

第一章 序論

1.1 歴史的背景 1 — アインシュタインの予言(1924年)から最初の成功(1995年)まで

1924年6月、アインシュタイン (A. Einstein) はインドの物理学者ボース (S. N. Bose) から一編の論文「プランクの法則と光量子仮説」を受け取った。その論文は、光を粒とみなし、この粒同士には区別がないと仮定して統計をとると、プランクの輻射公式が導ける、というものであった。その論文で採用された統計のとり方—今日では**ボース・アインシュタイン統計**と呼ばれる—の重要性に気付いたアインシュタインは、その論文をドイツ語に翻訳し、ボース単名で *Zeitschrift für Physik* に投稿した (この論文は同年の夏に出版された[1])。そしてアインシュタインは、このボースのアイデアを原子系に適用してみた[†]。つまり箱の中に閉じ込められた原子のとり得る状態を離散化し、そこにボース統計を適応した。その結果、最低エネルギー準位を占める粒子数が、ある温度以下で巨視的な大きさになる現象—**ボース・アインシュタイン凝縮 (BEC: Bose-Einstein condensation)**—が起こることを予言した[2]。しかし、このアインシュタインの予言は単なる数学上のもので、現実には起こることはないと思われていた。

このアインシュタインの予言を復活させたのは、理論物理学者のロンドン (F. London) であった。1927年、液体ヘリウムが 2.17K で比熱が発散する 2 次相転移 (λ 転移) を起こすことが見出され、1937年には、この λ 転移温度以下では粘性がゼロに近くなる超流動現象がカピッツァ (P. L. Kapitza) によって発見された。1938年、ロンドンは、それまで謎であったこれらの特異な現象は、ヘリウム原子のボース・アインシュタイン凝縮によるものであると説明した[3]。実際、液体ヘリウムをボース気体とみなしアインシュタインの予想するボース凝縮転移温度を計算すると、 λ 転移温度 2.17K に近い 3.13K と計算される。また、1911年にオネス (H. K. Onnes) により、水銀において初めて発見された超伝導現象は、46年後の 1957年、バーディーン (J. Bardeen)、クーパー (L. N. Cooper)、シュリーファール (J. R. Schrieffer) により、格子振動を仲立ちとする引力相互作用によって対をなした電子 (クーパー対) のボース・アインシュタイン凝縮として説明された (BCS 理論)。その後、超伝導と同じ微視的機構で液体ヘリウム 3 も超流動になることが理論的に予測され、1972年、

[†]1924年の暮れ、アインシュタインのもとに、物理学者ランジュバンから、彼の学生ド・ブロイ (L. V. de Broglie) の学位論文が送られた。その論文は、物質波の概念に関するものであり、ランジュバンはこのアイデアに対するアインシュタインの意見を求めている。アインシュタインは「それは単なる類推にとどまらないものがあると思います」と返答した。アインシュタインはド・ブロイのアイデアを知った後に、ボース・アインシュタイン凝縮に関する論文[2]を書いている (実際、論文の中でド・ブロイのアイデアを引用している)。ちなみに、シュレーディンガーはこの論文でド・ブロイのアイデアを知り、シュレーディンガー方程式への着想を得ることができた。1926年4月にアインシュタインに宛てた手紙では「あなたがボース気体に関する二番目の論文で、ド・ブロイのアイデアの重要性に注意を向けることがなかったらならば、これらの仕事に今でも、そしてこれからも取り掛かることもなかったでしょう」と書いている。

実際に数 mK の温度領域で超流動状態へ相転移することが確認された。1993 年には半導体 (Cu_2O) 中の励起子においてボース・アインシュタイン凝縮の証拠が見いだされた[4]。しかし、これらのボース粒子—ヘリウム原子、クーパー対、および励起子—では粒子間の相互作用が大きく、その諸特性を理論計算と比較することは一般に困難である。実際、1986 年に発見された酸化物高温超伝導体における超伝導性の発現機構は、未だ完全には解明されていない。それ故、粒子間相互作用の小さい原子気体系でのボース・アインシュタイン凝縮の実現は、多くの物理学者にとって長年の夢であった。

