

### 1. はじめに：20世紀の人、アインシュタイン

多くの人々は、アインシュタイン（図1）と言えば「相対性理論」というイメージを持っているのではないのでしょうか。事実、アインシュタインの名が世界的に広まったのは、1919年の皆既日食の際に太陽の近くを通る星からの光が一般相対性理論（1916年）の予想通りに曲がるのが観測された時でした。また、アインシュタインと言えば、原子力エネルギーを説明する際によく引き合いに出される有名な式  $E = mc^2$  を思い起こす人もいます。この式は質量とエネルギーの等価性を表すもので、特殊相対性理論（1905年）から導き出されたものです。米国のタイム誌は20世紀を代表する人物（person of the century）としてアインシュタインを選びましたが、20世紀の負の側面を象徴する原子爆弾の生みの親という、いささか間違ったイメージも影響しているのかも知れません<sup>1</sup>。

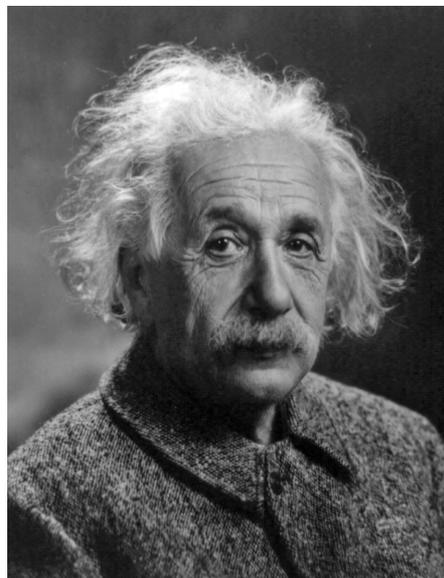


図1 20世紀を代表する人物、アルベルト・アインシュタイン。

このように相対性理論のイメージが強いアインシュタインですが、量子論の分野でも数多くの功績を残しています。おそらく一番有名なのは、1905年の光量子仮説でしょう。アインシュタインは、光が  $E = h\nu$ （ $h \approx 6.62 \times 10^{-34}$  Jsはプランク定数、 $\nu$ は光の周波数）というエネルギーを持つ粒子だと考えると、当時謎であった光電効果をうまく説明できることを見出しました（この功績により、アインシュタインは1921年のノーベル物理学賞を受賞しています）。また、1917年には「輻射の量子論について」という論文において、遷移確率という概念を導入し、光量子の放出過程には自然放出と誘導放出（これはレーザーの原理です）の2種類があること、光量子の吸収・放出には運動量  $p = h/\lambda$ （ $\lambda$ は光の波長）が付随すること<sup>2</sup>、など多くの重要な発見をしています。そして1925年、シュレーディンガー

<sup>1</sup> 質量とエネルギーが等価であることが、原子核からエネルギーが取り出せることを直ちに意味する訳ではありません。事実、オットー・ハーンが1938年にウランの核分裂を発見する際に、 $E = mc^2$ は何の役にも立っていません（しかし、この式を用いれば分裂後の核子の質量の和と元のウラン原子核の質量の差から、放出されるエネルギーを計算することはできます）。また、アインシュタインは、ルーズベルト大統領に原爆開発を進言する手紙に署名し（1939年）、そのことを晩年悔やんだそうですが、その手紙は米国の原爆開発（マンハッタン計画）の直接のきっかけにはならなかったと言われています。

<sup>2</sup> アインシュタインの特殊相対性理論によれば、質量  $m$ 、運動量  $p$  を持つ粒子のエネルギー

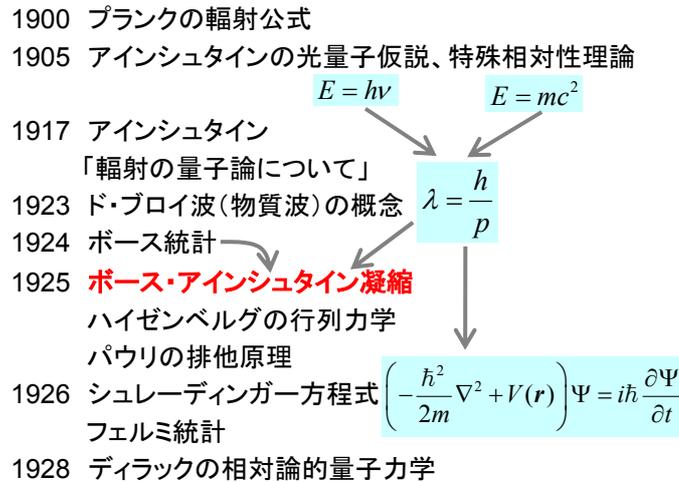


図2 量子力学形成の歴史。アインシュタインが多くの貢献をしている。

一、ハイゼンベルグ、ディラックらによって量子力学が定式化される以前に、ボース・アインシュタイン凝縮 (BEC: Bose-Einstein condensation) と呼ばれる特異な量子現象を予言します<sup>1)</sup>。これが本稿のメインテーマです。アインシュタインが量子力学の発展にどのように寄与したのか、以下でもう少し詳しく見ていくこととなりますが、その概要を図2に示しておきます。

