

Zeilingers Experiment zur Teleportation (Experimenteller Teil)

Ernst-Udo Wallenborn

9. Juli 1998

1 Was ist Teleportation?

Teleportation nennt man die Herstellung einer *exakten* Kopie eines Quantensystems an einem anderen Ort durch Ausnutzung verschränkter Zustände. Also auf Deutsch: Angenommen, eine Person an Punkt *A*, nennen wir sie *Alice*, will einer Person an Punkt *B*, nennen wir ihn *Bob*, ein Quantensystem *Q* übermitteln, und zwar so, daß Bob nachher über eine exakte Kopie von *Q* verfügt. Dann gibt es zwei Möglichkeiten: entweder *Q* wird durch einen Satz dispersionsfrei meßbarer Observablen vollständig beschrieben, oder nicht. Wenn ja, dann kann Alice diesen Satz beobachtbarer Größen einfach messen, Bob übermitteln, und Bob kann dann eine Kopie von *Q* anfertigen. Wenn nein, gibt es eine Unschärferelation, die verhindert, daß Alice die Information, die *Q* vollständig beschreibt, überhaupt messen kann. Wenn Alice beispielsweise ein Photon

$$|\psi_1\rangle = \alpha |h\rangle_1 + \beta |v\rangle_1$$

hat, dessen Polarisationsrichtung $\phi = \text{atan}(\beta/\alpha)$ (wobei *h* „horizontal“ und *v* „vertikal“ bedeutet und ϕ der Winkel der Polarisationssebene mit der Horizontalen ist) sie nicht kennt, wird ihr ein auf horizontal/vertikal eingestellter polarisierender Strahlteiler lediglich mit der Wahrscheinlichkeit α^2 das Meßergebnis „horizontal“ und mit der Wahrscheinlichkeit β^2 das Meßergebnis „vertikal“ mitteilen. Für die genaue Messung der Polarisationsrichtung müßte sie jedoch ein Ensemble vieler gleich polarisierter Photonen messen, so α und β bestimmen und daraus den Ensemblemittelwert von ϕ berechnen. Hat Alice jedoch lediglich ein einzelnes Photon zur Verfügung, geht das natürlich nicht. Alice kann jedoch unter Ausnutzung verschränkter Zustände Bob ein Photon übermitteln und dieses zu einer exakten Kopie des ersten Photons machen.

2 Was ist ein verschränkter Zustand?

Ein *verschränkter Zustand* (engl. *entangled state*) ist eine kohärente Superposition zweier Zustände. Zum Beispiel bilden Photonen mit korrelierter Polarisation verschränkte Zustände. Also wenn etwa zwei Photonen eine unbekannt aber parallele Polarisationsrichtung haben, dann ist die Wellenfunktion von Photon 1

$$|\psi_1\rangle = \alpha |h\rangle_1 + \beta |v\rangle_1$$

Natürlich kann nun Photon 2 zufällig ebenfalls dieselbe Polarisation aufweisen:

$$|\psi_2\rangle = \alpha |h\rangle_2 + \beta |v\rangle_2$$

und wenn die beiden Photonen unkorreliert sind, also *keinen* verschränkten Zustand bilden, dann ist die gesamte Wellenfunktion gegeben durch

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= |\psi_1\rangle |\psi_2\rangle \\ &= [\alpha |h\rangle_1 + \beta |v\rangle_1] [\alpha |h\rangle_2 + \beta |v\rangle_2] \\ &= \alpha^2 |h\rangle_1 |h\rangle_2 + \alpha\beta |h\rangle_1 |v\rangle_2 + \beta\alpha |v\rangle_1 |h\rangle_2 + \beta^2 |v\rangle_1 |v\rangle_2 \end{aligned}$$

Wenn aber die beiden Photonen auf jeden Fall parallel polarisiert sind, also einen verschränkten Zustand bilden, dann ist die Wellenfunktion des Gesamtsystems

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \alpha |h\rangle_1 |h\rangle_2 + \beta |v\rangle_1 |v\rangle_2 \\ &\neq |\psi_1\rangle |\psi_2\rangle \end{aligned}$$

Die Kreuzterme müssen verschwinden, weil sonst $|\psi_1\rangle = |h\rangle_1$ $|\psi_2\rangle = |v\rangle_2$ ein mögliches Ergebnis der Messung beider Polarisationsrichtungen wäre.