磁場によりスピン偏極した水素原子気体は、低温においても分子にならないことが理論的に示されていたので、ボース凝縮を実現できる原子気体の有力な候補とみなされ、1980 年頃から本格的に実験的研究が始まった[5]。初期の実験は、主に磁場をかけた冷凍機内で偏極水素気体を圧縮することによってボース凝縮を目指すものであった。しかし、偏極水素原子は高密度状態では 3 体衝突を通して分子を形成してしまうことがわかり、ボース凝縮への道は困難を極めていた。そのような中、1986 年にヘス (H. F. Hess) は、高密度状態を経ずに、つまり 3 体衝突を抑えて偏極水素のボース凝縮を実現する手法を提案した[6]。それは、偏極水素を磁気トラップにより捕獲して外界との熱的接触を絶ち、運動エネルギーの高い原子を選択的にトラップから脱落させて温度を下げるというものであった (この手法は「蒸発冷却法」と呼ばれる)。この提案は翌年 1987 年に MIT のグループによって実行され[7]、1991 年にはボース凝縮まで温度にして 3 倍のところまで近づくことができた[8]。しかし、その後ボース凝縮実現までには、更に長い年月が費やされることになる。

1975 年にヘンシュ (T. Hänsch) とシャロウ (A. L. Schawlow) によって提案された中性原子のレーザー冷却[9]の実験的研究が本格的に始められたのは、ちょうど偏極水素でボース凝縮を目指す実験が始まった 1980 年頃であった。80 年代初期は、熱的原子ビームの 1 次元的なレーザー冷却実験が、主にアルカリ原子を用いて行われていた。そして 1985 年、ベル研究所のチュー (S. Chu) は、ナトリウム原子集団を 3 次元的にレーザー冷却 ($\sim 240 \mu\text{K}$) することに初めて成功した[10]。その後、原子を 3 次元的に冷却かつトラップする磁気光学トラップ (1987 年) [11]、原子集団を数 μK にまで冷却できる偏光冷却 (1989 年) [12]など、レーザー冷却の技術は飛躍的に発展し、レーザー冷却による原子のボース凝縮実現の可能性が本格的に議論されるようになった。しかし、レーザー光を用いた原子の冷却では、光子の反跳運動量に相当する温度 (反跳限界温度) 以下に原子を冷却することは一般に難しく、また原子集団の密度が高くなると原子間衝突によるトラップからのロスが大きくなることも実験的に確認され[13]、レーザー光のみを用いた原子のボース凝縮実現は困難であることが次第にわかってきた。

1990 年代に入り、MIT のプリチャード (D. Pritchard) のグループ (現在はケタリ (W. Ketterle) が率いている)、および JILA のコーネル (E. Cornell)、ワイマン (C. Wieman) のグループは、偏極水素原子のボース凝縮の実験で用いられていた蒸発冷却の技術を、レーザー冷却された原子集団に適用してボース凝縮を目指す方針を固めた。中性原子の磁気ト

ラップは既に 1985 年に実現されており[14], 「レーザー冷却」, 「磁気トラップ」, 「蒸発冷却」, それぞれ既に存在していた技術をうまく融合させることができるかどうか, ボース凝縮実現の鍵であった. そして様々な試行錯誤の末, 1995 年 6 月に JILA のグループが Rb 原子を用いて, そして 9 月には MIT のグループが Na 原子を用いて, それぞれボース凝縮体生成に成功した[15,16].

1.2 歴史的背景 2 — 最初の成功(1995 年)から現在(1999 年)まで

現在までにボース凝縮が実現されたアルカリ原子は, ^{87}Rb , ^{23}Na , ^7Li [17] の 3 種類ある. また, ボース凝縮に関してはアルカリ原子よりも歴史の古い水素原子でも 1998 年, 遂にボース凝縮が実現された[18]. 世界中で現在約 20 のグループがアルカリ原子の BEC に成功しているが, その大半は Rb 原子を用いている. Rb 原子が BEC 実験に広く用いられる理由として, (i)レーザー冷却のための光源に安価で安定な半導体レーザーを用いることができること, (ii)Rb 原子の常温での蒸気圧が比較的高い ($\sim 10^{-7}$ torr) ので, レーザー周波数制御のための飽和分光や, 磁気光学トラップが容易に行えること, (iii)原子間の非弾性衝突レートに比べ弾性衝突レートが十分大きいこと (これは蒸発冷却の際に重要になる) などが挙げられる. 我々東京大学のグループも Rb 原子を用いて 1998 年 12 月に BEC を実現した.

