

# 光定在波による BEC の操作

量子・物質工学科 関邨 哲雄

## 1、背景と目的

現在、原子を光で操作することで、従来の光の干渉計に比べ高精度、高感度に物理量の測定を可能にする原子干渉計や量子コンピューター、量子テレポーテーション、量子暗号などの量子情報科学の分野の研究が盛んに進められている。原子を周期的ポテンシャル中に入れ、1つのポテンシャル内に原子が1個ずつトラップすることができるようになれば、量子コンピューターの開発に必要な量子ビットの実現に近づく。本研究室では冷却原子を用いて原子の運動量状態を操作する研究がなされており、ボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) を光定在波による周期ポテンシャルで操作する実験を行っている。本研究では、冷却原子に光定在波を当てた時に原子が回折することを物理的に観測することを試みた。

## 2、ボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) について

### <BEC の性質の特徴>

原子には波動性と粒子性があり、原子波の大きさは熱的ドブロイ波長によって決められ、その大きさは温度の 2 分の 1 条に反比例するため、原子を冷却すると原子波の大きさはだんだん大きくなっていく。そして BEC の転移温度 ( $T_c$ ) 近くまで冷却された原子波は平均原子間距離と同じぐらいの大きさになり、原子波同士が重なり合う状態になる。この状態から更に冷却したとき、エネルギー準位では巨視的な数の原子が最低エネルギー準位に集まり凝縮され、ボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) が起こる。

このような BEC の生成過程からその性質的特徴には、原子波の大きさがマクロな状態なので原子の波動性が強くなること、原子が重なり合うくらいまで原子を凝縮するので密度が高いこと、不確定性原理から原子の広がり幅が大きくなることから運動量の広がり幅が小さいことなどが上げられる。

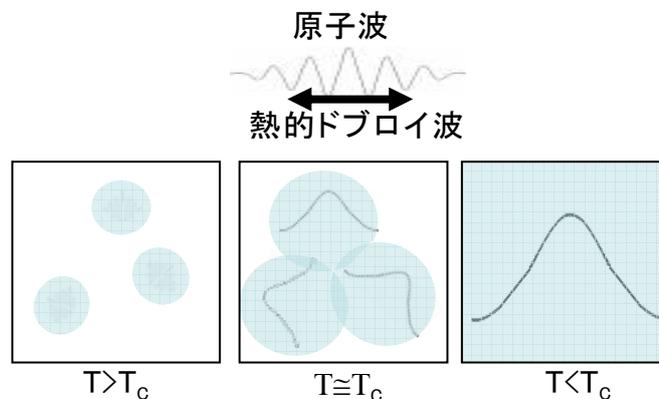


図1 理想ボース気体の冷却

<BECの生成について>

BECを生成するには、原子の波同士が重なり合うくらいに波の大きさが長く、密度が高い状態にしなければならない。この図1の真ん中のような状態になるには、右の式のように定義される位相空間密度が2.6以上にしなければならない。

位相空間密度は定義式より原子数密度と温度により決まるのでBECを生成する条件として、温度が低いかつ密度の高い状態にしなければならないことが分かる。

BECを作るにはまず、図2.1のように磁場の極小点となる所で、X,Y,Z軸の3方向から入射した6本のレーザーが交差するようになっており、そこに100μKまで冷却した原子をトラップする(磁気光学トラップ)。次に一度磁場を切り、レーザー冷却(偏光勾配冷却)による冷却を行うが、原子の捕獲がされていないため原子が広がってしまうため、長時間冷却をできない。そこで、数ms間だけレーザー冷却をした後レーザーの光をいったん切り、コイルによる外部からの磁場操作により原子をアトムチップ上まで輸送する。

そして、アトムチップ上のワイヤ電流周りの磁場と外部からのバイアス磁場により磁場ポテンシャルの極小点となる場所に原子を閉じこめ凝縮し(図2.2)、最後に蒸発冷却により原子を数10nKまで冷却することで、原子数密度が高く十分に冷えた状態になり、BECの生成条件が満たされBECが生成される。(表1)

3、原子回折について

BECが波としての性質が強くなることを確かめるため、原子回折を観測した。

原子がZ軸の正の方向に進む1つの光子を吸収したときに、原子は正の方向に+ħkの運動量を得て、吸収した光子を自然放出するときに+ħkの運動量を得る。これらのことから、光定在波中の原子は光子を吸収して自然放出するたびに+2ħkの運動量を得るため、光定

BECの生成条件

$$\left[ \begin{array}{l} \text{位相空間密度: } \rho \equiv n \times \lambda_{th}^3 \geq 2.612 \\ \text{原子数密度: } n \\ \text{熱的ドブロイ波長: } \lambda_{th} \equiv \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B T}} \end{array} \right]$$