3 Wie kann man einen verschränkten Zustand herstellen?

Zum Beispiel kann man Calciumdampf mit ultraviolettem Licht bestrahlen und so aus dem elektronischen Grundzustand der Calciumatome (zwei Elektronen in der 4s-Schale) einen angeregten Zustand machen, in dem die Konfiguration $[\text{Ar}]3d^1 4p^1$ ist. Dieser Zustand wandelt sich rasch in einen $[\text{Ar}]4s^2$ um, welcher dann nacheinander ein Photon der Wellenlänge $\lambda_1 = 551.3$ nm und eins der Wellenlänge $\lambda_2 = 422.7$ nm emittiert und dabei via $[\text{Ar}]4s^1 4p^1$ zum Grundzustand $[\text{Ar}]4p^2$ zurückkehrt. Die Polarisationsrichtung der beiden emittierten Photonen ist dabei nicht festgelegt, aber die beiden Photonen müssen parallel polarisiert sein. Mißt man nun die Polarisationsrichtung des einen Photons, kennt man auch die des anderen. Die kann zum Beispiel zur Überprüfung der Bellschen Ungleichung herangezogen werden [FC72, AGR81, AGR82, ADR82].

4 Was ist das Zeilinger-Experiment?

Das Zeilinger-Experiment (siehe [Sud97] und [BPE⁺97]) besteht in der Teleportation der Polarisationsrichtung eines Photons. Alice hat ein Photon mit beliebiger Polarisationsrichtung

$$|\psi_1\rangle = \alpha |h\rangle_1 + \beta |v\rangle_1$$

und möchte Bob eine exakte Kopie dieses Photons übermitteln. Das geht folgendermaßen: Alice hat vorher mittels parametric down conversion einen verschränkten Zustand aus zwei korrelierten Photonen präpariert und Bob eines der beiden Photonen übermittelt (siehe Abbildung 1). Das verschränkte Photonenpaar 2 und 3 ist bei geeignetem Aufbau in folgendem Zustand:

$$|\Psi_{23}^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|v\rangle_2 |h\rangle_3 - |h\rangle_2 |v\rangle_3]$$

