

ARBEITSKREIS BAYERISCHER PHYSIKDIDAKTIKER

BEITRAG AUS DER REIHE:

Werner B. Schneider (Hrsg.)

Wege in der Physikdidaktik

Band 4

ISBN 3 - 7896 - 0588 - 9

Verlag Palm & Enke, Erlangen und Jena 1998

Anmerkung:

Die Bände 1 bis 5 sind (Ausnahme Band 5) im Buchhandel vergriffen.
Die einzelnen Beiträge stehen jedoch auf der Homepage

<http://www.solstice.de>

zum freien Herunterladen zur Verfügung.

Das Copyright liegt bei den Autoren und Herausgebern.

Zum privaten Gebrauch dürfen die Beiträge unter Angabe der Quelle
genutzt werden. Auf der Homepage

www.solstice.de

werden noch weitere Materialien zur Verfügung gestellt.

S. Hartmann, R. Müller, H. Wiesner

Bose-Einstein-Kondensation ultrakalter Atome

1 Einleitung

Am 14. Juli 1995 berichteten die angesehene Wissenschaftszeitschrift *Science* sowie die berühmte amerikanische Tageszeitung *New York Times* - auf dem Titelblatt - gleichzeitig über die erstmalige experimentelle Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates aus einem Gas schwach wechselwirkender Alkaliatome am Joint Institute for Laboratory Astrophysics (JILA) in Boulder/Colorado (USA). Was war an dieser Leistung so bedeutsam, daß man sich entschloß, sie auf jene Weise bekannt zu geben?

Einer der Gründe für die enorme Publizität des Ereignisses ist sicher, daß der Name Albert Einsteins damit in Verbindung gebracht wird. Tatsächlich hat Einstein den Effekt in einer bemerkenswerten Arbeit im Jahr 1924 (anknüpfend an frühere Überlegungen des indischen Physikers S. N. Bose) vorausgesagt. Bei seiner Untersuchung der Quantentheorie idealer Gase wies er darauf hin, daß unter bestimmten Umständen ein Teil der Atome auskondensiert und gemeinsam den Grundzustand des Systems besetzen. Diese Atome bilden eine Kondensat-Phase, die ein makroskopisches Quantensystem darstellt.

Mehr als 70 Jahre vergingen zwischen der theoretischen Vorhersage dieses quantenstatistischen Phänomens und seiner eindeutigen Realisierung im Labor. Wegen der außerordentlichen experimentellen Schwierigkeiten, die dabei zu überwinden waren, bedurfte es verschiedener neuer Techniken und Methoden, bis sich nach einem Wettrennen (dessen heiße Phase etwa 15 Jahre dauerte) mehrerer Gruppen der Erfolg einstellte.

In zahlreichen Zeitungs- und Zeitschriftenartikeln wurde auch hierzulande über das Ereignis berichtet [1-4]. Interessierte Schülerinnen und Schüler allerdings, die in der Schule Näheres über dieses neue Phänomen erfahren wollen, werden vermutlich meistens enttäuscht. Ähnlich ergeht es wohl auch den Lehrerinnen und Lehrern, die ihren Unterricht mit aktuellen Informationen aus der Wissenschaft anreichern wollen und zu diesem Zweck die Fachliteratur zu Rate ziehen: Ihnen wird die Verbindung zwischen den hochtechnischen Abhandlungen der Fachbücher über Statistische Physik und den bunten Bildern von in Fallen gefangenen Atomen nicht unbedingt besonders einsichtig erscheinen.

Gerade bei einem Fach wie der Physik, das häufig als schwierig angesehen wird, ist es besonders bedauerlich, wenn ein bestehendes Interesse an physikalischen Inhalten aus Mangel an Information nicht befriedigt werden kann. Eine Aufgabe der Fachdidaktik besteht unseres Erachtens darin, solchen Informationsdefiziten abzuhelpfen und einen die vordergründige Berichterstattung der Tageszeitungen vertiefenden Überblick zu liefern, damit Fragen interessierter Schülerinnen

und Schüler kompetent beantwortet werden können. Aus diesem Grund möchten wir im vorliegenden Aufsatz einen Überblick über das Phänomen der Bose-Einstein-Kondensation geben. In Abschnitt 2 wird eine Abschätzung vorgestellt, unter welchen Bedingungen sich quantenstatistische Effekte bemerkbar machen. Abschnitt 3 vermittelt anschließend einige Grundlageninformationen über Bose-Einstein-Kondensation und in Abschnitt 4 werden die neuen Experimente, die zur Erzeugung der Bose-Einstein-Kondensation geführt haben, vorgestellt. Schließlich gibt Abschnitt 5 einen Ausblick auf die zukünftigen Anwendungen und Entwicklungsmöglichkeiten.

2 Fermionen, Bosonen und die Quantenstatistik

In der Quantenmechanik kennt man zwei Teilchenklassen, die sich grundlegend unterscheiden: Sie werden Fermionen und Bosonen genannt. Am offensichtlichsten ist der Unterschied zwischen beiden Klassen im Bereich der Teilchenphysik ausgeprägt. Dort sind die “Bausteine der Materie” Fermionen, wie z. B. Elektronen, Protonen, Neutronen und Quarks. Sie sind generell dadurch gekennzeichnet, daß ihr Spin ein halbzahliges Vielfaches der Planckschen Konstante \hbar ist. Für Fermionen gilt das Paulische Ausschließungsprinzip, das zwei Objekte im gleichen Quantenzustand verbietet und letztendlich die Stabilität der Materie garantiert. Beispiele für Bosonen sind dagegen Teilchen, welche die elementaren Wechselwirkungen vermitteln, also etwa Photonen oder Gluonen. Während Fermionen die gleichzeitige Besetzung von Quantenzuständen vermeiden, ist es bei Bosonen gerade umgekehrt: es besteht eine Tendenz zur “Anhäufung” im gleichen Zustand. Ein gutes Beispiel dafür bietet der Laser, bei dem eine sehr große Anzahl von Bosonen (nämlich Photonen) den gleichen Zustand bevölkert. Die Einteilung in Fermionen und Bosonen ist die Grundlage der Quantenstatistik, die sich mit der Untersuchung der quantenmechanischen Eigenschaften von Vielteilchensystemen beschäftigt.

