現れる確率を最大にする値に収束していくというシナリオである。⁴⁶⁾ この話は、理論としては正しいが、MIT の実験がこの理論の前提を満たしているかど

うかは自明ではない。問題の一つは、この理論では原子が一つ一つ観測され、ある原子の測定結果が後の測定結果の確率分布に影響するのにたいして、MIT の実験ではすべての原子が同時に観測されるという点にある。

ゲージ対称性の破れと観測による波束の収縮という考え方は、一見すると全く異質な考え方のように思われるが、数学的構造には類似性がある。ゲージ対称性の破れを議論する標準的な方法は、Bogoliubov の補助場と呼ばれる粒子数保存を破る無限小の場を導入し、熱力学的極限をとった後で、補助場を 0 とする。これに対して、観測による波束の収縮の理論では二つの BEC 原子の消滅演算子 \hat{a}_1, \hat{a}_2 の重ねあわせの場の演算子 $\hat{\Psi}(x) = \hat{a}_1 e^{ikx} + \hat{a}_2 e^{-ikx}$ から構成される数密度演算子 $\hat{N}(x) = \hat{\Psi}^\dagger(x) \hat{\Psi}(x)$ がオブザーバブルになっている。この時、干渉縞に対応するオブザーバブルはコサイン演算子となるが、これは BEC の粒子数差を保存しない対称性を破る場の役割を果たしている。

5.4. 恒藤–Anderson の思考実験

恒藤や Anderson は、独立に準備された二つの超流動体をくっつけた場合、それらの間に Josephson カレントが流れれるかという問題提起を行った。^{47, 48)} 前もって両者の位相差を決める因果的な要因が全くない以上、Josephson カレントは全く流れないと答えがもっともらしく思われる。しかし、ゲージ対称性の自発的破れという考え方を信じれば、Josephson カレントは毎回流れ、その向きは全くランダムで予測できないという答えにならざるをえない。他方、観測による波束の収縮というシナリオが正しければ、最初はカレントは流れないと、観測するうちにじわじわと Josephson カレントが流れはじめるという可能性も否定できない。論理的にはどのシナリオも正しく、理論的にどれかを否定することはできないように思われる。その理由は、ユニタリーな時間発展を記述する部分と、観測過程を記述する部分、そして、ゲージ対称性の自発的な破れを記述する部分がそれぞれ互いに無矛盾な量子論の一部分を構成しているからである。原子気体の BEC を用いて、それぞれのシナリオがどのような条件下で起こりうるのかを検証できれば、量子論の一層の理解につながるものと期待される。

6. 引力相互作用する BEC

6.1. 準安定な BEC

⁷Li は S 波散乱長が負で、実効的には引力相互作用をする。⁴⁹⁾ 引力相互作用をする一様な Bose 粒子系は気体相では安定には存在し得ず、高密度な液体相または固体相へと転移し、BEC は起こらないと信じられている。ところが最近、ライス大学のグループが磁気ポテンシャルに閉じ込められた ⁷Li の原子気体が準安定な BEC を形成することを実験的に見出した。²⁾ 準安定な BEC が存在できる理由は定

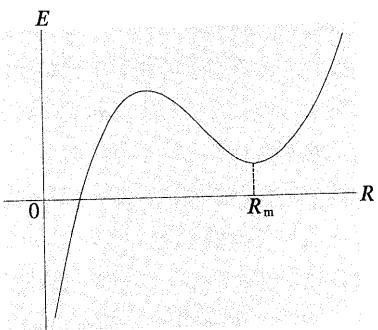


図6 引力相互作用をする BEC のエネルギー E . 全原子数 N が臨界値 N_c よりも小さければ、 E は $R=R_m$ で極小値を持ち、準安定な BEC が存在する。しかし、 N が N_c を超えると極小値は消滅し、BEC は存在できない。

性的には次のように理解できる。

R 程度の領域に閉じ込められた原子のポテンシャルエネルギーは R^2 に比例し、運動エネルギーは不確定性関係により $1/R^2$ に比例する。引力相互作用のエネルギーは負で、原子数密度 N/R^3 に比例する。ここで N は全原子数である。全エネルギーはこれら三つの項の和で与えられるので、全原子数 N がある臨界値 N_c よりも小さければ、全エネルギーは図6のように極小点 $R=R_m$ を持つ。

しかし、準安定な状態と真の基底状態である高密度相 $R \sim 0$ とを隔てるエネルギー障壁は原子数が増加するにしたがって低くなり、 N がある臨界値 N_c を超えると準安定な状態は存在しえなくなる。理論的に予言されている N_c の値はライス大学の実験系の場合は 1,200 程度で、^{50, 51)} 実験結果²⁾ も同程度の値を示している。