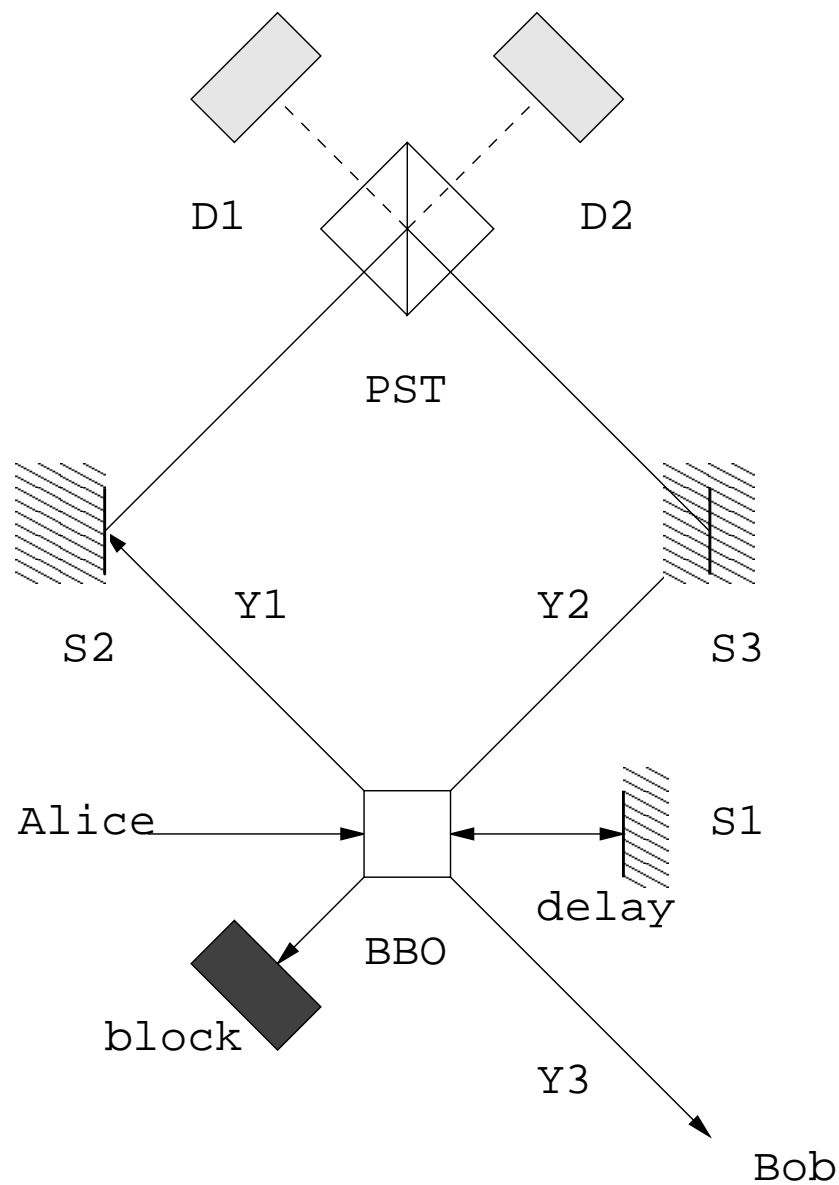


Abbildung 1: Aufbau des Zeilinger-Experiments. Alice strahlt zwei Laserpulse auf den BBO-Kristall ein. In den Fällen, in denen der erste Puls zunächst durchgelassen wird und erst nach Spiegelung an S1 down-conversion erfährt, das zweite jedoch gleich konvertiert wird, entsteht ein verschränktes Paar Ψ_2 und Ψ_3 , sowie ein Nachrichtenphoton Ψ_1 , dessen Polarisationsrichtung Alice nicht kennt. Ψ_1 ist eigentlich ebenfalls Teil eines verschränkten Paares, sein „Zwilling“ wird jedoch geblockt. Nach Spiegelung an S2 und S3 überlagern sich die Photonen Ψ_1 und Ψ_2 am Strahlteiler PST, Photon Ψ_3 hingegen wird Bob übermittelt. Wenn nun beide Detektoren D1 und D2 ein Photon registrieren, weiß Alice, daß Photon Ψ_3 dieselbe Polarisationsrichtung hat, wie vorher Ψ_1 (Details im Text).

Interferenz am Strahlteiler (siehe Abbildung 1) erzeugt nun folgenden Zustand:

$$\begin{aligned} |\psi_1\rangle |\Psi_{23}^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha |h\rangle_1 + \beta |v\rangle_1] [|v\rangle_2 |h\rangle_3 - |h\rangle_2 |v\rangle_3] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha |h\rangle_1 |v\rangle_2 |h\rangle_3 - \beta |v\rangle_1 |h\rangle_2 |v\rangle_3 - \alpha |h\rangle_1 |h\rangle_2 |v\rangle_3 + \beta |v\rangle_1 |v\rangle_2 |h\rangle_3] \end{aligned}$$

Wenn es nun gelingt, diesen Zustand auf den Zustand $|\Psi_{12}^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|h\rangle_1 |v\rangle_2 - |v\rangle_1 |h\rangle_2]$ zu projizieren, dann erhält man

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{12}^- | \psi_1 \Psi_{23}^- \rangle &= \frac{1}{2} [\langle v|_2 \langle h|_1 - \langle h|_2 \langle v|_1] [\alpha |h\rangle_1 |v\rangle_2 |h\rangle_3 - \beta |v\rangle_1 |h\rangle_2 |v\rangle_3 - \\ &\quad \alpha |h\rangle_1 |h\rangle_2 |v\rangle_3 + \beta |v\rangle_1 |v\rangle_2 |h\rangle_3] \end{aligned}$$

Wegen $\langle h|h\rangle = \langle v|v\rangle = 1$ und $\langle h|v\rangle = \langle v|h\rangle = 0$ ergibt das:

$$\langle \Psi_{12}^- | \psi_1 \Psi_{23}^- \rangle = \frac{1}{2} [\alpha |v\rangle_3 + \beta |h\rangle_3]$$

Wie kann Alice nun eine solche Projektion bewerkstelligen? Nun, Alice braucht eine Meßapparatur, die auf den antisymmetrischen Zustand $|\Psi_{12}^-\rangle$ mit ihrem Äquivalent eines Zeigerausgangs reagiert, auf die anderen kohärenten Superpositionen von Photon 1 und 2 nicht. Alice kann dann zwar die Projektion nicht erzwingen, wohl aber feststellen, ob sie stattgefunden hat. Ein polarisierender Strahlteiler stellt eine solche Meßapparatur dar. Ein Blick auf Abbildung 1 zeigt: Wenn beide Detektoren gleichzeitig je ein Photon registrieren, dann gibt es zwei Möglichkeiten:

- a) beide Photonen wurden durchgelassen, D1 detektiert Photon 2 und D2 Photon 1.
- b) beide Photonen wurden reflektiert, D1 detektiert Photon 1 und D2 Photon 2.

