

durch das Weltraumteleskop *Herschel*. Leider war es in der Beobachtung nicht möglich, die Häufigkeit von ^{36}Ar zu bestimmen. Es ist ein Alphakern, was Kerne wie ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca , ^{44}Ti , ^{48}Cr bezeichnet, die in ihrer Protonen- und Neutronenzahl Vielfaches von Alphateilchen sind. Supernovamodelle sagen die Produktion solcher Alphakerne voraus. Gelingt die Bestimmung der ^{36}Ar -Häufigkeit, so wäre dies ein wichtiger Test, ob es sich beim Krebsnebel, wie vermutet, tatsächlich um die Überreste der Supernova eines recht „leichten“ Vorgängersterns von acht bis zehn Sonnenmassen handelt [7]. In einem solchen Stern kollabiert ein Core aus mittelschweren Kernen (Sauerstoff, Neon, Magnesium), deshalb sollten die Supernova-Ejekta im Vergleich zu massereichen Sternen ärmer an Eisen und Argon sein.

Mit Hilfe des Spektrographen *TripleSpec* am *Hale-Teleskop* auf dem *Mount Palomar* gelang es, spektroskopische und kinetische Eigenschaften von Ejekta des Supernova-Überrests *Cassiopeia A*

zu bestimmen, darunter erstmals für den Kern ^{31}P [5]. Interessant ist, dass ^{31}P in Ejekta mit relativ hohen Radialgeschwindigkeiten ($> 100 \text{ km/s}$) zusammen mit Schwefel (vermutlich ^{32}S) und Eisen auftritt. Dies entspricht in der Tat den Erwartungen für das explosive Brennen in den Supernovae mit massereichen Vorgängersternen wie bei *Cassiopeia A*. Hier sollte es zu einer erhöhten Produktion von Kernen aus der Eisengruppe und von Alphakernen kommen, wobei ^{31}P als Nebenprodukt von Reaktionen an Kernen wie ^{32}S entsteht. Wie die Forscher nachweisen konnten, sollten die beobachteten Ejekta tatsächlich aus dem Bereich des explosiven Brennens der Supernova stammen. Eine interessante Schlussfolgerung aus den Beobachtungen ist, dass das relative Verhältnis von Phosphor zu Eisen in den Ejekta sehr stark variiert – um mehr als einem Faktor 100. Dies deutet auf starke Mischprozesse während der Explosion hin, was sich mit den Erkenntnissen aus multidimensionalen Simulationen

deckt. Selbst wenn die Analyse der Daten noch mit deutlichen Unsicherheiten verknüpft und auch modellabhängig ist, so zeigt sie doch das große Potenzial, was solchen Beobachtungen spektroskopischer und kinetischer Eigenschaften von Supernova-Ejekta als Tests von Computermodellen und natürlich auch als Grundlage neuer Erkenntnisse über den Explosionsmechanismus innewohnt [8].

**Gabriel Martínez-Pinedo
und Karlheinz Langanke**

- [1] S. E. Woosley, A. Heger und T. A. Weaver, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015 (2002)
- [2] G. Martínez-Pinedo, *Physik Journal*, August-September 2008, S. 51
- [3] H.-T. Janka et al., *Progr. Theor. Exp. Phys.* **2012**, (1) 01A309 (2012)
- [4] H.-T. Janka et al., *Phys. Repts.* **442**, 38 (2007)
- [5] B.-C. Koo et al., *Science* **342**, 1346 (2013)
- [6] M. J. Barlow et al., *Science* **342**, 1343 (2013)
- [7] F. S. Kitaura, H.-T. Janka und W. Hillebrandt, *Astron. & Astrophys.* **450** (2006) 345.
- [8] H.-T. Janka, *Ann. Rev. of Nucl. Part. Sci.* **62**, 407 (2012)

Prof. Dr. Gabriel Martínez Pinedo, Technische Universität Darmstadt, Institut für Kernphysik (Theoriezentrum), Schlossgartenstr. 2, 64289 Darmstadt, **Prof. Dr. Karlheinz Langanke**, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt

■ Verschränkung mit Verlust

Der gezielte Einsatz von Dissipation erlaubt es, verschränkte Zustände in Ionenfallen und Supraleitern herzustellen.

Verschränkte Quantenzustände robust und präzise zu präparieren, gehört zu den grundlegenden Aufgaben der Quanteninformationsverarbeitung. Trotz bester Isolation sind die zu verschränkten Systeme dabei letztlich aber immer der Wechselwirkung mit einer unkontrollierten Umgebung ausgesetzt, die zu Dekohärenz und Dissipation führt. In den gewöhnlich verwendeten Protokollen der Zustandspräparation stören diese Prozesse und verhindern damit perfekte Verschränkung. Dekohärenz und Dissipation gelten daher gemeinhin als Feinde der Quanteninformationsverarbeitung, die es mittels Isolation und aktiver Fehlerkorrektur zu bekämpfen gilt. Zudem führen Ungenauigkeiten in der Wahl der experimentellen Para-

meter zu weiteren Fehlern, die sich im Verlauf der Zustandspräparation akkumulieren.