## 2. ボース・アインシュタイン凝縮とは何か

BEC とは何かを一言で表現するなら、「巨視的 (マクロ) な数の粒子が、ある温度以下で単一の量子状態を占める現象」です。具体的な実現例として超伝導(クーパー対と呼ばれる電子対の BEC)、液体ヘリウムの超流動が挙げられます。しかしアインシュタインが 1925 年に BEC を予言した際に想定していたのは、箱の中で互いに相互作用せずに動き回っている粒子集団、つまり「理想原子気体」でした。超流動を起こしているヘリウム原子は液体の状態にあり、また超伝導体中のクーパー対はクーロン力で反発しあう電子からできています。両者とも「理想原子気体」からは程遠い状態にあり、実際、これらの現象が BEC によるものと理解されるまでに長い時間がかかっています。

---

一は  $E = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}$  で与えられます。ここで質量ゼロの光子を考えると  $E = pc$  となり、光子のエネルギーと振動数の関係式  $E = hf = hc/\lambda$  から  $p = E/c = h/\lambda$  が導かれます。このようにエネルギーを持つ光子が運動量も併せ持つことは、相対論的には当然のことのように思えます。1917年にアインシュタインが(特殊相対性理論を用いずに)光子の運動量をあえて導出したということは、当時はまだ光子が電子や原子のように特殊相対性理論に従う粒子とみなされていなかったことを示唆しています。光子の概念が確立したのは、電子によって散乱された X 線の波長が長くなる現象(コンプトン効果)が発見された 1923 年以降のようです。ちなみに「光子 (photon)」という言葉は 1926 年にギルバート・ルイスが考案しました。

アインシュタインが当初想定していた「原子気体の BEC」は、アインシュタインの予言から実に 70 年後の 1995 年に実現されました。これは、その後の原子物理学や凝縮系物理学の流れを大きく変える出来事でした。それにしても、なぜ原子気体の BEC 実現に 70 年という長い年月がかかったのでしょうか。そして、そんなにも難しい原子気体の BEC を実現させる鍵は何だったのでしょうか。以下では、原子気体 BEC が実現されるまでの経緯を、アインシュタインが BEC を予言するきっかけとなった 2 つの出来事、ド・ブロイによる物質波の提唱とボースによるボース統計の発見にまで遡って解説したいと思います。

### 3. ド・ブロイの博士論文（物質波の概念）

アインシュタインが 1905 年に提唱した光量子のエネルギーを表す式  $E = h\nu$  は、「振動数  $\nu$  の波は、エネルギー  $h\nu$  を持つ粒子のように振舞う」と主張していますが、1923 年にその逆、つまり「エネルギー  $E$  を持つ粒子は、振動数  $\nu = E/h$  の波のように振舞う」と考えた若者がいました。当時大学院生だったド・ブロイです。アインシュタインの特殊相対性理論によると、静止した質量  $m$  の粒子のエネルギーは  $E = mc^2$  です。従って、静止した粒子を波として考えた場合、その振動数は  $\nu = mc^2/h$  となるでしょう。この波の振動の様子を、粒子とともに静止している慣性系（その時空座標を  $(x, t)$  とする）から観測すると、図 3 のように波の位相（濃淡で表している）が時間の経過とともに変化して見えます。さて、この振動の様子を、 $x$  軸正の方向に速度  $v$  で動いている（粒子が  $-v$  で動いて見える）別の慣性系（その時空座標を  $(x', t')$  とする）で観測するとどうでしょう。特殊相対性理論によると、 $(x, t)$  と  $(x', t')$  はローレンツ変換で結びついており、 $x'$  軸 ( $t' = 0$  の線) は、 $x$  軸 ( $t = 0$  の線) に対して傾いています（時間は観測者の運動状態に依らず一様に流れる、という我々の日常感覚は正しくないのです）。したがって、図 3 から明らかなように、粒子が動いて見える慣性系においては、時間的のみならず空間的にも位相が変化して見えます。その波長  $\lambda$  はローレンツ変換を用いると、

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1)$$

で与えられることがわかります<sup>3</sup>。ここで  $p$  は粒子が動いて見える慣性系から見た粒子の運動量です。これが粒子の波動性を表す有名なド・ブロイの関係式<sup>4</sup>で、 $\lambda$  はド・ブロイ波長

<sup>3</sup> ローレンツ（逆）変換  $t = (t' + vx'/c^2)/\sqrt{1-v^2/c^2}$  より、 $x'-t'$  系での波の位相は  $\theta(t', x') = 2\pi\nu t = (Et' + px')/h$  と表されます。ここで  $E = mc^2/\sqrt{1-v^2/c^2} = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}$  は  $x'-t'$  系における粒子の相対論的エネルギー、 $p = mv/\sqrt{1-v^2/c^2}$  は相対論的運動量です。したがって、 $x'-t'$  系において波は波数  $k = 2\pi/\lambda = p/h$  を持つこととなります。

<sup>4</sup> この式は、アインシュタインが 1917 年に導いた光子の運動量を表す式  $p = h/\lambda$  と同じ形をしています。よってアインシュタイン-ド・ブロイの式と呼ばれることもあります。