これまでに行われてきたアルカリ原子の BEC に関する実験および理論的研究成果の数は非常に多く*, ここでそのすべてを紹介することはできないが, 特に BEC の実験的研究で代表的なものを, 次の 3 つのタイプに分けて紹介する.

①BEC の生成, 確認法に関する実験: 1995 年に MIT と JILA のグループが初めて BEC を生成した実験では, 共に四重極磁場が磁気トラップに用いられていた. ただし, 四重極磁場の極小点 (トラップの中心) は磁場がゼロであり, この点の近くを通る原子のスピン状態は変化し (マヨラナ遷移) トラップから脱落してしまうので, JILA のグループは四重極磁場に回転磁場を加え, 磁場のゼロ点をトラップの中心からずらした. この手法は TOP (Time-Orbiting Potential) トラップと呼ばれる[19]. 一方, MIT グループは, 正に離調した (原子に斥力を与える) レーザー光を磁場のゼロ点にフォーカスして照射し, 磁気トラップの “穴” を塞いだ. どちらも BEC 実現の鍵となった巧妙な手法であるが, 生成された BEC の安定性がよくないという問題があった. 1996 年, MIT のグループは, (四重極磁場とは違い) 磁場の極小点がゼロでない磁気トラップ (発明した人物にちなんで IP (Ioffe Pritchard) トラップと呼ばれる) を採用することにより, 従来に比べ約 10 倍の原子数 ($\sim 10^6$) の BEC を安定に生成することができた[20]. その後 BEC を実現したグループのほとんどは, IP トラップを用いている. IP トラップのためのコイル配置にはいくつか種類があるが, 我々東京大学のグループは MIT のグループで用いられたクローバーリーフコイル (第三章, 図 3.8) と呼ばれるコイル配置を採用した.

* Georgia Southern University の BEC ホームページ(<http://amo.phy.gasou.edu/bec.html>)に, これまで BEC に成功した実験グループの一覧や, BEC に関する論文の充実したアーカイブがある.

BEC の観測方法として、BEC に共鳴プローブ光を照射し、プローブ光にできた BEC 影を CCD カメラで観測する手法（吸収イメージング法 [15]）が、現在でも主流である。しかし、これは基本的に破壊測定であり、単一の BEC の時間発展などは観測できない。また、磁気トラップされたままの BEC では光学密度が大きすぎて（ ~ 100 ）撮影された吸収画像を定量的に分析することができない。そこで、1996 年に MIT のグループは、BEC の新しい観測法を開発した。彼らはプローブ光として共鳴から大きく離調したレーザー光を用い、BEC を通過してきた光の位相変化をプローブ光の強度変化に変換する位相コントラスト法と呼ばれる手法により磁気トラップ内の BEC を直接（トラップから開放せずに）かつ非破壊的に観察することに成功した[21]。この手法は、熱的原子集団から BEC が成長する過程のリアルタイム観測に応用されている[22]。

②BEC の物性を調べる実験：1995 年に JILA と MIT のグループが初めて BEC を実現させた後、彼らが BEC の物性に関する実験として最初に行ったのは、BEC の集団励起の観測であった。磁気トラップされた BEC の特定の振動モード周波数が粒子間相互作用により理想気体での値からシフトすることが、ボゴリューホフの平均場理論[23]より導かれるグロス・ピタエフスキー方程式[24,25]（付録 E.1）から予想されていたが、実験結果は理論計算とよい一致を示した[26,27]。この実験によって、ボース凝縮体を記述する平均場理論の妥当性が示されたが、実験で観測された BEC の振動の減衰は平均場理論では説明がつかず、理論家にとって未解決の問題として今も残されている。

BEC の相転移温度の精密な測定も 1996 年に JILA のグループによって行われ、理想気体の転移温度に比べて 6%低い値が得られた[28]。このうち 3%は粒子数が有限である効果[29]、残りは粒子間斥力相互作用の効果[30]とされている。また、同年に JILA は BEC の比熱の測定も行い、理論が予想するように転移温度で比熱の不連続な飛びを観測した[28]。

