

Oberfläche einer Poincaré-Kugel am Nord- und Südpol befinden, während die Hermite-Gauß-Moden (HG) auf dem Äquator zu finden sind (Abb. 2).

Die Bewegung entlang eines Längengrads lässt sich im Experiment mit zwei Zylinderlinsen realisieren. Ähnlich, wie ein  $\lambda/4$ -Plättchen die Phase zwischen vertikal und horizontal polarisiertem Licht verschiebt und dadurch lineare in zirkulare Polarisation verwandeln kann, wandelt das Linsensystem die LG- in HG-Moden um. Zwei gegeneinander verdrehte „Dove-Prismen“ ermöglichen andererseits die Bewegung entlang eines Breitengrads, in-

trischen Phase von Lichtmoden beruhen, sei dahingestellt. Das Rennen für ein realistisches System ist immer noch offen.

SONJA FRANKE-ARNOLD

- [1] M. V. Berry, Proc. R. Soc. London A **392**, 45 (1984)
- [2] E. J. Galvez et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 203901 (2003)
- [3] A. Mair et al., Nature **412**, 313 (2001)
- [4] G. Molina-Terriza et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 013601 (2002)
- [5] J. Leach et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 257901 (2002)
- [6] J. A. Jones et al., Nature **403**, 869 (2000)

## Sauber verschränkt

**Das experimentell erstmals realisierte Verfahren der Verschränkungsreinigung ist grundlegend für die Quantenkommunikation.**

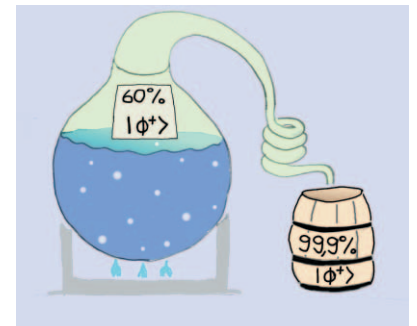
Unter Quantenkommunikation versteht man Kommunikationsszenarien, bei denen als Informationsträger Quantensysteme verwendet werden. In den letzten Jahren hat sich herausgestellt, dass man mit Hilfe der Quantenkommunikation eine Reihe von Aufgaben effizienter oder sicherer lösen kann, als dies in klassischen Kommunikationsprotokollen möglich wäre.

Für praktische Anwendungen der Quantenkommunikation müssen die Informationsträger (Qubits) über hinreichend große Distanzen übertragen werden. Auf ihrem Weg vom Sender (Alice) zum Empfänger (Bob) sind sie dabei störenden Einflüssen ausgesetzt, die zur Dekohärenz oder zum vollständigen Verlust der Quanteninformation führen können. Dies ist um so schlimmer, als sowohl die Dekohärenz als auch die Wahrscheinlichkeit für die Absorption der Information exponentiell mit der Entfernung zwischen Sender (Alice) und Empfänger (Bob) zunimmt. Aus diesem Grund ist Quantenkommunikation – ohne zusätzliche Maßnahmen – nicht über größere Entfernungen möglich. Die Lösung dieses Problems ist durch ein kürzlich ein von J.-W. Pan et al. an der Universität Wien durchgeführtes Experiment näher gerückt [1].

Ein wichtiges Element dieser Lösung ist die Quantenteleportation, die es erlaubt, die Übertragung der abstrakten Quanteninformation von der Übertragung der physikalischen

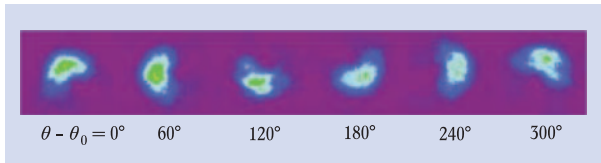
Quanteninformationsträger zu entkoppeln. Dazu erzeugt Alice in ihrem Labor einen maximal verschränkten Zustand, ein sog. EPR-Paar, und schickt eine Hälfte davon – durch den Quantenkanal – an Bob. Anschließend kann Alice den Zustand eines beliebigen Qubits, also die abstrakte Quanteninformation, durch ausschließlich lokale Operationen und klassische Kommunikation an Bob übermitteln. Die EPR-Paare haben, aufgrund der Dekohärenz im Kanal, eine mitunter recht geringe Güte (engl. *Fidelity*). Diese Güte ist aber ausschlaggebend für die Güte der Teleportation. Den Kommunikationspartnern muss es also gelingen, EPR-Paare mit hoher Güte zu erzeugen, obwohl sie nur mit einem Kanal schlechter Güte verbunden sind. Dabei gehen sie zunächst nach dem Motto „Quantität statt Qualität“ vor: Alice verschickt zuerst eine große Zahl von „halben“ EPR-Paaren an Bob, ohne sie gleich zur Teleportation zu verwenden. Aus diesen können Alice und Bob nun wenige hochverschränkte EPR-Paare „herausdestillieren“ – ein Verfahren, das Verschränkungsreinigung (engl. *entanglement purification*) genannt wird [2].