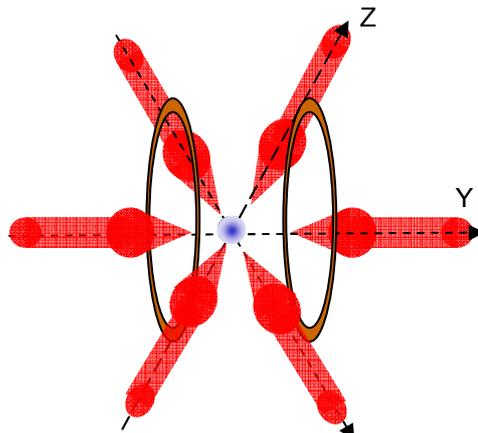


図2.1 磁気光学トラップ

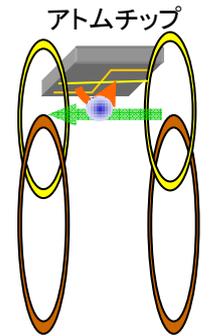
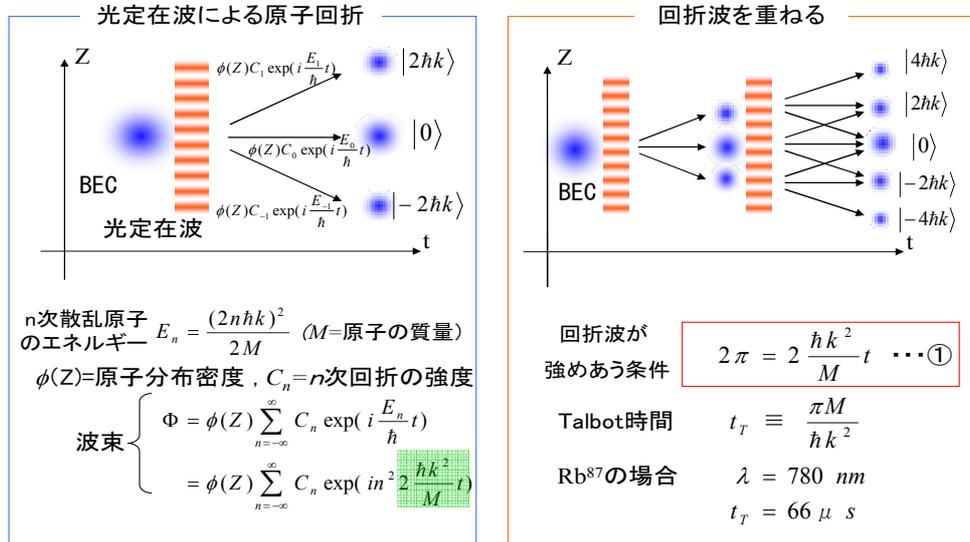


図2.2 アトムチップ上での凝縮

生成工程	原子の温度	位相空間密	トラップ個数
磁気光学トラップ	100 μK	10 <sup>6</sup>	10 <sup>7</sup>
磁場トラップ	500 μK	10 <sup>6</sup>	10 <sup>7</sup>
蒸発冷却	数10nK	≤ 2.6	10 <sup>4</sup>

表1 BECの生成工程

在波により回折した後の原子の運動量状態は $2\hbar k$ ごとに分布する。



上の式で表せるように原子は  $\exp$  で表される時間発展の項で位相が決まるので原子波の回折光同士が同じ位相を持ち、重なり合った回折光が強め合う条件は①式のようになることがわかる。

今回の実験では Rb<sup>87</sup> を使うので、Rb<sup>87</sup> の共鳴光が  $\lambda = 780 \text{ nm}$  であることから上式より Talbot 時間は  $66 \mu \text{ s}$  と計算できる。

#### 4、原子回折の観測

BEC を生成したところにちょうど光定在波がくるように、図3のような光学系を組んだ。AOM1,2により光定在波のオン、オフを操作することができる。また、光定在波となる対向する二つの光のパワーは  $575 \mu \text{ W}$ ,  $55 \mu \text{ W}$  になっている。