この他に、磁場によって S 波散乱長、つまり粒子間相互作用の大きさと符号が変化するフェッシュバハ（Feshbach）共鳴の観測[31]、複数のスピン状態または超微細準位にまたがる多成分 BEC の生成、およびそのダイナミクスの観測[32-35]、BEC 内の音波速度の測定[36]、巨視的量子トンネル効果の観測[37]、BEC 内の量子渦生成[38]など、興味深い実験が数多く行われている。

③BEC の原子レーザーとしての可能性を探求する実験：1つの状態にマクロな数の原子が存在している BEC は、1つの共振器モードにマクロな光子が存在している光のレーザーと似ている。そこでボース凝縮体は、しばしば“原子レーザー”と形容される。

光のレーザーの場合、共振器を構成する複数のミラーのうち1枚だけにわずかな透過率を持たせ、そこからレーザー光を共振器外へ取り出す。これと同じように、磁気トラップされた BEC を原子レーザーとして用いるには、磁気トラップから BEC を少しずつ取り出す必要がある。そのための実験手法は幾つか存在している。MIT のグループは、磁気トラップされた BEC にスピンプリップを誘起する rf 磁場を照射し、その周波数を繰り返し掃引して、パルス的に BEC を取り出すことに成功した[39]。また、NIST (National Institute for

Standards and Technology) のフィリップス (W. D. Phillips) のグループは、光定在波による原子波のブラッグ散乱を用いて、任意の方向に特定の速度で BEC を磁気トラップから取り出す方法を開発した[40,41]. マックスプランク量子光学研究所のヘンシュのグループは、極めて安定した磁気トラップに、rf 磁場を連続的に照射して、擬似的に連続原子レーザーを実現した[42] (「擬似的」と付けたのは、磁気トラップ中の原子が尽きてしまえば、もはや原子を取り出せないからである). イェール大のカセヴィッチ (M. Kasevich) のグループは、磁気トラップ中の BEC を光定在波ポテンシャルに再捕獲し、各格子からの原子波のトンネル現象を利用して、一種のモードロック原子レーザーを実現した[43].

1996 年から 97 年にかけて、原子レーザーのコヒーレンス特性を調べる種々の実験が行われた. 1997 年, MIT のグループは、独立に用意した 2 つの BEC をトラップから開放し、オーバーラップした領域に 50~100% のコントラストで干渉縞が現れるのを観測した[44]. これは独立な光レーザーを用いたヤングの干渉実験 (この場合、干渉縞の位置はレーザーの周波数線幅の逆数程度の時間スケールで揺らぐ) に対応し、ボース凝縮体は確かに 1 次のコヒーレンスを保有していることが確認された. しかし 1 次のコヒーレンスを持つだけでは、「レーザー」と呼ぶことはできない. 実際、白熱灯が放射する熱的な光子でも、適当なフィルターにより単色化してやればヤングの干渉縞は観測されるし、ある程度速度の揃った熱的原子ビームを用いたヤングの干渉実験も存在する[45]. 真のレーザーは、すべての次数でコヒーレントでなければならない. つまり $g^{(k)}(0) \equiv \langle n^k \rangle / \langle n \rangle^k$ ($k = 1, 2, \dots$) が満たされていなければならない. ここで $\langle n \rangle^k$ は粒子密度の平均値の k 乗、 $\langle n^k \rangle$ は粒子密度の k 乗の平均値である*. 熱的な光子または原子集団の場合は、 $g^{(k)}(0) = k!$ となる[46]. 実際、レーザー冷却された (とは言っても熱的な) 原子ビームの強度相関実験より、 $g^{(2)}(0) = 2! = 2$ となることが確認されている[47].

$g^{(2)}(0)$ は、光や原子ビームの場合は強度相関または強度揺らぎに対応するが、ボース凝縮体の場合は密度ゆらぎに対応する. ボース凝縮体の平均場エネルギーは、密度の 2 乗の平均値に比例するので (付録 E, 式 (E.19)), 平均場エネルギーの測定は、そのまま $g^{(2)}(0)$ の測定に対応する[48]. 磁気トラップを瞬間的に切ると、凝縮体の平均場エネルギーはすべて運動エネルギーに変換されるので、ボース凝縮体の拡散の様子から平均場エネルギーを定量的に求めることができる. 1996 年, MIT のグループが Na 原子を用いて行った測定結果は $g^{(2)}(0) = 1.25 \pm 0.58$ であった[20,48,49]. また JILA のグループが Rb 原子を用いて行った測定結果は $g^{(2)}(0) = 1.0 \pm 0.2$ であった[48,50]. これらの結果は、ボース凝縮体が 2 次のコヒーレンスを持つ有力な証拠である.