Nun ist die Wellenfunktion, die die interferierenden Photonen beschreibt, im Fall b) gleich der von a) mit einer Phasenverschiebung von π (durch die Reflexion im Strahlteiler) und einer Vertauschung von Photon 1 und 2 (umgangssprachlich $\hat{\mathcal{P}}_{12}$). Also wenn Ψ_{12} symmetrisch war ($\hat{\mathcal{P}}_{12} |\Psi_{12}\rangle = |\Psi_{12}\rangle$), dann

$$|\Psi_b\rangle = e^{i\pi} \hat{\mathcal{P}}_{12} |\Psi_a\rangle = e^{i\pi} |\Psi_a\rangle = -|\Psi_a\rangle$$

und wenn Ψ_{12} antisymmetrisch war ($\hat{\mathcal{P}}_{12} |\Psi_{12}\rangle = -|\Psi_{12}\rangle$), dann

$$|\Psi_b\rangle = e^{i\pi} \hat{\mathcal{P}}_{12} |\Psi_a\rangle = -e^{i\pi} |\Psi_a\rangle = |\Psi_a\rangle$$

Da aber, wenn D1 und D2 beide ein Photon detektieren, experimentell nicht zwischen a) und b) unterschieden werden kann, muß die tatsächliche Wellenfunktion der interferierenden Photonen aus einer Superposition von beiden Möglichkeiten bestehen. Wenn aber $|\Psi_{12}\rangle$ symmetrisch war, ergibt das die Superposition von $|\Psi_a\rangle$ und $|\Psi_b\rangle = -|\Psi_a\rangle$ und somit destruktive Interferenz und die Detektoren können nichts registrieren. Daraus folgt: wenn beide Detektoren gleichzeitig je ein Photon registrieren, dann müssen sich die Photonen 1 und 2 im antisymmetrischen Zustand $|\Psi_{12}^-\rangle$ befunden haben, und Alice weiß nun, daß Bob ein Photon 3 erhalten hat, dessen Polarisationsrichtung mit der ursprünglichen Polarisationsrichtung von Photon 1 identisch ist. Bob weiß das natürlich noch nicht: erst nachdem ihm Alice (auf einem „normalen“ Übertragungskanal) mitgeteilt hat, daß beide Detektoren angesprochen haben, weiß er, daß die Teleportation erfolgreich war.

5 Was wird beim Zeilinger-Experiment teleportiert?

Die Polarisationsrichtung des ersten Photons. *Nicht teleportiert* werden: das Photon selber, ein anderes Teilchen (etwa ein Proton) oder gar komplexere Gebilde. Tatsächlich ist die Observablenalgebra der Zeilinger-Teleportation äußerst niedrigdimensional, Teleportation eines auch nur gerade eben nichttrivialen Teilchens ist eine Aufgabe, die (derzeit) noch ausserhalb der experimentellen Möglichkeiten liegt; Teleportation eines Quantenzustandes mit kontinuierlichem Spektrum ist auch theoretisch ungelöst.

6 Was ist parametric down-conversion?

Kurz gesagt: Man nimmt einen Kristall aus β -Bariumborat, richtet ihn geeignet aus, schießt ein blaues Photon hinein, und bekommt zwei rote Photonen heraus. Energie- und Impulserhaltung verlangen nun, daß die möglichen Richtungen, in denen die Photonen den Kristall verlassen können, auf zwei (sich bei geeigneter Ausrichtung des Kristalls überschneidenden) Kegeln liegen, und daß die Richtung des einfallenden Lichtes und der beiden emittierten Photonen auf einer Ebene liegen. Das heißt, daß zwei Photonen, die in Richtungen emittiert werden, in denen sich die Kegel überschneiden (es kann durch eine geeignete Lochmaske sichergestellt werden, daß nur solche verwendet werden), einen verschränkten Zustand aus $|h\rangle_1 |v\rangle_2$ und $|v\rangle_1 |h\rangle_2$ bilden (siehe Abbildung 2).