実際に、原子を Talbot 時間毎に光定在波に入れた場合と、Talbot 時間の半分毎に光定在波に入れた場合の原子波の回折の様子を撮影した。

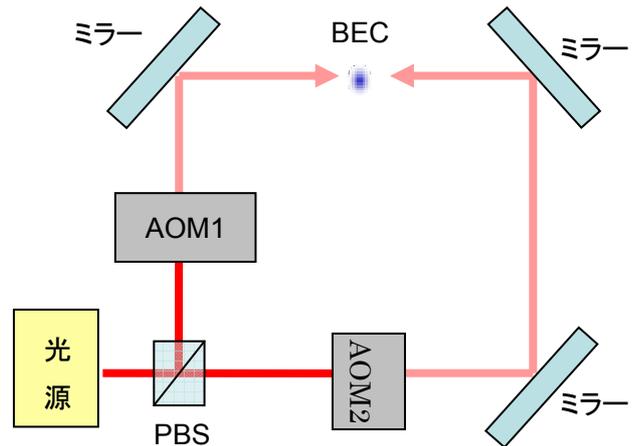


図3 光定在波の光学系

#### 5、観測結果

実際に原子回折を撮影した結果は以下の写真のようになった。

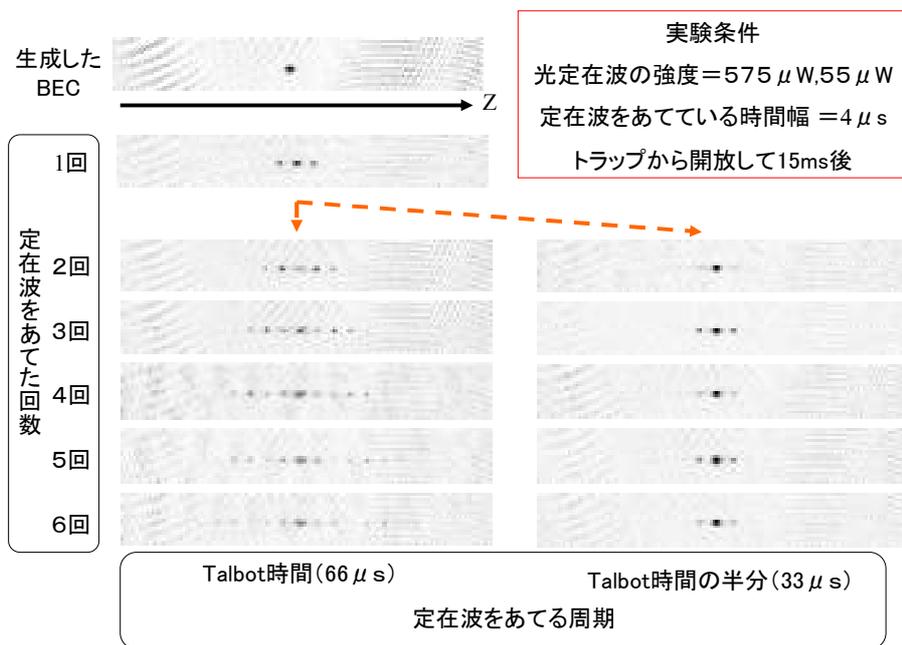


図4 原子回折の撮影結果

光定在波をあてる間隔が Talbot 時間毎の場合には、重なり合う原子波の位相は同じなため原子波の重なる所では波が強め合い、その場所に原子は集まる。そして原子回折するたびに、その重なり合った原子波が強め合う点は左右対称に広がって行く。

しかし、光定在波をあてる間隔が Talbot 時間の半分毎の場合には、重なり合う原子波の位相が半波長分ずれているため原子波の重なる所では波が弱め合い、その状態にある原子は他の運動量状態に逃げてしまい、一番エネルギーの低く安定な運動量が 0 の状態に戻る。このことから何回原子回折をしても、原子は  $-2\hbar k$ 、0、 $+2\hbar k$  の運動量状態に分かれたり、0 の運動量状態に集まったりすることを繰り返していることが撮影結果の写真からわかる。

しかし、今回の撮影では原子回折の回数が多くなってくると、光定在波をあてる間隔が Talbot 時間毎の場合には位相が強め合うはずの所で原子がいなくなっていたり、光定在波をあてる間隔が Talbot 時間の半分毎の場合には位相が弱め合うはずの所に原子が残っていたりと、実際の原子の回折波の位相と計算との間にだんだんとずれが生じてきているように見える。これは AOM1,2 のオン、オフを制御するファンクション・ジェネレーターが  $1 \mu\text{s}$  以下の時間を扱えないため、回折回数が増えてくると Talbot 時間の誤差がだんだん大きくなっていくためと考えられる。

#### 5、まとめと今後の課題

実験結果から冷却原子が波としてコヒーレント回折をしていることがわかった。今回の実験の理論となるラマン・ナス領域についてはまだ理解不足な点があり、実際の実験条件との照らしあわせがあまりよくできていないため、今後は理論値との比較を行っていく。