Die experimentellen Fortschritte in der kohärenten Kontrolle von Quantensystemen sind mittlerweile beachtlich. Dennoch stellt sich die Frage, ob sich die Dissipation nicht doch nutzbringend einsetzen lassen könnte, etwa so wie man beim Judo die Aktionen des Gegners beim Angriff gegen diesen wenden kann. In der Tat hat dieses Umdenken in der theoretischen Forschung schon vor längerer Zeit begonnen, indem Dekohärenz und Dissipation nicht mehr als Gegner bei der Präparation von verschränkten Zuständen gelten, sondern als Freunde und Helfer, welche die Präparation von verschränkten Quantenzuständen unterstützen [1, 2]. Die experimen-

telle Realisierung dieser Ideen ließ aber auf sich warten und gelang erst kürzlich in der Gruppe um den Nobelpreisträger Dave Wineland am NIST in Boulder (Colorado) mit einer Ionenfalle [3] sowie in der Gruppe um Michel Devoret in Yale mit supraleitenden Quantenbits [4].

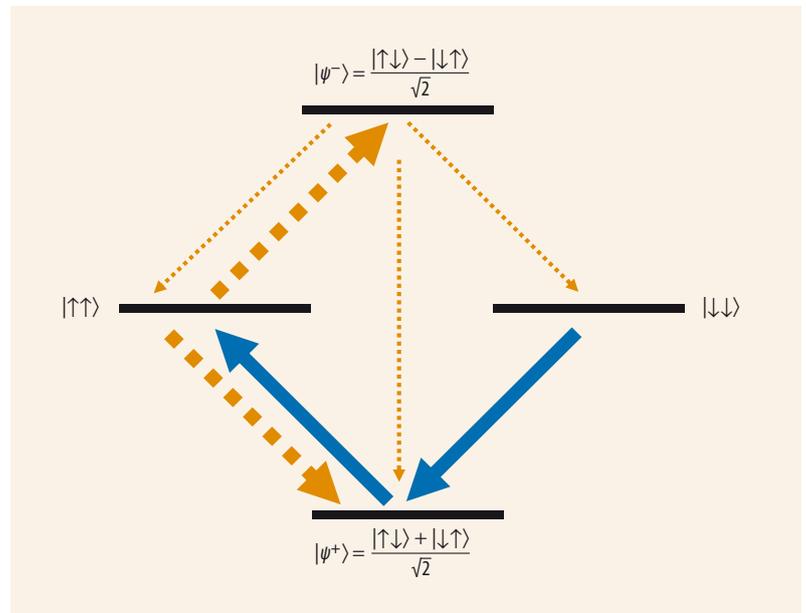
Die Experimente in Boulder und Yale verfolgten das Ziel, Dissipation und sorgfältig gewählte kohärenten Wechselwirkungen zwischen zwei Qubits geschickt zu kombinieren, um einen maximal verschränkten Bell-Zustand sowohl zu präparieren als auch für lange Zeiten zu stabilisieren. Die Grundidee ist in beiden Experimenten sehr ähnlich und benötigt zwei wesentliche Zutaten. Zum einen dient die kohärente Wechselwirkung zwischen den Qubits dazu, eine Dynamik

Prof. Dr. Martin Plenio, Institut für Theoretische Physik, Universität Ulm, Albert-Einstein-Allee 11, 89069 Ulm

zu erzeugen, die als einen ihrer Eigenzustände den Bell-Zustand $|\psi^-\rangle$ besitzt (Abb.). Dies allein führt aber noch nicht zum Erfolg. Als zweite Zutat muss durch eine kontrollierte Kopplung der Qubits mit einer Umgebung Dissipation so in das System eingeführt werden, dass die beiden Qubits in den Bell-Zustand $|\psi^-\rangle$ relaxieren. Beide Zutaten sind essenziell für den Erfolg der Experimente, da nur so sichergestellt wird, dass $|\psi^-\rangle$ der eindeutig bestimmte Fixpunkt der Dynamik ist und sich damit im Laufe der Zeit ein reiner Zustand erreichen lässt. Diesen Ansatz hat die Gruppe von Anders Sorensen für Ionenfallen entwickelt [5]. Hier wird die Dissipation kontrolliert in das System eingeführt, indem Laser das Qubit an externe Energieniveaus der Ionen koppeln, die spontan zerfallen können. Eine sehr ähnliche Grundidee hat die Gruppe von Mazyar Mirrahimi für supraleitende Qubits vorgeschlagen [6]. Hier wird die Dissipation aber durch den Zerfall des Resonators erzeugt, in dem sich die Qubits befinden. Zwar unterscheiden sich die beiden Ansätze in der detaillierten Realisierung, aber der grundlegende Ansatz ist in beiden Fällen der Gleiche.