Eine weitere Novität im Bereich der Quantenstatistik stellt das Prinzip von der Ununterscheidbarkeit identischer Teilchen dar. Es besagt unter anderem, daß zwei identische Quantenobjekte, die sich im gleichen Zustand befinden (also in allen ihren Quantenzahlen übereinstimmen), ununterscheidbar sind. Es läßt sich prinzipiell keine weitere Auszeichnungsmöglichkeit angeben, mit deren Hilfe man die einzelnen Teilchen voneinander unterscheiden kann. Quantenobjekte verlieren gewissermaßen ihre Identität zugunsten eines kollektiven Ganzen. Dieser Zug ist der klassischen Physik völlig fremd, in der alle Teilchen als unterscheidbar angenommen werden (sie können also immer mit einem Kennzeichen versehen werden, das sie voneinander unterscheidet).

Der Unterschied zwischen Fermionen und Bosonen ist nicht nur in der Teilchenphysik von Bedeutung, sondern im Prinzip für alle Quantenobjekte, also auch für ganze Atome. So ist etwa ein Barium-137-Atom ein Fermion, da es 56 Protonen, 56 Elektronen und 81 Neutronen enthält, deren Spins von jeweils

$\hbar/2$ sich nur zu einem halbzahligen Vielfachen von \hbar kombinieren können. Dagegen ist Natrium-23 ein Boson, weil es 11 Protonen und Elektronen sowie 12 Neutronen besitzt, die zusammen nur einen Spin ergeben können, der ein ganzzahliges Vielfaches von \hbar ist.

Nachdem der Unterschied zwischen Bosonen und Fermionen im Elementarteilchenbereich so offensichtlich ist, stellt sich die Frage, warum sich die Eigenschaften der beiden Atomsorten oftmals so wenig unterscheiden. So beobachtet man zum Beispiel in einer Dampfampe keine Effekte, die auf eine bosonische oder fermionische Natur der Konstituenten schließen lassen. Im Gegenteil: Die Thermodynamik normaler Gase wird gut von den Gesetzen der klassischen Boltzmann-Statistik beschrieben. In der Tat ist die wesentliche Bedingung für das Einsetzen quantenstatistischer Effekte unter normalen Bedingungen nicht erfüllt: Die quantenmechanischen Wellenfunktionen der einzelnen Atome überlappen sich nicht, sondern sind räumlich wohlgetrennt und weisen keine quantenmechanische Kohärenz auf. Dann gibt es aber ein Kriterium, nach dem man die Atome voneinander unterscheiden kann (nämlich ihren Aufenthaltsbereich, um den die Wellenfunktion konzentriert ist), so daß die Bedingung der Ununterscheidbarkeit nicht erfüllt ist. Man wird deshalb keine quantenstatistischen Effekte erwarten.

Ein Kriterium für das Auftreten quantenstatistischer Effekte ist also, daß die Wellenfunktionen der einzelnen Atome quantenmechanische Kohärenz, also Interferenzfähigkeit, zeigen müssen. Um quantitative Abschätzungen für die Ausdehnung der Kohärenz eines Gasatoms im thermischen Gleichgewicht zu gewinnen, erweist es sich als nützlich, das Konzept der "thermischen de-Broglie-Wellenlänge" einzuführen. Damit ist folgendes gemeint: Aus der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung für das klassische ideale Gas läßt sich ableiten, daß ein Gasteilchen am wahrscheinlichsten den Impulsbetrag $p = \sqrt{2mk_B T}$ besitzt (und entsprechend eine kinetische Energie der Größenordnung $k_B T$). In der Quantenmechanik wird jedem Atom eine de-Broglie-Wellenlänge $\lambda = h/p$ zugeordnet. Setzt man jetzt formal die beiden Gleichungen ineinander ein, erhält man (bis auf einen Faktor $1/\sqrt{\pi}$ die Definition der thermischen de-Broglie-Wellenlänge [5]:

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \quad (1)$$

Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, k_B die Boltzmannkonstante, m die Masse eines Atoms und T die Temperatur des Gases.

Die Bedeutung von λ_{dB} sollte nicht mißverstanden werden. Sie gibt weder die "Ausdehnung" eines Gasatoms noch die tatsächliche Wellenlänge eines Teilchens an, wie die hier gegebene heuristische Ableitung vermuten lassen könnte.

Die thermische de-Broglie-Wellenlänge ist vielmehr ein Maß dafür, auf welcher Längenskala quantenmechanische Kohärenz zwischen zwei Gasatomen bei einer Temperatur T erhalten und ihre Ununterscheidbarkeit gewahrt bleibt [6,7]. Unter normalen Bedingungen ist die thermische de-Broglie-Wellenlänge sehr viel kleiner als der mittlere Abstand zweier Gasatome. Quantenstatistische Effekte sind dann nicht zu erwarten. Um die thermische de-Broglie-Wellenlänge in die Größenordnung des mittleren Atomabstandes zu bringen, hat man offenbar zwei Möglichkeiten: Man kann die Temperatur erniedrigen (dann wird λ_{dB} größer), oder man kann die Dichte des Gases erhöhen (dann wird der mittlere Abstand zwischen den Atomen kleiner). Eine einfache Abschätzung für die erforderlichen Parameterbereiche erhält man folgendermaßen: Bei regelmäßiger Anordnung von N Atomen in einem Würfel sitzen auf jeder Kante $N^{1/3}$ Teilchen. Die Kantenlänge des Würfels ist $V^{1/3}$. Also ist der Abstand zwischen zwei benachbarten Teilchen:

$$d = \frac{V^{1/3}}{N^{1/3}} = \left(\frac{N}{V}\right)^{-1/3} = n^{-1/3} \quad (2)$$

wobei n die Teilchenzahldichte des Gases repräsentiert. Bedingung für das Auftreten quantenstatistischer Effekte ist also $\lambda_{\text{dB}} \geq d$ oder

$$n\lambda_{\text{dB}}^3 \geq 1. \quad (3)$$

Die exakte Theorie der Bose-Einstein-Kondensation führt auf der rechten Seite zur Zahl 2,61. Sieht man diese Gleichung bei vorgegebener Teilchenzahldichte als eine Bedingung an die Temperatur an und löst nach dieser auf, so erhält man einen Ausdruck für die kritische Temperatur T_c :

$$T_c = n^{2/3} \frac{h^2}{2\pi k_B m (2,61)^{2/3}} \quad (4)$$

unterhalb der quantenstatistische Phänomene bedeutsam werden.