6.2. 準安定な BEC が崩壊するシナリオ

$N < N_c$ の場合には BEC は形成されるが、BEC 状態は真の基底状態ではないのでやがては崩壊する。BEC が崩壊するメカニズムは主として 3 種類が考えられる。

第一の可能性は、原子が衝突の際にスピン反転を起こしてトラップから放逐されたり、3 体衝突を起こして束縛状態を形成し、その際に放出される潜熱によってトラップから飛び出す非弾性散乱の過程である。^{52, 53)}

第二の可能性は 4.4 節で述べた BEC が分裂して崩壊するメカニズムである。原子間相互作用が引力の場合は、空間的に一様な系では BEC が単一の量子状態にある場合よりも複数の量子状態にある場合の方が交換相互作用の分だけ得をする。したがって、BEC は複数の量子状態へと分裂していく、ついには巨視的な原子数に占有された状態が消滅してしまうというシナリオである。⁵⁴⁾ 角周波数が ω の等方的な放物型ポテンシャルにトラップされている BEC が、このメカニズムにより崩壊するための条件を考えよう。原子数密度を n とすれば、BEC 状態にある一原子あたりの Hartree エネルギーと Fock エネルギーは共に nU_0 で、BEC から原子一つが励起されると Fock エネルギーの分だけ相互作用エネルギーは得をする。しかし、励起状態は少なくとも $\hbar\omega$ だけ高いエネルギー状態があるので、原子一つが励起されることによるエネルギーの変化分は $\hbar\omega - n|U_0|$ となる。従って、BEC が分裂して崩壊するための条件は、 $\hbar\omega < n|U_0|$ である。ライス大学の実験では $\hbar\omega \sim 7 \text{ nK}$, $n|U_0| \sim 1 \text{ nK}$ なので、BEC はこのメカニズムでは崩壊しないと考えられる。

第三の可能性は、準安定な BEC 相が巨視的な量子トンネリングを起こして高密度相へと崩壊するというシナリオである。⁵⁵⁾ 次にこの可能性について議論しよう。

6.3. 巨視的量子トンネリング

準安定状態にある系の零点振動は、等方的な膨張と収縮を繰り返すモード (breathing mode) で、系が図6の極小点 $R=R_m$ の周りで振動するフォノンモードである。しかし、引力相互作用をする原子集団の長波長モードは不安定性で、ひとたび大きな揺らぎが起こると全体がいっきに崩壊してしまう可能性がある。このような崩壊は、原子数が大きいためにトンネリングを介しては起こらないという主張がしばしば行なわれている。^{56, 57)} 我々はこのトンネルレートをインスタントン法を使って定量的に評価した。その結果、トンネルレートは N が N_c に近づくにつれ急速に増大することを見出した。⁵⁵⁾ 例えば、 N が N_c の 99% ではトンネルレートは 1 秒あたり 10^{-4} 回という小さい値になり、この領域では非弾性散乱による BEC の崩壊が支配的になる。しかし、 N がそれよりもほんの少し増大し、 N_c の 99.5% になると、1 秒間に 2 回もトンネルするようになり、巨視的量子トンネリングによる崩壊が支配的になることが予想される。

蒸発冷却が完了した直後には、磁気トラップには 10 万個以上の原子がロードされているが、BEC になりうるのはこのうちたった 1,000 個程度なので、ほとんどの原子は非凝縮相にあると考えられる。従って、巨視的なトンネリングによって BEC が消滅しても、非凝縮相からの補給を受けて BEC が再生されるものと考えられる。従って、BEC の原子数が時間的に成長と崩壊を繰り返すという興味深い現象が期待できる。⁵⁸⁾

6.4. BEC 崩壊の末期

準安定な BEC は気体相にあり、数ミクロンの大きさを持っている。しかし、ひとたび崩壊しはじめると、原子集団は数 Å のオーダーの反発芯が見えるまで収縮していくものと予想される。従って、原子集団は一瞬のうちに密度にして 10^{18} も圧縮されることになる。それでは、BEC は崩壊して高密度なりチウム金属になるかといえば、そうはならないと考えられる。その理由は、崩壊過程で原子密度が高くなると 3 体衝突が起こりはじめ、束縛状態の形成とともにになって数ケルビンという巨大な潜熱が放出されるからである。放出された潜熱は原子の運動エネルギーに転化され、

原子集団は大爆発を起こして飛び散ってしまうと考えられる(もっとも、大部分の原子が飛び散った後に、ブラックホールに相当するリチウムの金属片が生成される可能性は否定できないが)。このような巨大な密度変化は超新星の大爆発にも匹敵するもので、そのダイナミックスを研究することは大変興味深いことである。