と呼ばれます。式(1)は、波数  $k = 2\pi/\lambda$  を用いれば  $k = p/\hbar$  ( $\hbar \equiv h/2\pi$ ) と表現できます。一方、粒子が動いて見える慣性系における波の角周波数  $\omega$  は、粒子の相対論的エネルギー  $E = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}$  を  $\hbar$  で割ったもので与えられます。ここで波の群速度(波束の速度)  $d\omega/dk$  を計算してみると、何と古典的な粒子の速度  $v$  に一致します。このことから、ド・ブロイは「粒子は波動性を持つ」と提唱したのです。

このように、ド・ブロイの物質波のアイデアは、アインシュタインの光量子仮説と特殊相対論が推論の出発点にあったのです。このド・ブロイのアイデアは、あまりに斬新だったため、指導教官のランジュバンがアインシュタインにド・ブロイの博士論文を送って意見を仰いだのは無理ありません。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」と返答しました。アインシュタインのお墨付きをもらったド・ブロイは、1924年に無事博士号を取得します(そして1929年にノーベル物理学賞も受賞することになります)。ちょうどその頃、絶妙なタイミングでインドからアインシュタイン宛に1編の論文が届きます。

#### 4. ボース統計の発見：個性を失った粒子たち

1924年、アインシュタインはインドの物理学者ボースから「プランクの法則と光量子仮説」と題する論文を受け取りました。その論文では、光量子を互いに区別がつかない粒子と考えて統計をとることにより、黒体放射のスペクトルを表すプランクの輻射公式を導出していました。この論文で採用されていた統計の取り方—ボース統計(もしくはボース・アインシュタイン統計)—の重要性に気づいたアインシュタインは、論文をドイツ語に翻訳してボース単名でドイツの物理学雑誌に投稿します<sup>ii</sup>。

ボースの論文の真に独創的な点は「粒子を区別しない」という考え方でした。我々は普通、人には個性があって、自分と他人は別人だと思っています。自分が持っている10円玉と他人が持っている10円玉ではどうでしょうか。お金としては同じ価値を持っているので10円玉には個性はないという考え方もできますが、表面の傷とか製造年などに僅かな個性を見出すことができます。実際、自分と他人の10円玉をこっそり交換しても、その僅かな個性を頼りに交換したことに気がつけるはずです。それでは、自分が持っているミクロな粒子と他人が持っているミクロな粒子を誰かがこっそり交換した場合に、あなたはそれに気

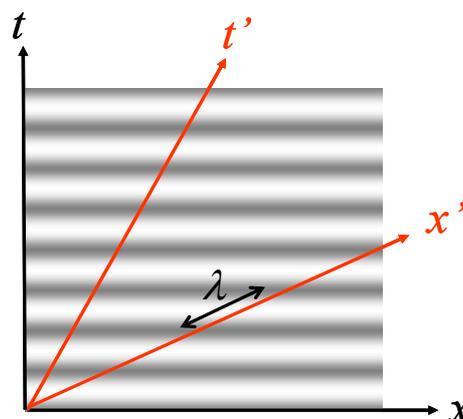


図3 波の位相のローレンツ変換。ある慣性系における時間的変化は別の慣性系では空間的変化として観測される。

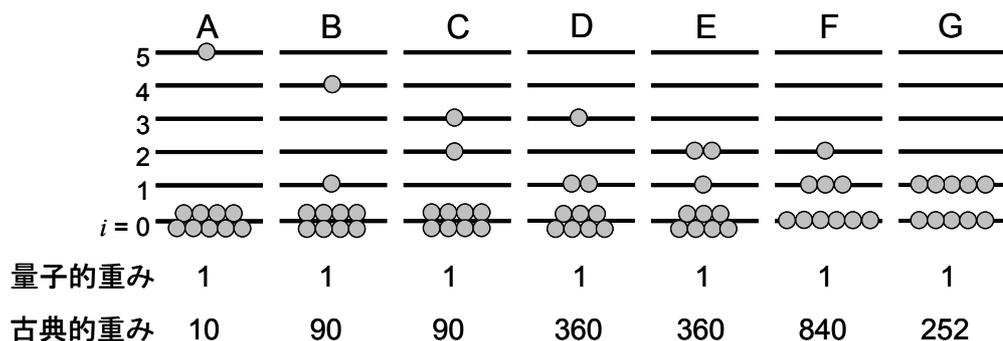


図4 10個の球に  $E = 5$  のエネルギーを配分したときの可能な配置パターン。

がつくことができるでしょうか。そのミクロな粒子が光子の場合、交換したことを原理的に知ることができない、つまり光子には**不可弁別性**（英語では *indistinguishability* といいます）があることを最初に統計に取り入れたのがボースだったのです。この粒子の不可弁別性は、光子に限らず（最近発見されたヒッグス粒子も含めた）全ての素粒子、また（同じ内部状態にある）原子や分子にも当てはまることがわかっています。不可弁別性は量子論における粒子の基本的な性質なのです。