Mißt man n in Einheiten von 10^{18} m^{-3} und m in atomaren Masseneinheiten (u), so vereinfacht sich die letzte Gleichung wie folgt:

$$T_c = 1,61 \frac{n^{2/3}}{m} \mu\text{K} \quad (5)$$

Anhand dieses Kriteriums kann man die enormen experimentellen Anstrengun-

gen verstehen, die nötig waren, um Bose-Einstein-Kondensation zu erreichen. In einem typischen Experiment muß das atomare Gas bei einer Teilchendichte von etwa 10^{11} cm^{-3} bis auf 100 nK abgekühlt werden (bei Natrium entspricht das einer thermischen de-Broglie-Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$). Bei solchen Temperaturen kondensiert aber ein Gas schon aufgrund der interatomaren (van-der-Waals-Wechselwirkung) zu einer gewöhnlichen Flüssigkeit bzw. zu einem Festkörper. Dies war auch der Grund, warum Einstein nicht daran glaubte, daß die quantenstatistische Kondensation jemals erreicht werden könnte. In den Experimenten, die letztlich zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates führten, konnte diese Einschränkung nur umgangen werden, indem man sich in den Bereich des thermodynamischen Nichtgleichgewichts begab.

Um Mißverständnissen vorzubeugen, muß noch ein weiterer Punkt erwähnt werden. Quantenstatistische Effekte spielen auch bei den schon lange bekannten Phänomenen der Supraleitung und der Suprafluidität eine Rolle (unter Suprafluidität versteht man das praktisch reibungsfreie Fließen von flüssigem Helium bei tiefen Temperaturen). Für das Verständnis beider Effekte ist die Bose-Einstein-Statistik unerlässlich. Man könnte sich also fragen: Warum die ganze Aufregung um die jüngsten Experimente? Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß bei der Supraleitung und Suprafluidität Wechselwirkungen eine dominante Rolle spielen, wodurch der rein quantenstatistische Kondensationseffekt, der auch in Abwesenheit von jeglicher Wechselwirkung auftritt, modifiziert wird. Bei den neuen Experimenten dagegen konnte die Bose-Einstein-Kondensation praktisch in Reinkultur beobachtet werden.

3 Bose-Einstein-Kondensation

Nachdem wir die Bedingungen abgeschätzt haben, unter denen quantenstatistische Effekte erwartet werden können, wollen wir nun konkret die Bose-Einstein-Kondensation in einem Gas von bosonischen Atomen diskutieren. Wir nehmen an, daß die Atome in einem Kasten mit dem Volumen V eingeschlossen sind, so daß die quantenmechanisch möglichen Zustände der Atome ein diskretes (wenn auch sehr dichtes) Spektrum bilden. Wir nehmen an, daß die Atome ein ideales Gas bilden, also nicht miteinander wechselwirken. Das ist zwar bei realen Systemen nur näherungsweise erfüllt, erlaubt es aber, die Bose-Einstein-Kondensation in ihrer reinen Form zu studieren.

In einem idealen bosonischen Gas verteilen sich die Atome folgendermaßen über die Energieniveaus:

$$N(E_k) = \frac{1}{\exp[(E_k - \mu)/(k_B T)] - 1} \quad (6)$$

Dabei bezeichnet $N(E_k)$ die Anzahl der Atome in einem Zustand mit der Energie $E_k = \hbar^2 k^2 / 2m$ und dem Impuls $\hbar k$. μ repräsentiert das sogenannte chemische Potential ($\mu \leq 0$). Es gibt die Energie an, die man aufwenden muß, um dem System ein zusätzliches Teilchen hinzuzufügen (bei Fermionen in einem Festkörper spricht man auch von der Fermi-Energie). Die Tatsache, daß m hier negativ ist, zeigt an, daß das Hinzufügen von weiteren Bosonen zum System energetisch günstig ist.¹ Wir interessieren uns nun für die Anzahl N_0 der Atome im Grundzustand. Man muß dabei zwei Fälle unterscheiden: Ist die Bedingung (4) für das Auftreten quantenstatistischer Effekte nicht erfüllt, so verteilt sich die Anregungsenergie, die dem System zur Verfügung steht, auf alle Teilchen. Ist dabei die Gesamtzahl der Teilchen im System sehr groß ($N \rightarrow \infty$), so ist der relative Anteil der Atome im Grundzustand verschwindend gering, das heißt: ($N_0 / N \rightarrow 0$).

Ist jedoch die thermische de-Broglie-Wellenlänge in der Größenordnung des mittleren Teilchenabstands (d. h. die Bedingung (4) ist erfüllt), so wird der Grundzustand *makroskopisch* besetzt. Somit besetzt ein beträchtlicher Anteil der Atome gemeinsam einen einzelnen Quantenzustand und bildet das Kondensat. Die gesamte Anregungsenergie des Systems wird dann nur noch auf die anderen Atome verteilt. Das gesamte Gas besteht dann aus zwei verschiedenen Phasen: Die eine Phase wird von den Atomen im angeregten Zustand gebildet, während die andere Phase vom Kondensat dargestellt wird.

Für die Zahl der Kondensatatome ergibt sich aus der Theorie [8,9]:

$$N_0 = N \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \right] \quad \text{für } T < T_c \quad (7)$$

Der Verlauf der entsprechenden Kurve ist in Abbildung 1 dargestellt. Man sieht, daß die relative Grundzustands-Teilchenzahl oberhalb von T_c verschwindet, während sie für Temperaturen kleiner als T_c immer weiter ansteigt, bis schließlich bei $T = 0$ alle Teilchen im Grundzustand sind.² Dieses markante Verhalten der Kurve bei $T = T_c$ welches sich auch in einem Knick der spezifischen Wärme zeigt, ist typisch für einen Phasenübergang.

Nachdem wir nun die Entstehungsbedingungen für ein Kondensat geklärt haben, würden wir gerne Näheres über seine Eigenschaften erfahren. Dazu muß

¹ Das chemische Potential kann für Bosonen nicht positiv sein, da es dann ein k_0 gäbe, für das die Teilchenzahl in Gleichung (6) divergierte ($E_{k_0} = \mu$).

