

übereinstimmt, die  $0,6 \leq \sin 2\beta \leq 0,9$  ergeben. Der Weltmittelwert für  $\sin 2\beta$  impliziert  $2\beta \sim 47^\circ$  oder  $133^\circ$ , wobei der erste Wert konsistent mit dem Standardmodell ist, während die zweite Lösung neue Physik zur Folge hätte, die bevorzugt im Sektor der  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -Mischung angesiedelt wäre. Die direkte Unterscheidung zwischen beiden Lösungen durch die Bestimmung von  $\cos 2\beta$  ist ein wichtiger Aspekt zukünftiger Messungen.

Das Physikprogramm der B-Fabriken ist sehr reichhaltig und beschränkt sich nicht auf Analysen von  $B_d \rightarrow J/\psi K_S$  und ähnlichen Prozessen [6]. Andere Schlüsselzerfälle zur Erforschung der CP-Verletzung sind beispielsweise  $B \rightarrow \pi K$ ,  $B \rightarrow \pi\pi$  und  $B \rightarrow \phi K$ . Auch zu diesen Zerfällen gibt es bereits sehr interessante Ergebnisse der B-Fabriken und theoretische Interpretationen, wobei jedoch die Unsicherheiten für genauere Schlussfolgerungen gegenwärtig noch zu groß sind.

Interessante Perspektiven für die B-Physik eröffnen sich künftig auch am Tevatron (Fermilab) durch das System der  $B_s$ -Mesonen, das bei

BaBar und Belle nicht zugänglich ist. In der Ära des LHC werden sich dann  $B_s$ -Zerfälle noch sehr viel detaillierter untersuchen und vielfältige weiterführende Studien des B-Systems durchführen lassen, insbesondere bei LHCb (CERN) und BTeV (Fermilab). Auch in der Theorie gibt es noch viele offene Fragen, deren Klärung eine fruchtbare Zusammenarbeit zwischen Experiment und Theorie voraussetzt.

ROBERT FLEISCHER

- [1] V. Fanti et al. (NA48), Phys. Lett. **B465**, 335 (1999); A. Alavi-Harati et al. (KTeV), Phys. Rev. Lett. **83**, 22 (1999); K. Kleinknecht, Phys. Bl., Juli/August 2001, S. 89
- [2] M. Kobayashi und T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [3] www.slac.stanford.edu/BFROOT/; M. Kunze, K.R. Schubert und B. Spaan, Phys. Bl., Mai 1999, S. 27
- [4] <http://belle.kek.jp/>
- [5] 31st Int. Conf. on High Energy Physics, Juli 2002, www.ichep02.nl/; B. Aubert et al. (BaBar), hep-ex/0207042, K. Abe et al. (Belle), hep-ex/0208025
- [6] Für einen ausführlichen Übersichtsartikel, siehe R. Fleischer, Physics Reports **370**, 531 (2002) [hep-ph/0207108]

## Quantenfelder à la carte

**Welle oder Teilchen nach Belieben – erstmals wurden periodischer Kollaps und phasenkohärente Wiederherstellung eines stark wechselwirkenden bosonischen Quantenfeldes im optischen Gitter realisiert.**

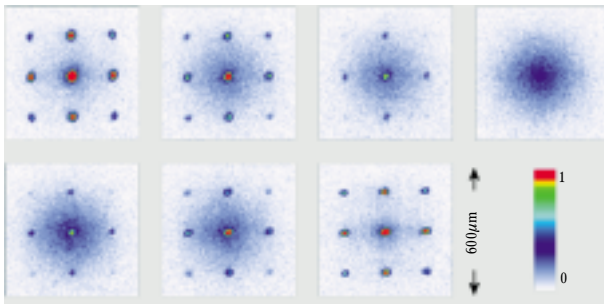
In der Welt der kalten Atome hat sich viel getan, seit 1995 das erste Bose-Einstein-Kondensat (BEC) erzeugt wurde [1]. Bei Temperaturen von nur wenigen hundertmilliardstel Kelvin über dem absoluten Nullpunkt zeigen ganz normale Gase ein völlig ungewohntes Verhalten, das nur durch die gleichzeitige Wellennatur der Teilchen und den Teilchencharakter des Materiewellenfeldes zu verstehen ist.