Die Verschränkungsreinigung ist



**Verschränkungsreinigung kann man sich wie eine „Destillation“ vorstellen: Ausgehend von einem großen Reservoir von EPR-Paaren niedriger Güte (Konzentration) werden wenige EPR-Paare hoher Güte erzeugt.**

eines der grundlegenden Verfahren der Quanteninformationsverarbeitung. Man kann sie nicht nur für sich genommen zur Verbesserung der Qualität von EPR-Paaren verwenden, sie ist auch ein Baustein in komplexeren Verfahren, wie z.B. dem Quantenrepeater [3], der Quantenkommunikation über beliebige Distanzen ermöglicht, in der Quantenkryptographie oder auch in bestimmten Verfahren des fehler-toleranten Quantenrechnens. Darü-



**Abb. 3:** Die geometrische Phase  $\theta$  ist im Interferenzmuster zwischen  $LG_0^{-1}$ -Signal und  $LG_0^0$ -Referenzstrahl direkt zu sehen.

dem sie die Wellenfront des Lichts rotieren und damit die Ausrichtung der HG-Moden verändern. Mittels dieser Zutaten kann Licht entlang beliebiger Pfade über die Poincaré-Kugel geschickt werden und dabei eine geometrische Phase gewinnen. Konkret wurde eine  $LG_0^{-1}$ -Mode in eine horizontale HG-Mode verwandelt, dann um einen variablen Winkel gedreht und zurück in die ursprüngliche  $LG_0^{-1}$ -Mode transformiert (Pfad ABCA in Abb. 2). Die resultierende geometrische Phase wurde anhand der Interferenz der  $LG_0^{-1}$ -Mode mit einem Referenzstrahl vermessen (Abb. 3). Dazu ist es nötig, dass sich die optische Weglänge des Signal- und Referenzstrahls nicht gegeneinander verändern, da die resultierende dynamische Phase den geometrischen Effekt völlig verdecken würde. Die Experimentatoren lösten dieses Problem sehr elegant, indem sie eine  $LG_0^0$ -Mode als Referenzstrahl verwenden und dem Signalstrahl überlagern. Da  $LG_0^0$  die einzige Mode ihrer Modenordnung ist, wird sie durch die Modentransformationen nicht beeinflusst und gewinnt keine geometrische Phase. Die geometrische Phase des Signalstrahls lässt sich daher direkt an der Ausrichtung des Interferenzmusters ablesen, das mit einer CCD-Kamera aufgenommen wird. Messergebnisse und theoretische Vorhersagen stimmen ausgezeichnet überein.

Ob wir tatsächlich einmal Quantencomputer verwenden werden, die auf Manipulationen der geome-

Dr. Sonja Franke-Arnold, Department of Physics, University of Strathclyde, Glasgow, Schottland

Dipl.-Phys. Hans Aschauer und Priv.-Doz. Dr. Hans J. Briegel, Theoretische Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München

ber hinaus spielt der Begriff der „Reinigbarkeit“ von Zuständen und der „destillierbaren Verschränkung“ eine wichtige Rolle bei der Charakterisierung von Verschränkungseigenschaften von Zuständen, also in der reinen Quanteninformationstheorie.