² Auch bei einem gewöhnlichen Boltzmann-Gas sind freilich bei $T=0$ alle Teilchen im Grundzustand, sofern kein Übergang zur Flüssigkeit oder zum Festkörper stattgefunden hat. Die Besonderheit der Bose-Einstein-Kondensation besteht darin, daß sich bereits bei *endlichen* Temperaturen ein beträchtlicher Teil der Atome im Grundzustand befindet.

zuerst festgehalten werden, daß die Kondensation nicht im Ortsraum stattfindet. Es handelt sich um eine Kondensation in einen bestimmten Energiezustand (nämlich den Grundzustand des Systems, der makroskopisch besetzt wird).³ Der Abstand der Kondensat-Atome kann also durchaus beträchtlich sein (etwa 10000 Bohrsche Radien).

Wie schon erwähnt, besetzen alle Atome im Kondensat den gleichen Zustand. Sie sind damit trotz ihres großen mittleren Abstandes ununterscheidbar und haben ihre Einzelidentität verloren. Das Bose-Einstein-Kondensat ist ein Beispiel für einen makroskopischen Quantenzustand, der nur als Ganzes, d.h. ohne explizite Bezugnahme auf die Konstituenten, beschrieben werden kann.

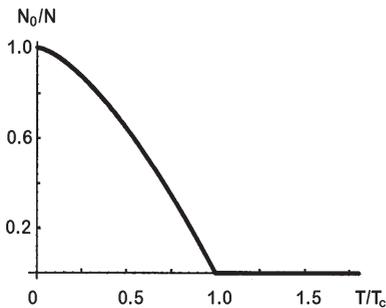


Abb. 1: Zahl der Kondensat-Atome N_0 im Verhältnis zur Gesamtzahl der N Atome als Funktion der Temperatur T in Einheiten der kritischen Temperatur T_c .

Die damit einhergehende langreichweitige Ordnung hat zur Folge, daß sich das Verhalten des Bose-Einstein-Kondensates gegenüber äußeren Störungen beträchtlich von dem eines normalen Gases unterscheidet. So regen etwa Stöße mit anderen Atomen oder eingestrahktes Laserlicht immer das Kondensat als Ganzes an [10,11]. Folgende Eigenschwingungen des Kondensats sind in einer harmonischen Atomfalle möglich: (1) Ein Hin- und Herpendeln des Kondensat-Tropfens um den Mittelpunkt der Falle, (2) eine "Atembewegung", bei der das Kondensat entweder abwechselnd expandiert und kontrahiert oder seine Gestalt zwischen diskus- und zigarrenförmig oszilliert, und schließlich (3) das Rotieren einer Dichtefluktuatation um das Zentrum des Tropfens. Die experimentelle und theoretische Untersuchung dieser Fragen stellt gegenwärtig ein intensiv untersuchtes Forschungsgebiet dar.

Es ist bekannt, daß sich auch die thermodynamischen Eigenschaften eines Gases in Gegenwart eines kondensierten Anteils zum Teil dramatisch ändern [8], [9], [12]. So tragen etwa die Kondensat-Atome beim freien Gas nicht zum Gesamtdruck bei, da für sie der Erwartungswert der kinetischen Energie verschwin-

³ Trotzdem wird in den unten vorgestellten Experimenten die Kondensation durch eine schmälerwerdende Ortsverteilung sichtbar. Dies hängt mit den verwendeten Atomfallen zusammen, deren Grundzustand auch gleichzeitig eine kleine räumliche Ausdehnung besitzt.

det. Unterhalb der kritischen Temperatur ist der Druck unabhängig von der Teilchenzahl und ist allein eine Funktion der Temperatur. Das liegt daran, daß alle weiteren dem System zugeführten Teilchen sofort in die kondensierte Phase übergehen und deshalb den Gesamtdruck nicht verändern. Ein analoges Verhalten tritt bei gesättigtem Dampf auf: Drückt man in einen Behälter mit gesättigtem Wasserdampf zusätzlichen Dampf hinein, so wird dieser sofort bei unverändertem Druck ("Sättigungsdampfdruck") zu flüssigem Wasser kondensieren.

4 Die Experimente

Der anfängliche Durchbruch bei der Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus den Atomen eines schwach wechselwirkenden Gases gelang drei Forschergruppen aus den Vereinigten Staaten (JILA, MIT und Rice-University). Die beiden ersten Gruppen verwenden Rubidium-87 bzw. Natrium-23 Atome, während die dritte Gruppe mit Lithium-7 Atomen arbeitete. Seitdem ist es drei weiteren Gruppen in den USA (Rowland Institute, University of Texas und Stanford University) sowie zwei deutschen (Konsatz und München) gelungen, ein Bose-Einstein-Kondensat zu erzeugen. Die ersten drei Experimente werden im folgenden etwas detaillierter dargestellt. Zuvor sollen jedoch die Methoden erläutert werden, die von allen Gruppen angewandt werden, um die jeweiligen Atome in einer Atomfalle einzufangen und anschließend abzukühlen

Zu Beginn des Experiments verlassen die Atome einen Ofen mit einer sehr hohen Temperatur ($T \gg 600$ K) und gelangen in eine sogenannte magneto-optische Falle (magneto-optical trap, MOT), die dazu dient, die Atome zu speichern. Eine magneto-optische Falle besteht aus einer Vakuumkammer, in der durch stromdurchflossene Spulen ein inhomogenes Magnetfeld erzeugt wird, das eine ortsabhängige Zeeman-Aufspaltung der atomaren Energieniveaus bewirkt. Darüber hinaus wird aus sechs orthogonalen Raumrichtungen Laserlicht eingestrahlt. Die Polarisation der einzelnen Strahlen ist dabei so gewählt, daß sich jeder Strahl nur dann mit einem atomaren Übergang in Resonanz befindet, wenn sich das Atom entgegen dem Strahl aus der Falle zu bewegen droht. Der Strahlungsdruck, den der Laserstrahl im Resonanzfall auf das Atom ausübt, treibt dieses zurück in die Falle. Da aus allen Raumrichtungen Laserlicht eingestrahlt wird, kann keines der Gasatome die Falle verlassen.

Die vom Laserlicht auf ein Atom ausgeübte abbremsende Kraft erweist sich als proportional zur Geschwindigkeit. Deshalb spricht man in diesem Zusammenhang manchmal auch von einer Reibungskraft. Der Schwerpunkt eines atomaren Wellenpakets bewegt sich in der Falle wie ein stark gedämpfter harmonischer Oszillator. Ein eingefangenes Atom wird also sehr schnell abgebremst und kommt im Mittelpunkt der Falle fast zur Ruhe.