$g^{(3)}(0)$ は 3 つの粒子が同じ位置に見出される確率に比例するが、これは原子の場合、3 体衝突のレートに比例する. 1997 年, JILA のグループは、磁気トラップからのロスの

* ここでいう“平均”操作は、光の場合はコヒーレンス時間よりも短い時間に検出器にはいる光子数に関して行い (時間平均), 原子の場合は特定の時刻に熱的ド・ブローイ波長 (原子波のコヒーレンス長) の 3 乗より小さい空間領域に存在する原子数に関して行う (空間平均). 原子波が光のレーザーのように進行していると考えれば、両者の平均操作は同じ意味を持つ.

原因である 3 体衝突（原子が分子を形成するチャンネル）のレートを、ボース凝縮体および熱的原子でそれぞれ測定し、その比が 7.4 ± 2 となることを確認した[51]。これはボース凝縮が 3 次のコヒーレンスを持っていると仮定したときの値 $3! = 6$ と矛盾しない。

“原子レーザー”という言葉は最初から認知されていたわけではなかった。“laser”とは「light amplification by stimulated emission of radiation」の接頭語だが、実際のボース凝縮体においては誘導放出過程によって物質波が増幅されているわけではないからである（誘導弾性散乱によってボース凝縮体が熱的原子集団から成長する過程は観測されている[22]）。しかし、ボース凝縮体も光のレーザーのように 1 次、2 次、及び 3 次のコヒーレンスを保有する証拠が得られた今では、「原子レーザー」という言葉はほぼ市民権を得ている[52]。

1998 年、NIST のグループは、既に開発していた光定在波によるボース凝縮体のブラッグ散乱技術を用いて、原子波四光波混合を実現した[53]。光の四光波混合は、媒質の非線形性を利用して 3 本の光波から新たな光波を生成するが、彼らは原子同士の相互作用を利用して、新たな原子波を生成した。この実験は非線形原子波光学の幕開けを告げるものである。

1999 年、MIT のグループは、光定在波によるブラッグ散乱を用いて磁気トラップされた BEC の運動量幅を測定したところ、BEC の位置と運動量の幅は最小不確定性関係を満足していることを確認した[54]。このことはボース凝縮体の位相が端から端までフラットであること、つまりボース凝縮体は空間的に完全にコヒーレントであることを意味する。

同年、MIT のグループは、BEC に比較的強いレーザー光を照射すると、レーザー光が特定の方向にのみ強く散乱され、その反跳として原子波も特定の方向に強く散乱される現象を発見した[55]。この現象は、1954 年にディッケ (R. H. Dicke) が理論的に予想し、光領域で盛んに研究された超放射に対応するものである。この発見は、その後、ボース凝縮体による原子波の増幅作用の観測へと繋がっていった[56,57]。

1.3 本研究の位置付け

原子レーザーの応用は、これまで光のレーザーを用いて行われていた実験を、単に原子レーザーに置き換えて実行することだけに留まらない。光子と違って質量と豊富な内部自由度を持つ原子レーザーは、光のレーザーでは原理的に実現不可能であるような現象やデバイスを生み出す可能性を秘めている。先に紹介した原子波四光波混合も、現象自身は光レーザーで知られたものであるが、その発現機構は光のレーザーとは根本的に異なっているという点では、これまでにない新しい現象であると言える。

原子レーザー用いた、いわゆる「原子光学」を今後大きく発展させていくためには、これまで光のレーザーのために開発されてきた種々の光学素子の「原子レーザー版」を開発していく必要がある。本研究では、光定在波によるボース凝縮体のブラッグ散乱技術[40]を利用して、反射率を 0~100%まで自由に調節できるボース凝縮体の理想的なミラーおよびビームスプリッターを構成し、ボース凝縮体のマッハ・ツェンダー干渉計（以降、ブラ