Wir wollen nun ein Spielzeug-Modell eines Verschränkungsreini- gungsprotokolls beschreiben. Neh- men wir dazu an, Alice habe in ihrem Labor zwei EPR-Paare im Zustand  $|\Phi^+\rangle = (|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}$  präpa- riert; beim Transport durch den Quantenkanal wird der Zustand ei- nes Qubits mit der Wahrscheinlich- keit  $p = 1 - F$  so gestört (Spinflip), dass das zugehörige EPR-Paar anschließend im Zustand  $|\Psi^+\rangle = (|01\rangle + |10\rangle)/\sqrt{2}$  ist.  $F$  ist dabei die Güte der Paare, d.h. die Wahr- scheinlichkeit, mit der diese im Zu- stand  $|\Phi^+\rangle$  gefunden werden. Um die Güte der EPR-Paare zu verbes- sern, müssen Alice und Bob mög- lichst viel über den Zustand der einzelnen Paare herausfinden. Sie könnten durch lokale Messungen zwar den Zustand jedes der Paare bestimmen; durch die Messung gin- ge aber die gesamte Verschränkung verloren. Es gibt aber auch eine bessere Möglichkeit: Alice und Bob wenden auf die jeweiligen Qubits ihrer beiden EPR-Paare eine sog. CNOT-Operation an, also eine lo- kale Wechselwirkung. Anschließend vermessen sie das erste Paar (und zerstören dabei seine Verschrän- kung). Die vorgeschaltete CNOT- Operation sorgt dafür, dass das Messergebnis dabei Aufschluss über den Zustand des zweiten Paares lie- fert, ohne dessen Verschränkung zu zerstören. Dabei wird man dem zweiten Paar nur dann den richti- gen Zustand zuordnen, wenn das erste Paar im Zustand  $|\Phi^+\rangle$  war; falls es im Zustand  $|\Psi^+\rangle$  war, ordnet man dem zweiten Paar den falschen Zustand zu – was aber nur mit der Wahrscheinlichkeit  $p$  vorkommt.

Alice und Bob sind deshalb opti- mistisch, und behalten immer dann das zweite Paar, wenn das Mess- ergebnis auf einen  $|\Phi^+\rangle$ -Zustand hinweist. In der Tat kann man sich leicht davon überzeugen, dass die Wahrscheinlichkeit, ein „falsches“ Paar zu behalten (also eines im Zu- stand  $|\Psi^+\rangle$ ), von quadratischer Ord- nung in  $p$  ist. Quantitativ ergibt sich für die Güte des verbleibenden Paares  $F' = F^2/(F^2 + (1-F)^2)$ , was für  $F > 1/2$  größer als  $F$  ist. Dieses Protokoll lässt sich nun rekursiv

zur schrittweisen Verbesserung der Güte verwenden.

Obwohl das beschriebene Reini- gungsprotokoll sehr einfach zu sein scheint, war seine experimentelle Umsetzung bislang nicht gelungen: noch existiert kein effizientes CNOT-Gatter für Photonen, die in den derzeitigen Experimenten als Träger der Qubits eingesetzt wer- den. Diese Schwierigkeit wird in der neuen Arbeit von J.-W. Pan *et al.* [1] dadurch umgangen, dass die Autoren anstelle eines CNOT-Gat- ters einfach einen polarisierenden Strahlteiler verwenden. Wie man zeigen kann, hat dieses lineare opti- sche Element Eigenschaften, die er- lauben, es anstelle eines CNOT- Gatters einzusetzen. Die Methode weist dabei zwar nur eine halb so große Effizienz auf wie ein „echtes“ CNOT-Gatter, was aber aufgrund eines Mangels an Alternativen leicht verschmerzt werden kann.

Im Experiment [1] werden die zwei zu reinigenden EPR-Paare in einem nichtlinearen Kristall (BBO) durch parametrische Fluoreszenz erzeugt. Dabei durchläuft ein star- ker UV-Laserpuls den Kristall zwei- mal, was mit einer gewissen Wahr- scheinlichkeit zur Erzeugung von zwei Paaren führt. Das Rauschen im Quantenkanal wird künstlich (und deshalb kontrollierbar) einge- fügt. Dabei wurden zwei unter- schiedliche Ausgangs-Güten einge- stellt, nämlich 75% und 80%. Im ersten Fall konnte die Güte auf 92% angehoben werden, im zweiten Fall auf 94%. Ein Vergleich mit der Theorie ergibt [1], dass durch den experimentellen Aufbau selbst ins- gesamt weniger als 2% Rauschen eingefügt werden – ein Wert, der im Prinzip gut genug für die Realisie- rung eines Quantenrepeaters ist.

HANS ASCHAUER UND

HANS J. BRIEGEL

- [1] J.-W. Pan, S. Gasparoni, R. Ursin, G. Weihs, A. Zeilinger, *Nature* **423**, 417 (2003)
- [2] C. H. Bennett, G. Brassard, S. Popescu, B. Schumacher, J. A. Smolin, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 722 (1996)
- [3] H.-J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5932 (1998); H. Aschauer, H.-J. Briegel, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 047902 (2002)