Sind genügend Atome in der magneto-optischen Falle gefangen, besteht das experimentelle Problem nun darin, die oben geschilderte Bedingung für das Einsetzen quantenstatistischer Effekte zu realisieren. Dazu müssen, wie bereits er-

wähnt, möglichst hohe Teilchenzahldichten und geringe Temperaturen angestrebt werden. Der Erhöhung der Teilchenzahldichte sind dabei allerdings Grenzen gesetzt, da die Gasatome bei zu geringen Abständen aufgrund der nun nicht mehr zu vernachlässigenden interatomaren Wechselwirkung zu einer gewöhnlichen Flüssigkeit bzw. einem Festkörper kondensieren. Um diesen unerwünschten Effekt zu vermeiden, hält man die Teilchenzahldichte auf einem moderaten Wert und kühlt stattdessen die gesamte Atomwolke sehr stark ab. Allerdings ist bei den notwendigen niedrigen Temperaturen der thermodynamische Gleichgewichtszustand ebenfalls ein Festkörper. Es zeigt sich aber, daß der gasförmige Zustand bei geringen Dichten metastabil ist und so erlaubt es dieser Trick, Bose-Einstein-Kondensation vor Ausbildung einer festen Phase zu beobachten [13]. Um die Gasatome ausreichend abzukühlen, reicht ein einziges Kühlverfahren nicht aus. Die Atome müssen in mehreren Schritten auf die nötige Temperatur von ca. 100 nK gebracht werden. In der ersten Kühlungsphase findet die sogenannte Laserkühlung Verwendung. Dabei wird die oben bereits erwähnte Reibungskraft des eingestrahnten Laserlichts auf die Atome dazu benutzt, um die mittlere kinetische Energie der Atome (und damit die Temperatur des Gases) zu verringern. Selbst mit den effektivsten einschlägigen Verfahren ("Dopplerkühlung", "Sisyphus-Kühlung" [14,15]) gelingt es jedoch nicht, die für den Kondensationsprozeß notwendigen Temperaturen zu erreichen. Das liegt an der unvermeidbaren Wechselwirkung der Atome mit den Photonen des Laserlichts, die bei einer Absorption oder Emission zu einem (wenn auch geringen) unvermeidbaren atomaren Rückstoß führt. Die niedrigsten durch Laserkühlung erreichbaren Temperaturen liegen im mK-Bereich

Da zur Erreichung der Bose-Einstein-Kondensation Temperaturen im nK-Bereich (für die Entwicklung effektiver Kühlverfahren wurde der Nobelpreis an Claude Cohen-Tannoudji, Steven Chiu und William D. Phillips vergeben) notwendig sind, muß sich eine zweite Kühlphase anschließen, die auf einer anderen Technik beruht. Das leistet die Verdampfungskühlung. Dieses Verfahren funktioniert nach einem sehr einfachen Prinzip: Den energiereichsten der in der Falle gefangenen Atome wird das Entkommen ermöglicht. Zurück bleiben die niederenergetischen Atome mit einer im Mittel geringeren kinetischen Energie. Durch den Verlust einiger Atome hat man also eine Verminderung der mittleren kinetischen Energie erkaufte, was - nach der Wiederherstellung einer thermischen Energieverteilung durch Stöße - einer geringeren Temperatur entspricht. (Ganz ähnliche Vorgänge laufen beim Abkühlen einer Tasse Kaffee ab: Die energiereichsten Wassermoleküle schaffen es, die intermolekularen Kräfte zu überwinden und in die Dampfphase überzugehen. Dadurch sinkt in der flüssigen Phase die mittlere Energie - der Kaffee kühlt ab).

In den bisher durchgeführten Experimenten wird nach dem Ende der Laserkühlungs-Phase die magneto-optische Falle ausgeschaltet. Zur Verdampfungsküh-

lung wird eine rein magnetische Falle benutzt, die auf der Kraftwirkung eines inhomogenen Magnetfeldes auf einen magnetischen Dipol beruht. Die Kühlung wird dadurch erreicht, daß in die Atomfalle Radiowellen einer bestimmten Frequenz eingestrahlt werden. Dadurch wird selektiv bei Atomen mit einer bestimmten Energie das magnetische Moment “umgeklappt”, so daß sie von der magnetischen Falle nicht mehr festgehalten werden und entweichen können. Indem man die Radiofrequenz verringert, kann man nach und nach die jeweils energiereichsten Atome entweichen lassen, so daß die Temperatur der in der Falle verbleibenden Atome immer geringer wird. Das Verfahren findet offensichtlich seine Grenze darin, daß noch eine genügend große Anzahl von Atomen in der Falle verbleiben muß, um Bose-Einstein-Kondensation beobachten zu können.

Es muß noch auf eine Besonderheit der am JILA und am MIT verwendeten magnetischen Fallen eingegangen werden.

Bei beiden ist der Fallenmittelpunkt feldfrei, was eine besonders starke Magnetfeld-Inhomogenität und damit eine bessere Fallenwirkung garantiert. Allerdings können an der feldfreien Stelle die magnetischen Momente der Atome spontan umklappen, so daß aus der einschließenden eine abstoßende magnetische Kraft wird. Dort können die Atome entkommen; der Fallenmittelpunkt wirkt wie ein kleines Loch in der Falle. Beiden Gruppen gelang es, dieses Loch mit einfallsreichen Tricks zu “stopfen”, was im folgenden noch ausführlicher besprochen werden soll.