Der Forschergruppe um T. Hänsch und I. Bloch am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching gelang nun mit zwei spektakulären Experimenten der Nachweis des Teilchencharakters entarteter bosonischer Gase. In beeindruckender Klarheit wurde zuerst der Quantenphasenübergang vom superfluiden Zustand eines BE-

Dr. habil. Robert  
Fleischer, TH  
Division, CERN,  
CH-1211 Genf 23

Gases zu der, aus der Festkörperphysik bekannten, Mott-Isolator-Phase erreicht [2]. In einem dazu komplementären Versuch wurden nun Überlagerungszustände von mehreren Teilchen präpariert [3]. Der beobachtete, zeitlich periodische Kollaps und die vollständige Wiederherstellung des ursprünglichen Zustandes beweisen die quantisierte Natur bosonischer Materiewellenfelder und die Phasenkohärenz atomarer Stöße.

Im Mittelpunkt der Forschung mit BECs standen bislang vor allem Experimente zum Wellencharakter des Kondensats, der für die Suprafluidität sowie faszinierende Zu-



Diese sieben Interferenzbilder zeigen in chronologischer Abfolge ( $t=0-550 \mu\text{s}$ ) den Kollaps der über mehrere Punkte eines Lichtgitters ausgedehnten kohärenten Wellenfunktion eines Bose-Einstein-Kondensats sowie deren vollständige Wiederherstellung.

stände wie quantisierte Wirbel, Wirbelgitter oder Solitonwellen verantwortlich ist. Die Suche nach den dazu komplementären Teilcheneigenschaften bosonischer Felder wurde hingegen erst jüngst von Erfolg gekrönt, als man begann, Kondensate in tiefe optische Gitter zu laden [4]. Mit Hilfe gegenläufiger Laserwellen lassen sich beinahe beliebige ein-, zwei- oder dreidimensionale optische Gitter innerhalb einer Hochvakuumkammer erzeugen. Bewegen sich Atome in einem solchen Lichtfeld, so erfahren sie ein der Lichtwellenlänge entsprechendes periodisches Potential. Die Tiefe des Potentials entspricht dabei der Intensität des Lasers und ist somit voll kontrollierbar.

In einem wegweisenden theoretischen Beitrag zeigte die Innsbrucker Forschergruppe um P. Zoller und I. Cirac, dass in einem solchen tiefen optischen Gitter die wesentlichen Grundzustandseigenschaften des Gases durch das sog. Bose-Hubbard-Modell beschrieben werden [5]. Im Rahmen dieses Modells dürfen Atome nur den untersten lokalisierten Wannier-Zustand am jeweiligen Gitterplatz  $i$  beset-

zen. Aufgrund der großen Tiefe des Gitterpotentials sind höhere angeregte Zustände unerreichbar. Da wir es mit bosonischen Teilchen zu tun haben, können einzelne Gitterplätze mehrfach belegt werden, was aber wegen der Abstoßung  $U$  zwischen den Teilchen immer größere Energien erfordert. Der Energieaustausch im Gitter ist deshalb nur durch quantenmechanisches Tunneln, charakterisiert durch die Größe  $J$ , zwischen benachbarten Stellen möglich. Formal wird das Modell durch den Hamiltonian  $H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \sum_i U \hat{n}_i(\hat{n}_i - 1)/2$  beschrieben.

Was ist nun der wesentliche Unterschied zwischen einer klassischen Schwingung, z. B. einer Gitarrensaite, einem kohärenten Quantenzustand und einem Fock-Zustand mit fester Teilchenzahl eines Bose-Feldes? Zerlegt man die Gitarrensaite in diskrete Glieder, so besitzt jedes dieser Elemente gleichzeitig eine wohl definierte Auslenkung  $|\alpha_i|$  sowie eine relative Phase  $\varphi_i$ . Die Amplituden des bosonischen Quantenfeldes  $\hat{a}_i$  sind ebenfalls diskret, allerdings muss man hier für jeden Freiheitsgrad die Heisenbergsche Unschärferelation  $\Delta n_i \Delta \varphi_i \geq 1$  berücksichtigen, nach der Teilchenzahl  $n_i$  und Phase  $\varphi_i$  nicht gleichzeitig scharf festgelegt sein können. Kohärente Zustände  $|\alpha_i\rangle$  entsprechen einer Poisson-verteilten Überlagerung mehrerer Teilchen, bei der Amplitude und Phase zwar unscharf bleiben,  $\Delta n_i/n_i = \Delta \varphi_i = 1/|\alpha_i|$ , das Unschärfeprodukt aber minimiert wird. Daher können diese Zustände ebenso wie eine Gitarrensaite relative Phasen zwischen den Gitterstellen besitzen. Im Gegensatz dazu ist bei Fock-Zuständen  $|n_i\rangle$  die Teilchenzahl  $n_i$  genau bestimmt ( $\Delta n_i = 0$ ), sodass die individuelle Phase unscharf bleibt. Deshalb ist auch keine relative Phasenbeziehung zwischen den Gitterplätzen möglich.