7. その他のトピックス

最後に、今後の課題からいくつかのトピックスを列挙する。

- Fermi 粒子系の場合、Fermi 縮退を観測することが当面の実験目標になる。これを光学的に観測すると、低次元系の場合、吸収端異常に類似した現象が現れるかどうか。
- 三つの独立した BEC を用意した後にそれらを結合させると、Josephson カレントはどちら向きに流れるのか、また、フラストレーションが生じた場合のヴォーテックスの発生のダイナミックスはどのようなものか？これは、宇宙論における Kibble メカニズムに類似したものである。⁵⁹⁾
- ⁷Li の同位体である ⁶Li はフェルミオンであり、S 波散乱長は $-1,000\text{\AA}$ 程度と極めて大きく、⁴⁹⁾ 実験的に到達可能な温度で超流動になる可能性がある。⁶⁰⁾ ⁶Li は大きさ 1 の核スピンを持っており、超流動体はスピン構造を示し、かつ、ギャップレスな励起モードが存在することが理論的に予言されている。⁶⁰⁾
- MIT のグループは最近、Feshbach 共鳴を用いて S 波散乱長を変調することに成功した。⁶¹⁾ これで、同じ種類の原子を用いて、印加磁場によって原子間相互作用の強さとその符号を変調して物性を研究できる新たな可能性が開けた。

参考文献

- 1) M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell: Science **269** (1996) 198.
- 2) C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett and R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1687. C. C. Bradley, C. A. Sackett and R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 985.
- 3) K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. D. Durfee, D. M. Kum and W. Ketterle: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3969.
- 4) Press Release, The Nobel Prize in Physics 1997, <http://www.jp.nobel.se/announcement-97/physics97.html>. 久我隆弘: 日本物理学会誌 **52** (1997) 930.
- 5) A. Einstein and S. B. Preuss: Akad. Wiss. Phys.-Math. Klasse **13** (1925) 3. この論文の和訳は、『インシュタイン選集 1』(湯川秀樹監修、中村、谷川、井上訳(共立出版、1971年) p. 136.
- 6) 中性原子のレーザー冷却についての総合報告については、清水富士夫: 応用物理 **60** (1991) 864. 一般の読者向けの解説としては S. Chu: Sci. Am. (1992) No. 2, 71, W. D. Phillips: Sci. Am., March (1987) No. 3, 35.
- 7) W. Ketterle and N. J. van Druten: Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37** (1996) 181.
- 8) I. Zapata, F. Sols and A. Leggett: Phys. Rev. A **57** (1998) R28.
- 9) D. S. Rokshar: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2164. R. Dodd, K. Burnett, M. Edwards and C. Clark: Phys. Rev. A **56** (1997) 587.
- 10) E. Mueller, P. Goldbart and Y. Lyanda-Geller: Phys. Rev. A **57** (1998) R1505.
- 11) D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, A. P. Chikkatur, S. Inouye, H.-J. Miesner, J. Stenger and W. Ketterle: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 2027.
- 12) T. Ohmi and K. Machida: J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 1822.
- 13) A. J. Leggett, Found. Phys. **25** (1995) 113; *Bose-Einstein Condensation*, ed. A. Griffin, D. W. Snoke and S. Stringari (Cambridge Univ. Press, 1995) p. 452.
- 14) M. R. Andrews, M.-O. Mewes, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle: Science **273** (1996) 84.
- 15) H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, D. S. Durfee, S. Inouye and W. Ketterle: Science **279** (1998) 1005.
- 16) N. Imoto, H. Haus and Y. Yamamoto: Phys. Rev. A **32** (1985) 2287.
- 17) S. Grossmann and M. Holthaus: Z. Naturforsch. **50a** (1995) 921.
- 18) W. Ketterle and N. J. van Druten: Phys. Rev. A **54** (1996) 656.
- 19) J. R. Ensher, D. S. Jin, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 4984.
- 20) P. C. Hohenberg: Phys. Rev. **158** (1967) 383.
- 21) R. A. Ferrel: Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 330. L. Pitaevskii and S. Stringari: J. Low Temp. Phys. **85** (1991) 377.
- 22) N. N. Bogoliubov: J. Phys. (USSR) **11** (1947) 23.
- 23) K. Huang and C. N. Yang: Phys. Rev. **105** (1957) 767.
- 24) E. P. Gross: Nuovo Cim. **20** (1961) 454; J. Math. Phys. **4** (1963) 195. L. P. Pitaevskii: Zh. Eksp. Teor. Fiz. **40** (1961) 646 [Sov. Phys.-JETP **13** (1961) 451].
- 25) M. R. Andrews, D. M. Kurn, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, C. G. Townsend, S. Inouye and W. Ketterle: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 553, 553 (E).
- 26) D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, S. Inouye, M. R. Andrews and W. Ketterle: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 500.
- 27) D. S. Jin, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 420.
- 28) M. Edwards, R. J. Dodd, C. W. Clark and K. Burnett: J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **101** (1996) 553.
- 29) T. Kimura and M. Ueda: cond-mat/9803130.
- 30) M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend and W. Ketterle: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 988.
- 31) A. Smerzi and S. Fantoni: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3589.
- 32) Yu. Kagan, E. L. Surkov and G. V. Shlyapnikov: Phys. Rev. A **55** (1997) R18.
- 33) D. S. Jin, M. R. Matthews, J. R. Ensher, C. E. Wieman and E. A. Cornell: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 764.
- 34) S. T. Beliaev: Sov. Phys.-JETP **7** (1958) 289, 299.
- 35) P. C. Hohenberg and P. C. Martin: Ann. Phys. (USA) **34** (1965) 291.
- 36) P. Szepfalusy and I. Kondor: Ann. Phys. (USA) **82** (1974) 1.
- 37) W. V. Liu: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 4056. L. Pitaevskii and S. Stringari: Phys. Lett. A **235** (1997) 398. S. Giorgini: Phys. Rev. A **57** (1998) 2949.
- 38) P. O. Fedichev, G. V. Shlyapnikov and J. T. M. Walraven: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 2269.
- 39) P. Nozières and D. Saint James: J. Phys. **43** (1982) 1133.
- 40) M. Yasuda and F. Shimizu: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3090.
- 41) W. Ketterle and H.-J. Miesner: Phys. Rev. A **56** (1997) 3291.
- 42) E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell and C. E. Wieman: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 337.
- 43) M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend and W. Ketterle: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 582.
- 44) M. R. Andrews, D. S. Durfee, S. Inouye, D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner and W. Ketterle: J. Low Temp. Phys. **110** (1998) 153.
- 45) M. Andrews, C. Townsend, H. Miesner, D. Durfee, D. Kurn and W. Ketterle: Science **275** (1997) 637.
- 46) J. Javanainen and S. M. Yoo: Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 161. Y. Castin and J. Dalibard: Phys. Rev. **55** (1997) 4330.
- 47) 恒藤敏彦: 物性研究 **1** (1963) 132.