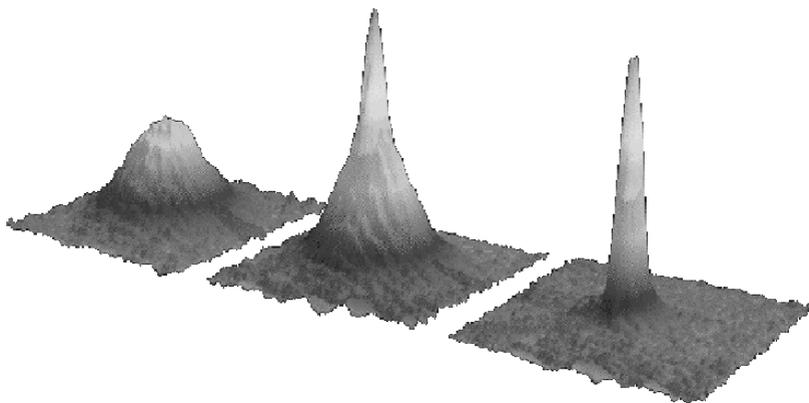


Abb. 2: Geschwindigkeitsverteilung der Atome beim MIT-Experiment. Links: für $T > T_c$ entspricht die Geschwindigkeitsverteilung weitgehend der klassischen Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Mitte: für $T < T_c$ bildet sich eine zusätzliche Komponente mit einer sehr schmalen Geschwindigkeitsverteilung. Sie wird als Bose-Einstein-Kondensat interpretiert. Rechts: für $T \ll T_c$ sind schließlich fast alle Atome in die kondensierte Phase übergegangen. (Abbildung mit freundlicher Genehmigung von W. Ketterle, MIT).

4.1 Das Experiment am JILA

Kurz nach Bekanntwerden der Ergebnisse der Experimente der Gruppe vom Joint Institute for Laboratory Astrophysics (JILA) [16] bemerkte der bekannte amerikanische Physiker D. Kleppner, selbst ein Pionier auf dem Gebiet der Bose-Einstein-Kondensation, folgendes:

“Often the first data of a new phenomenon is ambiguous and hard to interpret. But these results are so beautiful they could go into a textbook.” ([17], S. 17). Diese enthusiastische Äußerung eines Konkurrenten im Wettrennen um tiefe Temperaturen zeigt, wie klar und eindeutig die Forscher um E. Cornell und C. Wieman aus Boulder/Colorado Bose-Einstein-Kondensation in ihrem Experiment nachgewiesen haben.

Im einzelnen verläuft das Experiment wie folgt. Zunächst werden Rubidium-87-Atome mit Hilfe der oben beschriebenen Kühlverfahren auf eine Temperatur von ca. 100 nK gebracht. Um zu verhindern, daß Atome aus dem “Loch” im feldfreien Zentrum der Falle entkommen, wird dem Feld der Falle ein schnell rotierendes Magnetfeld überlagert, das die feldfreie Stelle verlagert und um den Fallen-Mittelpunkt kreisen läßt. Durch geschickte Wahl der entsprechenden Frequenzen kann das Entkommen der Atome so weitgehend verhindert werden (natürlich findet das beabsichtigte und kontrollierte Entweichen bei der Verdampfungskühlung noch statt). Eine solche Falle wird als TOP-Falle (vom Englischen Time-averaged Orbiting Potential) bezeichnet.

Um nachzuweisen, daß die verbleibenden ca. 2000 Atome ein Bose-Einstein-Kondensat bilden, schalten die Forscher die Falle zunächst ab. Das Kondensat kann jetzt ungehindert expandieren, gemäß der Geschwindigkeitsverteilung seiner Atome. Diese Expansion ist erwünscht, da auf diese Weise die stark vergrößerte Atomwolke der Untersuchung mit laseroptischen Methoden zugänglich ist. Durch Messen der Absorption des Lichtes eines Laserstrahls läßt sich die räumliche Form des expandierten Kondensats bestimmen. Es stellt sich heraus, daß es die (leicht unsymmetrische) Gestalt des Fallenpotentials aufweist, was für ein gewöhnliches Gas nicht der Fall wäre und als ein klarer Hinweis für das Vorliegen des Kondensates gewertet wird. Da es sich um eine harmonische Falle handelt (mit unterschiedlichen Frequenzen längs der drei Raumrichtungen), kann aus der Ortsverteilung die Impulsverteilung der Atome rekonstruiert werden. Abb. 2 zeigt eine nach dieser Methode gemessene Geschwindigkeitsverteilung (in der Abbildung sind die Ergebnisse des MIT-Experiments gezeigt, die den am JILA erzielten Resultaten sehr ähnlich sind). Für Temperaturen oberhalb von T_c (links in der Abbildung) ergibt sich näherungsweise die klassische Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Unterhalb der kritischen Temperatur (Mitte) erkennt man, wie der breiten Maxwell-Boltzmann-Verteilung eine zweite Komponente mit einer wesentlich schmaleren Geschwindigkeitsverteilung überlagert ist. Dieser zweite Anteil wird als Bose-Einstein-Kondensat gedeutet. Bei

sehr viel kleineren Temperaturen als T_c (rechts) sind schließlich fast alle Atome in der Kondensat-Phase zu finden. Die Geschwindigkeitsverteilung ist sehr schmal und entspricht derjenigen des Fallen-Grundzustandes.

Der Nachweis der Kondensation wurde also bei diesem Experiment anhand dreier verschiedener Kriterien erbracht: (1) das Auftreten einer Komponente mit einer sehr schmalen Impulsverteilung, (2) die leicht unsymmetrische räumliche Gestalt dieser Komponente, die die Unsymmetrie des Fallenpotentials wiedergibt, (3) das bei der Kondensation erwartete rasche Anwachsen der Atomzahl in dieser Komponente, wenn die Temperatur erniedrigt wird.

4.2 Das Experiment am MIT

Das am Massachusetts Institute of Technology (MIT) in Cambridge bei Boston von einer Gruppe um den Deutschen W. Ketterle durchgeführte Experiment [18] ist in vielerlei Hinsicht bemerkenswert. So ist etwa die Anzahl der kondensierten Atome überaus groß ($N_0 \gg 10^6$). Außerdem können die Kondensate sehr schnell hintereinander hergestellt werden (etwa alle 9 Sekunden), was ein systematisches Studium weiter Parameterbereiche (Temperatur etc.) erlaubt.

Anders als die Gruppe am JILA stopfen die Physiker vom MIT das Loch im Fallenzentrum mit einem sogenannten "optischen Stöpsel". Dazu wird ein Laserstrahl senkrecht zur (Dark SPOT genannten) Falle durch deren Zentrum geführt. Dieser Laserstrahl übt eine abstoßende Kraft auf die Natrium-23-Atome aus und verhindert so deren Entkommen. Das ursprünglich näherungsweise harmonische Potential der magnetischen Falle wird dabei so stark deformiert, daß zwei getrennte Minima entstehen, die durch den "Stöpsel" voneinander getrennt werden. In jedem Durchgang des Experiments werden in diesen beiden Fallenninima zwei unabhängige Kondensate erzeugt. Dadurch ergibt sich die interessante Perspektive, die Interferenz zweier Kondensate zu untersuchen.