Im Experiment ist nun über die Gittertiefe das Verhältnis  $U/J$ , d. h. die Bedeutung der Teilchenstöße verglichen mit dem kinetischen Tunneln, frei wählbar und damit auch die charakteristischen Eigenschaften des Grundzustandes im Bose-Hubbard-Modell. In Potentialen von geringer (mittlerer) Tiefe ( $U/J < 1$ ) wird sich deshalb ein superfluider Bose-Kondensatzustand ausbilden, der zwar an den Gitterpunkten Poissonsche (bzw. sub-Poissonsche) Teilchenzahlfuktua-

tionen aufweist, aber immer noch relative Phasen zwischen den Gitterplätzen zulässt. Solche „squeezing-Effekte“ wurden erstmals in eindimensionalen mesoskopischen Gittern entdeckt [4]. Überschreitet nun  $U/J$  einen von der Gittergeometrie abhängigen Wert, so durchläuft das Vielteilchensystem diskontinuierlich eine Quantenphasenübergang zum Mott-Isolator, in dem lokale Teilchenzahlfuktuationen unterdrückt sind (Fock-Zustand). Deshalb kann sich auch keine relative Phase mehr zwischen den Gitterplätzen einstellen. Der experimentelle Nachweis dieses Quantenphasenüberganges ist in diesem Jahr eindrucksvoll gelungen [2].

Der Ausgangspunkt des gegenwärtigen, dazu komplementären Experimentes [3] ist identisch und beginnt mit dem adiabatischen Transfer eines suprafluiden Rubidium-Kondensats in ein kubisch dreidimensionales, optisches Gitter von mittlerer Tiefe. Im ersten Experiment [2] wurde das Gitterpotential weiter adiabatisch vertieft und bei einem konstanten Wert fixiert, sodass man den Mott-Phasenübergang im Grundzustand durchläuft und keine weitere Phasenentwicklung feststellbar ist.

Hingegen wurde nun im zweiten Experiment [3] das Gitterpotential sprunghaft vertieft und bei diesem Wert gehalten, sodass anfänglich an jeder einzelnen Gitterstelle  $i$  eine kohärente Überlagerung von mehreren Teilchen, d. h. der Zustand  $|\alpha_i\rangle$ , präpariert wurde. Die Zeitentwicklung jedes dieser Superpositionszustände ist in diesem tiefen Gitter nun durch die Zweiteilchenwechselwirkung dominiert ( $U \gg J$ ), d. h.  $|\alpha_i\rangle(t) = e^{-|\alpha_i|^2/2 \sum_{n_i} (\alpha_i^{n_i}/\sqrt{n_i!}) \cdot e^{-j U n_i(n_i-1)/2\hbar} |n_i\rangle}$ . Wie die Abbildung zeigt, stellt sich die zeitliche Entwicklung nun als periodische Abfolge von Zerfall und fast perfekter Wiederherstellung des anfänglich kohärenten Zustandes nach  $t_{\text{rev}} = \hbar/U$  dar. Somit wurde nicht nur in eindrucksvoller Weise der Teilchencharakter bosonische Quantenfelder nachgewiesen, sondern auch gezeigt, dass Zweiteilchenstöße zu einer voll kohärenten und auch kontrollierbaren Phasenentwicklung führen. Dieses Experiment stellt deshalb auch für die Methoden der Quanteninformationsverarbeitung einen wichtigen Referenzpunkt dar.