ここで、具体的な例を使って、粒子の不可弁別性を取り入れた量子論的な統計（ボース統計）と、粒子が区別できると考える古典的な統計の本質的な違いを説明したいと思います。ある箱の中に閉じ込められた  $N = 10$  個の粒子を考えます。簡単のため、その箱の中で粒子のとり得る量子状態のエネルギーは等間隔だと仮定し、量子状態の間隔をエネルギーの単位に選びます。この粒子集団に  $E = 5$  のエネルギーを与えた場合、図4に示すように粒子のとり得る配置にはAからGの7パターンがエネルギー的に許されます。統計力学には、エネルギー的に可能な状態は等しい確率で実現されるという「等確率の原理」があります。この原理を適用すると、各エネルギー準位の平均粒子数を計算することができます。ここで注意が必要です。ボース統計では粒子を区別しないので、AからGの7パターンが等しい確率で起こります。しかし、粒子が区別できると考える古典統計では、AからGの各パターンを実現する場合の数が  $W = 10! / (n_1! n_2! n_3! \dots)$  となります。ここで  $n_i$  は各エネルギー準位に存在する粒子数です。したがって、古典統計では、この「古典的重み」に比例した確率で各パターンが実現されることとなります。各エネルギー準位の平均粒子数を、ボース統計と古典統計それぞれについてプロットしたのが図5です。古典統計を用いた結果は、いわゆるボルツマン分布  $\bar{n}_i = Ne^{-\beta \varepsilon_i} / Z$  ( $\bar{n}_i$  は  $i$  番目の準位の平均粒子数、 $N$  は全粒子数、 $\beta$  は逆温度、 $\varepsilon_i$  は準位のエネルギー、 $Z \equiv \sum e^{-\beta \varepsilon_i}$  は状態和) によく従っています<sup>5</sup>。それ

<sup>5</sup> 図4の例の場合、 $N = 10$ 、 $E = \sum_i \varepsilon_i \bar{n}_i = 5$ 、 $\varepsilon_i = i$  ( $i = 0, 1, 2, \dots$ ) より  $E/N = 1/(e^\beta - 1) = 1/2$ 。これより、 $e^{-\beta} = 1/3$ 、 $Z = 1/(1 - e^{-\beta}) = 3/2$ 、 $\bar{n}_i = 20/3^{i+1}$  と

| パターン             | エネルギー準位 |      |      |      |       |       | 古典的重み |
|------------------|---------|------|------|------|-------|-------|-------|
|                  | 0       | 1    | 2    | 3    | 4     | 5     |       |
| A                | 9       |      |      |      |       | 1     | 10    |
| B                | 8       | 1    |      |      | 1     |       | 90    |
| C                | 8       |      | 1    | 1    |       |       | 90    |
| D                | 7       | 2    | 0    | 1    |       |       | 360   |
| E                | 7       | 1    | 2    |      |       |       | 360   |
| F                | 6       | 3    | 1    |      |       |       | 840   |
| G                | 5       | 5    |      |      |       |       | 252   |
| 合計               | 50      | 12   | 4    | 2    | 1     | 1     | 2002  |
| 平均粒子数<br>(ボース統計) | 7.14    | 1.71 | 0.57 | 0.29 | 0.14  | 0.14  |       |
| 平均粒子数<br>(古典統計)  | 6.43    | 2.47 | 0.82 | 0.22 | 0.045 | 0.005 |       |

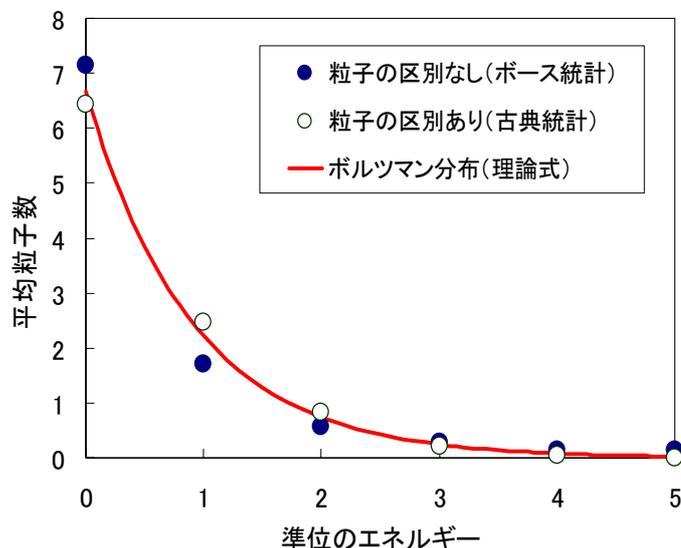


図5 ボース統計および古典統計を用いた場合の各エネルギー準位の平均粒子数分布の比較。実線は古典統計（ボルツマン分布）の理論式。

に対し、ボース統計を用いた結果は、明らかにボルツマン分布に従っていません。注目すべきは、最低エネルギーの量子状態の平均粒子数が古典統計に比べて増えている点です。このように、「粒子が原理的に区別できない」という性質が、「最低エネルギー状態を占める粒子数の増加」という結果を招くのです。これは驚くべきことではないでしょうか。

ここまで、量子論的な（粒子を区別しない）統計法としてボース統計のみを考えてきましたが、同じく量子論的な統計法で「フェルミ統計（もしくはフェルミ・ディラック統計）」と呼ばれる別の統計法が1926年に発見されます。フェルミ統計は、単一の量子状態には1つの粒子しか占有できないという「パウリの排他原理」を導入した量子統計法で（ボース