In einer verbesserten Version seiner magnetischen Falle (die nun die Form eines doppelten Kleeblatts besitzt) gelang es Ketterle und seinen Mitarbeitern, Kondensate zu erzeugen, die bis zu 20 Sekunden existierten. Die zigarrenförmigen Objekte wiesen eine Länge von einem Drittel Millimeter auf. Verglichen mit den mikroskopischen Größenordnungen, auf denen sich üblicherweise quantenmechanische Effekte abspielen, müssen beide Werte als geradezu gigantisch bezeichnet werden.

Da das verwendete Nachweisverfahren des Kondensates dem der Gruppe vom JILA sehr ähnlich ist, wenden wir uns gleich dem dritten (und letzten hier beschriebenen) Experiment zu.

4.3 Das Experiment an der Rice-Universität

Das Experiment an der Rice-Universität in Houston (Texas) ist aus mehreren Gründen besonders interessant. Hier werden Lithium-7-Atome benutzt. Wie sich erst im Verlauf der Forschungsarbeiten herausstellte, ist die sogenannte "Streu-

länge" von dieser Atomsorte negativ. Das bedeutet, daß sich selbst bei den hier maßgeblichen geringen Energien und kleinen Teilchenzahldichten zwei ${}^7\text{Li}$ -Atome gegenseitig anziehen. Nach einem alten Dogma der Statistischen Physik dürfte es deshalb bei negativer Streulänge keine Bose-Einstein-Kondensation geben. Bevor das Gas überhaupt Bose-Einstein kondensieren kann, ist es schon aufgrund der "normalen" anziehenden Wechselwirkung zu einer Flüssigkeit geworden. Gelänge nun der Nachweis von Bose-Einstein-Kondensation in diesem System, so hätte dies bedeutende Konsequenzen für die theoretische Forschung. Leider besteht keine Einigkeit unter den Physikern, ob der Gruppe aus Texas dieser Nachweis gelungen ist. Folgte man dem erwähnten Zitat von D. Kleppner, so hätte das nun vorzustellende Experiment sicher das erste sein müssen. Der eigentliche Nachweis der kondensierten Lithium-7-Atome ist äußerst indirekt und zweifelhaft. Das hat folgenden Grund: Anders als die beiden anderen Experimente verwenden die Forscher um R. Hulet eine Falle mit sechs Permanentmagneten [19]. Das hat zunächst den großen Vorteil, daß es im Fallenzentrum keinen feldfreien Bereich gibt und insofern auch kein Loch "gestopft" werden muß, was immer zu einem Verlust an Atomen führt.

Die Verwendung von Permanentmagneten hat allerdings den entscheidenden Nachteil, daß das atomare Gas nach Vorliegen der nötigen Temperaturen nicht im feldfreien Raum expandieren kann, um es dann genau zu beobachten und zu vermessen. Deshalb gestaltet sich hier der Nachweis des Bose-Einstein-Kondensates äußerst schwierig.

Er wird folgendermaßen durchgeführt: Nachdem das Gas eine Temperatur von ca. 1 nK erreicht hat (die weit unter der berechneten kritischen Temperatur liegt), wird die Probe mit einem breiten Laserstrahl (Durchmesser 1.5 mm) beleuchtet. Die auftretende Absorption wird mit einer schnellen CCD-Kamera vermessen [13]. Es zeigt sich, daß sich in der Nähe der kritischen Teilchenzahl ein ringförmiger Halo um das zentrale Absorptionsmaximum bildet. Wie kann dieser erklärt werden? Ist er ein Hinweis auf das Kondensat? Um diese Fragen zu klären, analysieren die Forscher eine (leider auch in der Originalpublikation nicht näher erläuterte) eindimensionale Computersimulation der Geschehnisse. Nach ihren Angaben ergibt sich dabei, daß der experimentell gefundene Halo "konsistent" mit der Annahme eines Kondensates ist. Die genaue Form des Halos konnte allerdings, wie eingeräumt wird, nicht reproduziert werden. Die experimentellen Hinweise auf die Existenz einer kondensierten Phase stehen also auf recht wackligen Beinen, gerade im Hinblick auf die theoretische Diskussion im Zusammenhang mit der negativen Streulänge.

Seit der Veröffentlichung der ersten Resultate wurde allerdings an der Verbesserung der Nachweisverfahren kontinuierlich gearbeitet und inzwischen scheint festzustehen, daß die Gruppe von der Rice-Universität tatsächlich ein Bose-Einstein-Kondensat erzeugt hat.

5 Perspektiven

Welche Perspektiven eröffnen sich nun nach der erfolgreichen Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten im Labor? Welche wissenschaftlichen und technischen Anwendungsmöglichkeiten gibt es für ein solches makroskopisches Quantenobjekt? Eine erste für die wissenschaftliche Forschung relevante Fragestellung wurde bereits angedeutet: Im MIT-Experiment werden offenbar zwei räumlich voneinander getrennte Kondensate hergestellt. Gelingt es nun, beide Kondensate zu überlagern, so ist es interessant zu untersuchen, ob es ein quantenmechanisches Interferenzmuster gibt. Die Untersuchung der Struktur eines derartigen Interferenzmusters wird es erlauben, viele Eigenschaften des Kondensates zu rekonstruieren. Spannend ist diese Fragestellung vor allem deshalb, weil es sich bei einem Bose-Einstein-Kondensat um ein quantenmechanisches System von makroskopischer Ausdehnung handelt. Die Frage, inwiefern derartige Systeme durch eine Wellenfunktion beschrieben werden können, beschäftigt die Physiker seit vielen Jahren. Besonders plastisch ist diese Problematik im bekannten Gedankenexperiment von Schrödingers Katze dargestellt.