REINHOLD WALSER

Dr. Reinhold Walser, Abteilung für Quantenphysik, Universität Ulm, Albert-Einstein-Allee 11, 89069 Ulm

- [1] K. Southwell, Nature, **416**, 205 (2002).
- [2] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. Hänsch, I. Bloch, Nature, **415**, 39 (2002).
- [3] M. Greiner, O. Mandel, T. Hänsch, I. Bloch, Nature, **419**, 51 (2002).
- [4] C. Orzel, A. Tuchman, M. Fenselau, M. Yasuda, M. Kasevich, Science, **291**, 2386 (2001).
- [5] D. Jaksch, C. Bruder, J. Cirac, C. Gardiner, P. Zoller, Phys. Rev. Lett., **81**, 3108 (1998).

## Antiwasserstoff bei 15 K

**Die ATHENA-Kollaboration am CERN hat ein Etappenziel zur Speicherung und Spektroskopie von „ruhendem“ Antiwasserstoff erreicht**

Heisenberg soll einmal gesagt haben: „Die Entdeckung der Antimaterie ist vielleicht der größte all der vielen großen Schritte in der Physik dieses Jahrhunderts“. Nun, das Jahrhundert Heisenbergs ist vorbei und auch Dirac würde am 8. August 2002 seinen 100sten Geburtstag gefeiert haben. Fast zeitgleich mit diesem Datum ist es der ATHENA-Kollaboration\* am Antiprotonen Decelerator (AD) des CERN gelungen, erste deutliche Signale der Produktion von Antiwasserstoff bei Temperaturen von 15 K nachzuweisen [1]. Dieses Resultat ist ein weiterer Meilenstein auf dem Wege zu kaltem, in einer Falle gespeichertem, „ruhendem“ Antiwasserstoff; ein guter Erfolg für die ATHENA-Kollaboration, die Techniker und Wissenschaftler am AD, das Forschungszentrum CERN und für die Gemeinschaft der Physiker.

Nach spekulativen Vorstellungen im Altertum bis hin zu dem amüsanten Brief des Physikers Sir Arthur Schuster, der 1898 ebenfalls – wie ATHENA – seine Erkenntnisse zu „Potential Matter“ in der Zeitschrift Nature veröffentlichte, begann die wirkliche Geschichte zur Antimaterie in den 20er Jahren des vorigen Jahrhunderts. Auf der Grundlage seiner berühmten Wellengleichung zur relativistischen Theorie des Elektrons postulierte Dirac die Existenz von „Löchern“ gleicher Masse, aber mit entgegengesetzter Ladung. Diesen genialen theoretischen Vorhersagen folgte sehr schnell der experimentelle Nachweis von Positronen (1932) und Antiprotonen (1956). Zweifelsfrei ist heute jedem Elementarteilchen sein entsprechendes Antiteilchen zuzuordnen.

Das Antiwasserstoff-Atom ist das einfachste elektrisch neutrale System, das aus den beiden Bausteinen hadronischer und leptonischer Familien, den Antiteilchen zu Proton und Elektron besteht. *Schnelle* Antiwasserstoff-Atome wurden bereits vor einiger Zeit im Flug erzeugt und nachgewiesen, zuerst 1995 am CERN [2] und bald darauf am Fermilab [3]. Die Produktionsraten waren dabei allerdings so gering, dass – ganz abgesehen von systematischen Problemen aufgrund der nahezu relativistischen Geschwindigkeit – weitere Untersuchungen, etwa durch Laserspektroskopie, aussichtslos waren und sind.

Faszinierend ist die Aussicht, Spektrallinien des Antiwasserstoff-Atoms mit denjenigen des gewöhnlichen Wasserstoff-Atoms mit höchster Genauigkeit zu vergleichen. Aus dem CPT-Theorem folgt, dass Wasserstoff und Antiwasserstoff *identische* Spektrallinien haben sollten. Jede noch so geringe Abweichung zwischen beiden würde eindeutig das CPT-Theorem und damit das gegenwärtige Standardmodell der Elementarteilchenphysik in Frage stellen. Die Prüfung der CPT-Symmetrie durch vergleichende Laserspektroskopie von Wasserstoff- und Antiwasserstoff-Atomen wurde kürzlich in einer theoretischen Arbeit diskutiert [5]. Ausgehend von einer modifizierten Dirac-Gleichung, bei der *ad hoc* CPT-verletzende Terme eingefügt wurden, konnte gezeigt werden, dass diese im Prinzip durch Laserspektroskopie nachweisbar sind.