Nicht unerwähnt bleiben sollte ein verwandtes Experiment, das die Gruppe von Eugene Polzik am Niels-Bohr-Institut in Kopenhagen im Jahr 2011 durchgeführt hat [7]. Auch dieses Experiment weist Zustandspräparation nach, die durch Dissipation unterstützt wird und dabei unabhängig vom Anfangszustand ist. Es arbeitet aber nicht mit Qubits, sondern mit atomaren Ensembles, die durch Licht gekoppelt sind, und stabilisiert daher keinen Bell-Zustand. Die in diesem Experiment erreichte Verschränkung bleibt auch hinter den in [4, 7] erreichten Werten zurück. Dennoch zählt auch dieses Experiment, welches auf den in [2] und [8] formulierten Ideen beruht, zu den ersten Realisierungen von dissipativer Zustandspräparation.

Die in all diesen Experimenten erreichte Qualität der verschränkten Zustände ist noch weit entfernt von derjenigen, die sich durch die



Zwei ionische Qubits besitzen insgesamt vier Energieeigenzustände, zwischen denen kohärente Laserfelder Übergänge induzieren (blaue Pfeile). Die orangenen Pfeile zeigen die durch Laserankopplung an externe spontan zerfallenden Niveaus kontrolliert eingeführte Dissipation. Durch geschickte Wahl der externen

Felder lassen sich diese dissipativen Prozesse asymmetrisch gestalten, sodass sich netto eine Relaxation in den Bell-Zustand $|\psi^-\rangle$ ergibt. Wichtig ist, dass dieser Nettozufluss auch bei kleinen Variationen der kohärenten Kopplung erhalten bleibt. Dies ist einer der Gründe dafür, dass dissipative Protokolle robust sind.

rein kohärente Präparation erreichen lässt. Das Team um Wineland analysiert die Situation sehr sorgfältig und identifiziert die Hauptfehlerquellen. Besonders wichtig sind hier unerwünschte nebenresonante Anregungen bestimmter Niveaus sowie spontane Emission, die für fast zwei Drittel des Fehlers verantwortlich sind. Im Experiment der Devoret-Gruppen sind, im Gegensatz zu Ionen, die Hauptfehlerquellen durch unerwünschte Dekohärenz und Dissipationsprozesse in dem Qubit zu finden. In beiden Experimenten sind also die verantwortlichen Fehlerquellen bekannt und Möglichkeiten, diese zu verringern, klar vorgezeichnet. Daher ist eine verbesserte Präparation zu erwarten.

Trotzdem kann man sich angesichts dieser Diskrepanz fragen, warum man die dissipative Präparation überhaupt verfolgen sollte. Einer der Hauptgründe liegt sicher darin, dass sie nicht vom Anfangszustand abhängt und zudem möglicherweise auch robuster gegen Variationen der Kontrollparametern ist. Im Gegensatz zur kohärenten Zustandspräparation muss nur sichergestellt sein,

dass der Fixpunkt der Zeitentwicklung der gleiche bleibt. Der Weg, auf dem dieser Fixpunkt erreicht wird, spielt dabei, anders als bei der kohärenten Zustandspräparation, keine Rolle. Daneben erlauben es die dissipativen Protokolle, den gewünschten Quantenzustand zu stabilisieren, da das System in dem Fixpunkt verweilt und nach jeder externen Störung zu diesem Fixpunkt zurückgetrieben wird.

Ob sich diese möglichen Vorteile so weit nutzen lassen, dass die dissipative Zustandspräparation tatsächlich die Qualität der kohärenten Zustandspräparation übertrifft, wird die Zukunft zeigen.

Martin Plenio

- [1] M. B. Plenio, S. F. Huelga, A. Beige und P. L. Knight, Phys. Rev. A **59**, 2468 (1999)
- [2] M. B. Plenio und S.F. Huelga, Phys. Rev. Lett. **88**, 197901 (2002)
- [3] Y. Lin et al., Nature **504**, 415 (2013)
- [4] S. Shankar et al., Nature **504**, 419 (2013)
- [5] M. J. Kastoryano, F. Reiter und A. Sorensen, Phys. Rev. Lett. **106**, 090502 (2011)
- [6] Z. Leghtas et al., Phys. Rev. A **88**, 023849 (2013)
- [7] H. Krauter et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 080503 (2011)
- [8] C. A. Muschik, E. S. Polzik und J. I. Cirac, Phys. Rev. A **83**, 052312 (2011)