Eine weitere Anwendung eines Bose-Einstein-Kondensates, die zu ihrer endgültigen Realisierung jedoch noch einiger Anstrengung bedarf, ist die Konstruktion eines *Atomlasers*. Dabei handelt es sich um das atomoptische Gegenstück zum Lichtlaser, der bekanntlich einen intensiven, monochromatischen und kohärenten Photonenstrahl produziert. Die gleichen Eigenschaften kennzeichnen den Atomstrahl aus einem Atomlaser. Dazu muß es gelingen, die bei der Bose-Einstein-Kondensation im Grundzustand gesammelten Atome kohärent aus der Falle auszukoppeln und das Kondensat dabei durch einen Pumpprozess kontinuierlich wieder aufzufüllen. Um das zu verwirklichen, haben einige Forscher bereits eine Reihe von (theoretisch) möglichen Schemata vorgeschlagen. Für eine erfolgreiche experimentelle Realisation gilt es jedoch noch zahlreiche technische und konzeptionelle Schwierigkeiten zu überwinden.

Viele Physiker geraten ins Schwärmen, wenn sie über die Anwendungsmöglichkeiten eines solchen kohärenten Atomstrahls reden. Das liegt vor allem daran, daß die betreffenden Atome im Gegensatz zu denen eines gewöhnlichen Atomstrahls alle den gleichen Impuls und damit auch die gleiche (kinetische) Energie besitzen; der Atomstrahl ist sozusagen monochromatisch⁴. Deshalb gibt es auch - wie schon beim Lichtlaser - keine störenden Effekte, wie etwa die chromatische Aberration, die erst mühsam (und vor allem verlustreich) kompensiert werden müssen. Das läßt vermuten, daß das relativ neue Arbeitsgebiet der Atomoptik, in dem schon heute Bauteile wie Linsen und Spiegel für Atome hergestellt

⁴ Aus der de-Broglie-Beziehung $p = \hbar / \lambda$ folgt, daß Atome mit gleichem Impuls auch die gleiche Wellenlänge haben. Bei einem gewöhnlichen Atomstrahl weisen die Impulse eine thermische Geschwindigkeitsverteilung auf. Damit treten dann auch viele verschiedene Wellenlängen auf

werden können, durch den Atomlaser in Zukunft viele neue Impulse erhalten wird. Ebenso folgenreich ist die Entwicklung eines intensiven und kohärenten Atomstrahls nach Meinung der Experten für die Atominterferometrie. Diese beschäftigt sich vornehmlich mit den physikalischen Konsequenzen der (quantenmechanischen) Wellennatur der Atome. Die Erwartungen beruhen im wesentlichen auf einem Vergleich mit der optischen Interferometrie. Auch in diesem Gebiet erwies sich die Einführung des Lichtlasers als ein bedeutender Fortschritt gegenüber den früher benutzten Spektrallampen.

Eine interessante technische Anwendung des Atomlasers erhofft man sich weiterhin in der Atom-Lithographie. Es ist das Ziel der Lithographie, sehr kleine Strukturen (etwa Mikrochips) herzustellen. Verwendet man dazu optische Verfahren, so stößt man schnell an prinzipielle Grenzen, sobald die Wellenlänge des verwendeten (UV- oder Röntgen-) Lichts die Abmessungen der herzustellenden Strukturen übersteigt. Deshalb ist es nicht möglich, auf rein optischem Weg Strukturen im Nanometerbereich herzustellen. Mit Hilfe von atom-lithographischen Methoden wird es jedoch voraussichtlich möglich sein, Atome direkt auf ein Substrat zu bringen. Man erwartet, daß sich auf diese Weise die Größe der betreffenden Schaltkreise um einen Faktor 1000 verringern läßt. In diesem Zusammenhang können gegenwärtig allein thermische Atomstrahlen benutzt werden. Leider werden diese Arbeiten jedoch durch die oben schon erwähnten chromatischen Atomlinsen-Fehler ernsthaft beeinträchtigt. Auch hier liegt die Hoffnung also auf dem Atomlaser.

6 Literatur

- [1] W. Ketterle und M.-O. Mewes, Bose-Einstein-Kondensation in einem Gas von Natrium Atomen, *Physikalische Blätter* **52** (6), 573 (1996)
- [2] W. Petrich, Bose-Einstein-Kondensation eines nahezu idealen Teilchengases, *Physikalische Blätter* **52** (4), 345 (1996)
- [3] M. Springer, Das Bose-Einstein-Kondensat— ein makroskopisches Quantenobjekt im Labor, *Spektrum der Wissenschaft*, Sept. 1995, 32; M. Rauer, Vom Bose-Einstein-Kondensat zum Atomlaser, *Spektrum der Wissenschaft*, Nov. 1996, 16
- [4] A. Lambrecht, G.-L. Ingold, Identitätsverlust mit Folgen: vom Quantengas zur Bose-Einstein-Kondensation, *Physik in unserer Zeit* **27** (5), 200 (1996)
- [5] G. Adam und O. Hittmair, *Wärmetheorie*. Vieweg: Braunschweig ⁴1992.
- [6] W. G. Unruh and W. H. Zurek, Reduction of a Wave Packet in Quantum Brownian Motion, *Physical Review D* **40**, 1071 (1989)
- [7] W. H. Zurek, Decoherence and the Transition from Quantum to Classical, *Physics Today* **44** (10), 36 (1991)
- [8] W. Greiner, L. Neise und H. Stöcker, *Thermodynamik und Statistische Mechanik*. Harri Deutsch: Thun (1987)
- [9] K. Huang, *Statistical Mechanics*. Wiley: New York 1987
- [10] K. Burnett, Bose-Einstein Condensation with Evaporatively Cooled Atoms, *Contemporary Physics* **37** (1), 1 (1996)
- [11] A. Griffin, *Bose-Einstein Condensation*. Cambridge University Press: Cambridge 1995
- [12] R. Becker, *Theorie der Wärme*. Springer: Heidelberg 1985
- [13] C. Wieman, The Richmyer Memorial Lecture: Bose-Einstein Condensation in an Ultracold Gas, *American Journal of Physics* **64** (7), 847 (1996)
- [14] C. Foot, Laser Cooling and Trapping of Atoms, *Contemporary Physics* **32** (6), 369 (1991)
- [15] H. Wallis und W. Ertmer, Fortschritte in der Laserkühlung von Atomen, *Physikalische Blätter* **48** (6), 447 (1992)
- [16] M. Anderson et al., Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science* **269**, 198 (1995)
- [17] G. Collins, Gaseous Bose-Einstein Condensate Finally Observed, *Physics Today*, August 1995, 17
- [18] K. Davis et al., Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms , *Physical Review Letters* **75**, 3969 (1995)
- [19] C. Bradley et al., Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas With Attractive Interactions, *Physical Review Letters* **75**, 1687 (1995)