求まります。

統計では占有数に制限はありません)、電子がこの統計に従います。当時はどの粒子がどの統計に従うべきか定かではなかったようですが、1927年には、「整数のスピンを持つ粒子(ボソン)はボース統計、半整数のスピンを持つ粒子(フェルミオン)はフェルミ統計に従う」、という今日正しいとされている分類法に落ち着きました。ここで、それぞれの統計法における、単一の量子状態(エネルギー $\varepsilon_i$ )を占める平均粒子数を表す式を示しておきます。

$$\bar{n}_i = \begin{cases} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_i - \mu)} - 1} & (\text{ボース・アインシュタイン分布}) \\ \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_i - \mu)} + 1} & (\text{フェルミ・ディラック分布}) \end{cases}$$

ここで $\beta = 1/k_B T$  ( $k_B$ はボルツマン定数)は逆温度、 $\mu$ は化学ポテンシャルです<sup>6</sup>。ボース分布は $(\varepsilon_i - \mu) \rightarrow 0$ の極限で平均粒子数が無限大に発散し、この奇妙な性質がBECと深く関係しています。ボース分布もフェルミ分布も、平均粒子数が1よりも十分小さい場合は $\bar{n}_i \simeq e^{-\beta(\varepsilon_i - \mu)} \propto e^{-\beta\varepsilon_i}$ と近似でき、これはボルツマン分布に他なりません。図5のグラフでボース統計と古典統計の結果が食い違っているのは、各量子状態の平均粒子数が1よりも十分小さくない状況にもかかわらず、古典統計を適用してしまったためなのです。

## 5. ボース・アインシュタイン凝縮の予言

1925年、アインシュタインは箱の中に入った質量を持つ原子集団にボース統計を適用してみました。既にド・ブロイの物質波のアイデアを知っていたアインシュタインにとって、箱の中に閉じ込められ粒子、つまり物質波に対して、もともとは波と考えられていた光量子と同じようにモード(量子状態)を導入し、ボース統計を適用することは自然な発想だったのでしょう。その帰結としてアインシュタインが発見した奇妙な現象がBECだったのです<sup>7</sup>。

---

<sup>6</sup>どちらの分布も、エネルギー $\varepsilon_i$ の量子状態を占める粒子の数が $n$ (フェルミオンなら $n=0,1$ のみ、ボゾンなら $n=0,1,2,\dots$ )である確率がギブス因子 $e^{-\beta(\varepsilon_i - \mu)n}$ に比例することを用いれば、直ちに導出できます。化学ポテンシャルは $\mu = -T(\partial S / \partial N)_U$  ( $S$ は系のエントロピー)と表される物理量ですが、図4の例のように量子状態間で粒子のやりとりのある系における実効的なエネルギー基準点と考えれば分かりやすいでしょう。系の最低エネルギーを0とするなら、ボース粒子系の場合 $\mu \leq 0$ が成り立ちます。黒体輻射(光子のボース粒子系)の場合、黒体が各量子状態(輻射場のモード)と直接光子のやりとりをするので、全光子数は保存せず、各モードに $n$ 個の光子が存在する確率は単にボルツマン因子 $e^{-\beta\varepsilon_i n}$ (つまり $\mu=0$ のギブス因子)に比例することになります。ここで光子のエネルギー $\varepsilon_i = \hbar\omega$ を代入すれば、プランク分布(輻射場の各モードの平均光子数) $\bar{n}(\omega) = 1/(e^{\beta\hbar\omega} - 1)$ が得られます。

<sup>7</sup>1926年にシュレーディンガー方程式を導いたシュレーディンガーは、「ボース気体に関する2番目の(BECを予言した)論文の中でド・ブロイの物質波のアイデアが重要視されていなかったら、この仕事に着手しなかったでしょう」とアインシュタインに手紙を書いて

アインシュタインが発見したのは、ボース統計を3次元の箱に閉じ込められた粒子集団（以下「系」と呼びます）に適用すると、ある有限の温度で最低エネルギー状態を占める原子の数が巨視的にならざるを得ないということでした。その直感的説明はこうです。一般に3次元閉じ込めポテンシャルにおける量子状態は、図4の例のように下から等間隔に並んでいるのではなく、エネルギーが高くなるにつれて量子状態の数が増えていきます。単位エネルギーあたりの量子状態の数  $D(\varepsilon)$  を状態密度と呼びますが、3次元箱型ポテンシャルの場合は状態密度がエネルギーの平方根に比例します ( $D(\varepsilon) \propto \sqrt{\varepsilon}$ )。系は自らのエントロピーを最大にするように、つまり最も場合の数が大きくなるように粒子を各量子状態に分布させるわけですが、系がある温度以下になると、最低エネルギー状態を占める粒子数を巨視的にした方が場合の数が増えるのです。なぜかと言えば、系に手持ちのエネルギーが少ないので、巨視的な数の粒子を最低エネルギー状態に留めておき、それ以外の粒子（熱的粒子）にエネルギーを託して状態密度の大きい領域まで広がってもらった方が、結果的に場合の数を最大にできるからです。このように、BECの出現には「己を殺して他を生かす」機構が働いているのです（粒子には己と他の区別はないのだけれど）。