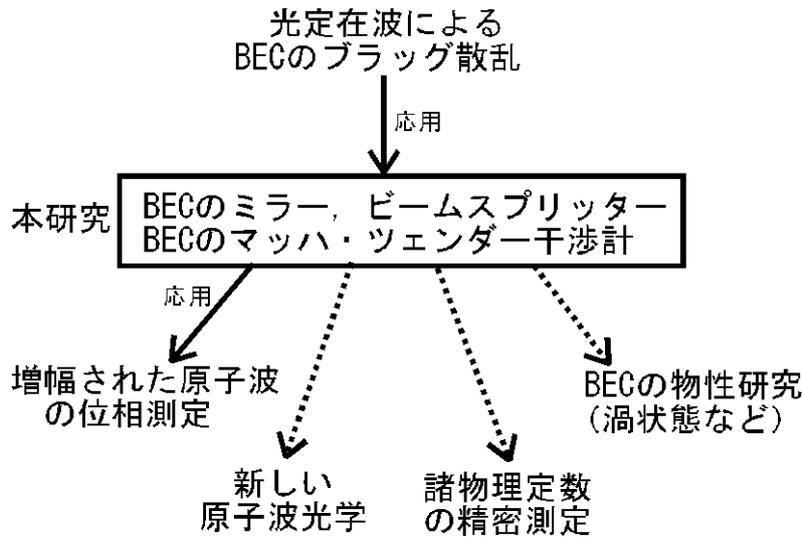


図 1.1 本研究の位置付け. 実線の矢印は, 実際に技術が応用された流れを表す. 点線の矢印は, 今後応用が期待される分野を表す.

ッグ干渉計と呼ぶ) を実現した[58]. 同様の実験は, 1991年にレーザー冷却された原子集団を用いて行われたが, コントラストは 12%であった[59]. また, 1995年には熱的原子ビームを用いた原子波干渉計が実現されたが, 62%のコントラストが最大であった [60,61], 本実験で得られた干渉フリンジのコントラストは, ほぼ 100%で, 原子波干渉計では初めて得られた値である. また, これまで実現された原子波干渉計はすべて熱的原子を用いており, 今回のようにボース凝縮体を用いて原子波干渉計を構成したのは本実験が初めてである.

今回実現されたボース凝縮体のミラー, ビームスプリッターおよびブラッグ干渉計の応用は多岐にわたる (図 1.1). 反射率を制御できるビームスプリッターは, 原子レーザーを用いた原子光学実験における非常に便利な道具であり, この分野の今後の進展を大きく促進すると期待される. また, ボース凝縮体のブラッグ干渉計は, これまで光のレーザーを用いて行われていた重力加速度などの物理量の精密測定や, 量子渦といったボース凝縮体そのものの位相特性の観測などに応用できる. 既に応用された例として, ボース凝縮体によって増幅された原子波の位相測定がある. 我々東京大学, および MIT のグループは, 増幅された原子波が増幅される前と同じ位相を持つことを, ブラッグ干渉計を用いて実験的に確認した[56,57]. これは, 原子波の増幅過程が自然放出増幅 (ASE: Amplified Spontaneous Emission) ではなく, 超放射 (superradiance) であることの決定的な証拠となった. また NIST のグループは, ブラッグ干渉計利用してボース凝縮体内に生成されたソリトンの観測[62], およびボース凝縮体の位相構造の時間発展の観測[63]に成功している.

1.4 本論文の構成

ボース凝縮の基礎をなす物理は広範囲に及び (ボース統計, 第二量子化, 散乱理論, 平均場理論, 原子と光の相互作用など), 実験に関係する式の数も膨大である. よって, これらの詳しい説明はすべて付録に回し, ボース凝縮の基本的性質の要点だけを第二章にまと

めた。残りの章は、主に実験手法や実験結果の説明にあてられている。

本論文は5つの章と13の付録からなる(図1.2)。

第一章 序論

原子気体のボース凝縮に関する歴史を、アインシュタインの予言から最初の実現まで(1924~1995年)と、最初の実現から現在まで(1995~1999年)に分けて紹介し、本研究の位置付けを議論する。