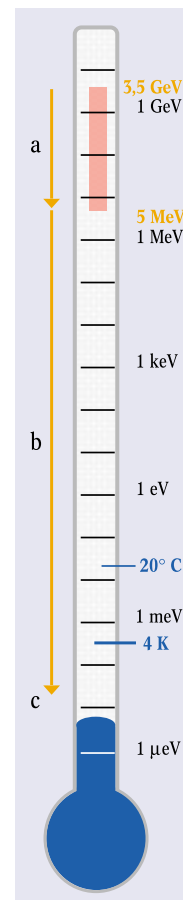
Die Kunst der Laserspektroskopie des gewöhnlichen Wasserstoff-Atoms ist sehr weit entwickelt. In den letzten 25 Jahren gelang es durch die Entwicklung von neuen Techniken, die Auflösung um etwa sechs Größenordnungen zu steigern. Die gegenwärtig beste Auflösung für den 1S–2S-Übergang des gewöhnlichen Wasserstoff-Atoms liegt bei 1,8 Teilen in  $10^{14}$  [5]. Noch beeindruckender als die enorme Präzision für die 1S–2S-Spektroskopie ist vielleicht die Tatsache, dass es die moderne höchstauflösende Laserspektroskopie offensichtlich erlaubt, Kern-Eigenschaften zu beobachten. So kommt der derzeit genaueste Wert für den Struktur-Radius des Deuterons aus der Analyse der Isotopie-Verschiebung des 1S–2S-Übergangs für Wasserstoff und Deuterium [6]. Daher lässt die höchstauflösende La-

aserspektroskopie von Antiwasserstoff äußerst interessante Ergebnisse erwarten.

Nicht zuletzt wegen des Erfolges der ersten Beobachtung von Antiwasserstoff-Atomen am CERN wurde eine neue Generation von Experimenten am eigens hierfür gebauten Antiprotonen Decelerator (AD) begonnen. Die Antiprotonen werden am CERN durch Proton-Schwermetall-Stöße erzeugt, wohingegen die Positronen Zerfallsprodukte des Isotopes  $^{22}\text{Na}$  sind. Beide Teilchensorten werden im AD beziehungsweise in den einzelnen Experimenten gekühlt und moderiert. Ausgehend von Antiprotonen und Positron-Plasmen mit Temperaturen von einigen Kelvin wollen die Experimente ATHENA und ATRAP# kalte Antiwasserstoff-Atome synthetisieren und diese anschließend in einer magnetischen Falle speichern. Dadurch lässt sich die Wechselwirkungszeit der Atome mit Laserstrahlen so weit verlängern, dass sehr genaue Laserspektroskopie von Antiwasserstoff-Atomen möglich wird.

Die im AD bei 3,5 GeV gesammelten Antiprotonen werden hierfür über verschiedene Stufen auf Beschleuniger- und Experimentseite um mehr als 12 Größenordnungen abgebremst (Abb. 1). Das gebildete Antiwasserstoff-Atom muss aber immer noch um mindestens weitere zwei Größenordnungen abgekühlt werden, bevor es in einer magnetischen Falle effizient für Untersuchungen seiner physikalischen Eigenschaften gespeichert werden kann.

Was ist nun bislang am AD und den beiden Experimenten ATHENA und ATRAP, die sich der Untersuchung des Objektes Antiwasserstoff verschrieben haben, geschehen? ATHENA veröffentlichte kürzlich die beobachtete Signatur der Erzeugung von Antiwasserstoff-Atomen. Auf dem Weg zu diesem Ziel demonstrierte ATRAP die entscheidenden technischen Schritte: die Nutzung verschachtelter Penning-Fallen, um Positronen und Antiprotonen einzufangen und zu überlagern, das Aufsammeln mehrerer Injektionen von Antiprotonen aus dem AD in einer Falle und das Kühlen von Antiprotonen durch Positronen. Die ATRAP-Kollaboration konnte vielversprechende Signale der Produktion von Antiwasserstoff beobachten, hat jedoch aus einer Reihe von Gründen – der sta-



**Abb. 1:** Um Antiwasserstoff zu produzieren, müssen die Antiprotonen um 12 Größenordnungen abgebremst werden, zunächst im AD-Speicherring selbst (a), anschließend im Experiment mit einer Folie sowie durch Elektronen- und Laserkühlen (b). Bis zum Ziel, kalten Antiwasserstoff zu speichern (c), fehlen noch weitere zwei Größenordnungen.

\* <http://athena.web.cern.ch/athena/>

# <http://hussle.harvard.edu/~atrap/>