ちなみに、図4の例のようにエネルギーが等間隔に並んでいるような場合（これは1次元調和ポテンシャルのエネルギー準位に対応します）、いくら粒子集団の温度を下げてもBEC相転移は起きません。状態密度がエネルギーとともに増加していないからです。もちろん、絶対零度においては全てのボース粒子が最低エネルギー状態に落ち込みますが、それはBEC相転移とは呼びません。そもそも熱力学第3法則によれば、有限回の操作で絶対零度を実現することはできません。理想原子気体の場合、1次元または2次元の箱型ポテンシャルではBEC相転移は起きないことが数学的に示されます。

## 6. レーザー冷却法の発展と原子気体BECの実現

3次元箱型ポテンシャル中の理想ボース気体がBEC相転移を起こす条件は、アインシュタインの1925年の論文で正しく導出されており、気体の空間密度を  $n$  として  $n \geq 2.612 / \lambda_{dB}^3$  と表されます。ここで、 $\lambda_{dB} \equiv h / \sqrt{2\pi m k_B T}$  ( $m$  は粒子の質量、 $T$  は気体の温度) は熱的ド・ブロイ波長と呼ばれ、熱運動している粒子集団の典型的な運動量幅  $\Delta p = \sqrt{2\pi m k_B T}$  と式(1)のド・ブロイの関係式で結ばれています ( $\Delta p = h / \lambda_{dB}$ )。一般に、 $\Delta k$  の波数幅を持つ波を重ね合わせると、空間的な幅  $\Delta x \approx 2\pi / \Delta k$  を持つ波束ができます。ド・ブロイの関係式より、波数幅は運動量幅と  $\Delta p = \hbar \Delta k$  の関係にあるので、物質波の波束はおおよそ  $\Delta x \approx h / \Delta p = \lambda_{dB}$  の幅を持ちます。したがって、BECの発生条件は「個々の粒子の波束が重なり合うとき」と表現することもできます。

---

います。アインシュタインのBEC論文は、物質波のアイデアをシュレーディンガーに橋渡しする役割も担ったのです。

アインシュタインの予言した BEC の条件を実在の気体で実現することは可能でしょうか。一般に、実在の気体は温度を下げれば液化します。最も液化しにくい希ガスのヘリウムでさえ 4.22 K で液化してしまいます。BEC の条件（温度と密度の組み合わせ）の下では、周期律表にある全ての原子は液体または固体の状態にあるのです。実際、アインシュタイン自身も実在気体における BEC の実現には懐疑的だったと言われています。また、シュレーディンガーも 1952 年に出版した統計熱力学の教科書で、BEC のような量子縮退の効果を「ファンデルワールス力の効果から切り離せる見込みはほとんどない」と述べています。1 つの抜け道は、気体の「過飽和状態」を利用することです。もし過飽和状態の気体が液化するまでの時間が十分長ければ、その隙に気体を冷却して BEC が実現できるかも知れません。しかし、過飽和状態を長く保つには気体の密度を十分薄くしなければならず、その代償として非常に長い熱的ド・ブROI波長、つまり極低温を実現しなければ原子の波束を重ね合わせることができません。液体ヘリウムを用いる通常の冷凍機では、気体を過飽和状態に長く留めておきつつ、そのような極低温を実現することは極めて困難です。

状況を大きく変えたのは、1960 年のレーザーの発明とその後のレーザー技術の発展でした。そして 1975 年、ヘンシュとショーロウはレーザー光を用いた原子気体の冷却法を提案します<sup>iii</sup>。その原理は次のようなものです。簡単のため原子は基底状態および励起状態を持つ 2 準位原子とし、1 次元方向の運動のみを考えます。励起状態はアインシュタインが 1917 年に最初に指摘したように自然放出によって有限の寿命  $\tau = 1/A$  を持ちます。A はアインシュタインの A 係数と呼ばれ、単位時間あたりの自然放出レートを表します。この有限の寿命により、共鳴周波数は(角周波数の単位で) A の幅を持ちます。これは自然幅(natural width)と呼ばれています。このように共鳴周波数が自然幅を持っている 2 準位原子に、図 6 (a) に示すように共鳴の中心周波数  $\omega_0$  より自然幅程度低い周波数  $\omega < \omega_0$  を持つレーザー光を左右から原子に照射します。これもアインシュタインが 1917 年に指摘しましたが、光子の吸収には運動量  $p = \hbar k$  が伴うので、原子は単位時間に吸収した光子数に比例した力を受けます。これを輻射圧といいます。原子が静止していれば、原子が感じる左右のレーザー光の周波数は同じなので、左右のレーザーから受ける輻射圧はキャンセルします。しかし、原子が運動していると、運動方向と対向するレーザー光の周波数は、ドップラー効果によって正の方向に、つまり原子の共鳴周波数に近づくように  $\Delta\omega_D = kv$  だけシフ