第二章 アルカリ原子気体のボース凝縮の基本的性質

ボース凝縮の発生条件や、ボース凝縮体の波動関数の性質などをまとめる。この章は、付録A~Eを、コメントを加えて要約したものとなっている。

第三章 ボース凝縮体生成のための実験的手法

ルビジウム原子気体のボース凝縮体を生成するために、本研究で用いた各実験手法(磁気光学トラップ, 磁気トラップ, 蒸発冷却, および吸収イメージング法)を、それぞれの基本原理も説明しながら紹介する。

第四章 観測されたボース凝縮体の諸特性

第二章で取り上げたボース凝縮の基本的性質(転移温度, 密度分布, 時間発展など)を、実際に生成された凝縮体が満たしているかどうか検証する。またボース凝縮体の寿命特性についても考察する。

第五章 ボース凝縮体を用いた原子波干渉計

光定在波によるボース凝縮体のブラッグ散乱を用いて、ボース凝縮体のミラー, ビームスプリッター, およびマッハ・ツェンダー干渉計を実現した実験を紹介する。研究の背景や動作原理もこの章の中で説明されており、他の章とある程度独立している。

第六章 まとめと今後の研究展望

本研究の成果をまとめ、今後の応用の可能性を議論する。

付録A, Bはボース凝縮の発生条件, 付録C~Eはボース凝縮体の性質, 付録F~I, L, Mはボース凝縮生成のための実験手法, 付録J, Kは原子波干渉計に関係している。

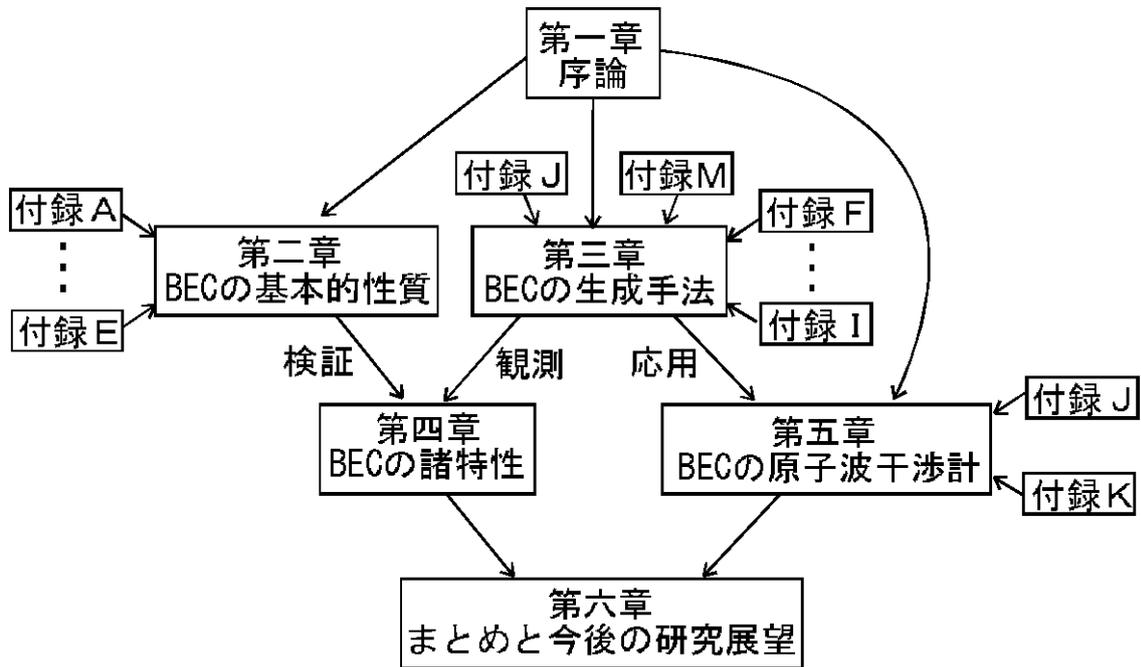


図 1.2 本論文の構成. 序論の後, 理論的に予測される BEC の基本的諸性質が第二章にまとめられる. それらは, 第三章で紹介した手法により生成された実際の BEC の性質と, 第四章において比較, 検証される. 第五章は, ある程度完結した章となっているので, 単独に読むこともできる. 最後の第六章において, 本論文のまとめと, 原子波干渉計を利用した実験の今後の展望が示される.