- 48) P. W. Anderson: *The Lesson of Quantum Theory*, ed. J. de Boer, E. Dal and O. Ulfbeck (Elsevier, 1986) p. 23.
- 49) E. R. I. Abraham, W. I. McAlexander, J. M. Gerton and R. G. Hulet: Phys. Rev. A **55** (1997) R3299.
- 50) P. A. Ruprecht, M. J. Holland, K. Burnett and M. Edwards: Phys. Rev. A **51** (1995) 4704.
- 51) T. Tsurumi and M. Wadati: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 3035.
- 52) R. J. Dodd, M. Edwards, C. Williams, C. Clark, M. Holland, P. Ruprecht and K. Burnett: Phys. Rev. A **54** (1996) 661.
- 53) F. Dalfovo and S. Stringari: Phys. Rev. A **53** (1996) 2477.
- 54) Yu. Kagan, G. Shlyapnikov and J. Walraven: Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 2670.
- 55) M. Ueda and A. Leggett: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1576.
- 56) E. Shuryak: Phys. Rev. A **54** (1996) 3151.
- 57) H. Shi and W. Zheng: Phys. Rev. A **55** (1997) 2930.
- 58) C. Sackett, C. C. Bradley, M. Welling and R. G. Hulet: Appl. Phys. B **65** (1997) 433. C. Sackett, H. T. C. Stoof and R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 2031.
- 59) T. W. B. Kibble: J. Phys. A **9** (1976) 1387. W. H. Zurek: Nature **317** (1985) 505.
- 60) A. Modawi and A. Leggett: J. Low Temp. Phys. **109** (1997) 625.
- 61) S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn and W. Ketterle: Nature **392** (1998) 151.

(1998年4月14日原稿受付)

日本物理学会誌 第53巻 第10号（1998年10月号）予定目次

交流

超流動ヘリウム液面上の2次元電子系……………河野公俊

解説

ニュートリノ振動研究の現状……………南方久和

人工磁気周期構造と2次元電子系……………家 泰弘

シリコン気相成長中の表面電子状態

……………高桑雄二, 遠田義晴, 坂本仁志, 宮本信雄

リニアーコライダー計画と偏極陽電子ビーム

……………大森恒彦, 広瀬立成

最近の研究から

粉体摩擦——ミクロなすべりとマクロなすべり——那須野悟

高エネルギー電子陽子衝突における大運動量移行事象

——“HERA High- Q^2 Event”はどうなったか?——

……………久世正弘, 長野邦浩

話題

ニュートリノ振動の証拠——スーパーカミオカンデにおける

大気ニュートリノの観測から——……………梶田隆章

国際会議

王子国際セミナー「Quest for New Physical Phases

under Extreme Conditions」……………高田康民, 常行真司

新著紹介