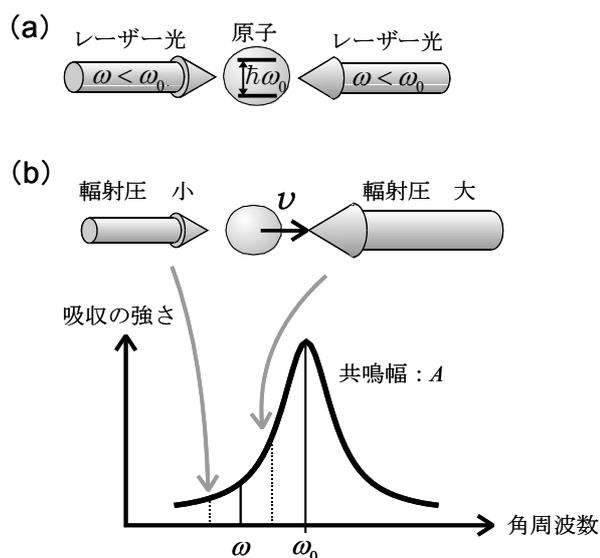


図 6 ドップラー冷却の原理

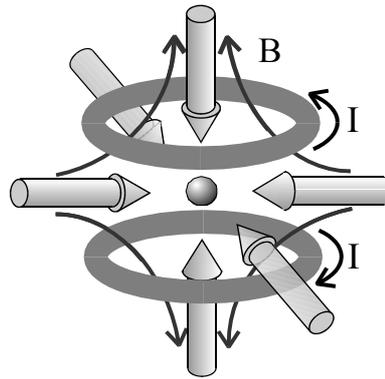
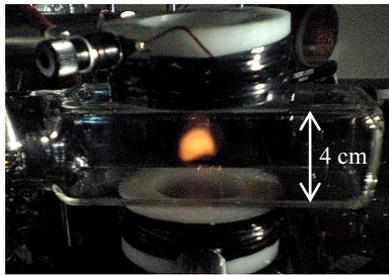


図7 ガラスセル内で磁気光学トラップされたルビジウム原子集団。  
温度は百  $\mu$  K、原子数は  $10^{10}$  個程度。(東京大学鳥井研究室提供)

トし、逆に自分と同じ方向に向かうレーザー光の周波数は、共鳴周波数から更に離れるように  $\Delta\omega_p = kv$  だけシフトします (図6 (b))。結果的に、原子は自分の運動方向と対向するレーザー光からの輻射圧をより強く受け、減速、つまり冷却されることになります。この手法は**ドップラー冷却**と呼ばれます。到達温度は、光子を自然放出する際にランダムな方向に反跳運動量を受けることに起因する加熱効果とのバランスによって決まり、典型的には数百  $\mu$  K (室温の百万分の1) です。

3次元的なドップラー冷却は、1985年にベル研究所のチューによってナトリウム原子を用いて実現されました<sup>iv</sup>。1987年、チューとMITのプリチャードは、磁場による遷移周波数のゼーマンシフトと遷移の偏光依存性を巧みに利用して原子集団を冷却と同時に捕獲もする**磁気光学トラップ** (MOT: Magneto-Optical Trap) と呼ばれる手法を共同で開発しました<sup>v</sup>。MOTは数百  $\mu$  Kの冷却原子を大量に ( $\sim 10^{10}$  個) 捕獲できるため、現在では原子物理関係の多くの研究室が基本的なツールとして用いています。図7は超高真空ガラスセル内で磁気光学トラップされたルビジウム原子集団の写真です。

1990年代に入ると、レーザー冷却による原子気体 BEC の実現可能性が本格的に議論されるようになりました。しかし、レーザー冷却では光子の反跳運動量  $p = \hbar k$  に相当する温度 (反跳限界温度)  $T_R = (\hbar k)^2 / 2k_B m$  ( $m$  は原子の質量) 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レーザー冷却がうまく働かないことも明らかになってきました。一方、MITのクレップナーのグループは、1980年代の初頭から水素原子の BEC を実現すべく実験を進めていました。1987年、彼らはスピン偏極した水素原子を静磁場とのゼーマン相互作用を用いて捕獲し (磁気トラップ)、磁気ポテンシャルの高さを徐々に下げることによって、運動エネルギーの高い原子を選択的に磁気トラップから取り除いて原子集団の温度を下げる蒸発冷却法を実現していました。コロラド大学のコーネル、ワ

イマンのグループ、および MIT のケタレーのグループは、水素原子に用いられていた磁気トラップ中での蒸発冷却法を、レーザー冷却されたルビジウム原子およびナトリウム原子にそれぞれ適用する道を選びました。そしてアインシュタインの予言から 70 年後の 1995 年、ついに気体原子の BEC が実現されたのです<sup>vi</sup>。1998 年には水素原子の BEC も（レーザー冷却は用いずに）蒸発冷却法によって実現されました。コーネル、ワイマン、ケタレーの 3 氏には、2001 年のノーベル物理学賞が授与されました。

原子気体 BEC の観測方法の 1 つを紹介しておきましょう。図 8 (a) に示すように、蒸発冷却後に原子を捕獲していたポテンシャルを切ると、その瞬間に持っていた運動量分布に従って原子集団は拡散します。適当な時間（数十 ms）拡散させれば、原子集団の空間分布は、初期の運動量分布を反映したものになります。この拡散した原子集団に共鳴するプローブ光を照射し、その透過強度を CCD カメラで撮影すると、原子集団の 2 次元運動量分布が吸収画像として観測されます。蒸発冷却によって様々な温度にまで冷却されたルビジウム原子集団をトラップから解放したときの吸収画像を図 8 (b) に示します。温度が約 500 nK のときは、運動量分布はほぼボルツマン分布に従って

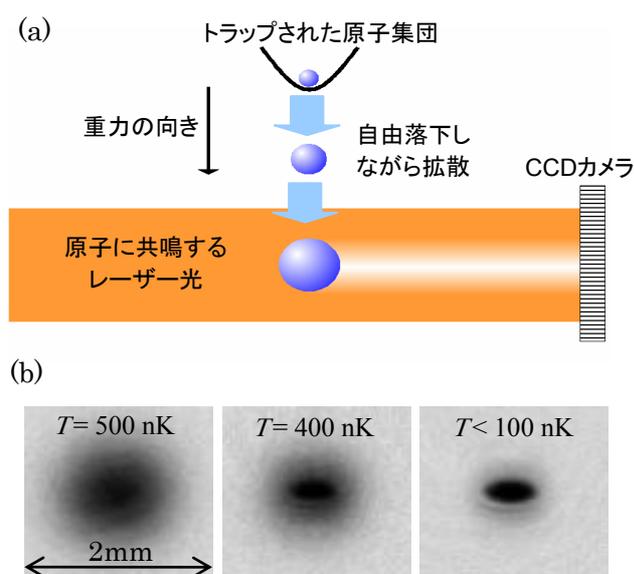


図 8 (a) 吸収イメージング法による原子気体 BEC の観測。(b) トラップから開放後 52 ms におけるルビジウム原子集団の吸収画像（東京大学鳥井研究室提供）。

います。400 nK ではボルツマン分布に従わない鋭いピークが中心に現れています。これが最低エネルギー状態に落ち込んだ原子集団で、**ボース凝縮体** (Bose condensate) と呼ばれます。温度が 100 nK 以下のときは、ほぼ純粋なボース凝縮体が得られます。このように、吸収イメージング法によって BEC 相転移を視覚的に確認することができるのです。

## 7. おわりに

原子気体の BEC では、マクロな数の原子が単一の量子状態（重心運動の基底状態）を占めており、この状況は単一の量子状態（電磁波のモード）にマクロな数の光子が存在しているレーザーと類似しています。原子気体の BEC はまさにレーザーの原子版であり、「原子レーザー」と呼ばれることもあります（逆に、レーザーを「光子の BEC」と形容すること

もあります<sup>8)</sup>。人類は今や光と原子の両方のレーザーを手にしたのです。原子気体の BEC は、原子間相互作用が制御できる理想的な量子凝縮系として、またはコヒーレンスの良い物質波として、理論と実験を問わず多くの研究者の興味を引き続け、現在では原子物理学、凝縮系物理学、量子光学などを取り込む大きなサブフィールドを形成しています。2013 年現在、13 種類の原子種 (H、He、Li、Na、K、Ca、Cr、Rb、Sr、Cs、Dy、Er、Yb) において気体原子 BEC は実現されています。原子気体 BEC の初期の研究や、最近の話題に関しては、上田氏による解説記事<sup>viii</sup>を参照してください。

本稿では、ボース・アインシュタイン凝縮の予言から実現までの約 70 年の歴史を振り返りましたが、改めてアインシュタインという人物の偉大さをお伝えすることも目的の一つでした。同時に、アインシュタインといえども、ボース・アインシュタイン凝縮の予言には自分より 1 回り以上も若いド・ブロイとボースの斬新なアイデアが必要であった、ということもお伝えしたいことでした。我々はアインシュタインのような独創性は持ち合わせていないかも知れませんが、それでも他者のアイデアに耳を傾ければ、それらを融合して価値あるものを生み出せるかも知れません。ちょうど原子気体 BEC がレーザー冷却と蒸発冷却を融合して実現されたように。

謝辞：ボース統計の説明法に関して、東京大学大学院工学系研究科の井上慎氏から貴重な情報をいただきました。ここに感謝いたします。

---

<sup>ii</sup> A. Einstein, Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. (1925) 3-14. [邦訳：『ア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]

<sup>iii</sup> S. N. Bose, Z. Phys. **26**, 178-181 (1924).

<sup>iv</sup> T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, Opt. Commun. **13**, 68 (1975).

<sup>v</sup> S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).

<sup>vi</sup> E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).

<sup>vii</sup> M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, Science **269**, 198 (1995); K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).

<sup>viii</sup> 上田正仁：パリティー 第 14 巻 第 9 号 p18-27 (1999)、応用物理 第 82 巻 第 9 号 p744-753 (2013).

---

<sup>8</sup>レーザーは 1917 年にアインシュタインが提唱した誘導放出によって単一の電磁波のモードにある光子数を巨視的な数に増幅しており、原子気体の BEC とは発現機構が根本的に異なっています。近年、本来の意味での（熱平衡化を用いた）光子の BEC が、人工的に光子間の相互作用を導入することにより実現されています（パリティー 第 26 巻 第 9 号 p 32-35 (2011)）。