Die Langversion ist ein wenig komplizierter: *optical parametric down conversion*, abgekürzt OPDC, ist ein nichtlinearer optischer Effekt, der klassisch nur in engen Grenzen beschreibbar ist (für eine schöne Einführung in die Theorie der nichtlinearen Optik, die weitgehend ohne Quantenmechanik auskommt, siehe zum Beispiel [Sau96]). Aber ein sehr ähnlicher Prozeß, der auf den ersten Blick wie die genaue Umkehrung von OPDC aussieht, kann ohne komplizierte Quantenmechanik zumindest in Grundzügen verstanden werden: *Frequenzverdopplung* (engl. *second harmonic generation* (SHG)). Die Idee dabei ist, daß das elektrische Feld des eingestrahlten Lichts im bestrahlten Medium eine Polarisation hervorruft, die, grob gesagt, nicht bloß eine lineare Funktion der elektrischen Feldstärke des einstrahlenden Lichts ist

$$P \propto E \cos \omega t$$

(wobei E die Amplitude des elektrischen Feldes und ω die Kreisfrequenz des elektrischen Feldes des eingestrahlten Lichts ist), sondern auch einen quadratischen Term enthält:

$$P \propto E \cos \omega t + (E \cos \omega t)^2$$

Nun gilt aber natürlich folgendes Additionstheorem:

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)]$$

und insbesondere mit $\alpha = \beta$:

$$\cos^2 \alpha = \frac{1}{2} [1 + \cos(2\alpha)]$$

so daß die Strahlung, die das nichtlineare Medium verläßt, nicht nur aus Strahlung der ursprünglichen Frequenz besteht, sondern auch Strahlung der doppelten Frequenz enthält. Die quantenoptische Formulierung dieses Effektes ist komplizierter, aber die grundlegende Idee ist dieselbe.

Da aber nun die Gleichungen, die SHG beschreiben, reversibel sind, muß es auch den umgekehrten Effekt geben: Einstrahlung in ein nichtlineares Medium muß auch zu einer Frequenzhalbierung führen können. Die Bedingungen, unter denen das geschieht sind allerdings klassisch nicht verständlich zu machen [Blo96], aber die Quintessenz ist folgende: Wenn man einen Kristall aus β -Bariumborat, β -Ba(B₂O₄) (eigentlich besser β -Ba₃(B₃O₆)₂, siehe [Che93]) so ausrichtet, daß der Winkel zwischen einfallendem Licht ($\lambda_{\text{in}} = 351.1 \text{ nm}$) und optischer Achse des Kristalls 49.63° beträgt, verlassen zwei Strahlen ($\lambda_{\text{out}} = 702 \text{ nm}$) in einem Winkel von 6° zueinander den Kristall, die bei geeigneter Wahl der Phasenverschiebung (durch Rotation des Kristalls um seine Längsachse oder Verwendung eines Phasenshifters) folgenden (antisymmetrischen) verschränkten Zustand bilden [KMW⁺95]:

$$|\Psi_{23}^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|v\rangle_2 |h\rangle_3 - |h\rangle_2 |v\rangle_3]$$

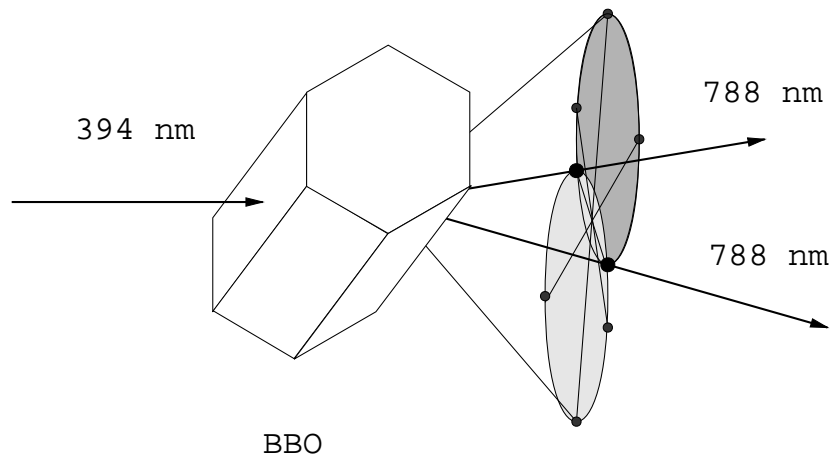


Abbildung 2: Parametric down conversion im Zeilinger-Experiment. Schematische Darstellung. Ein Photon der Wellenlänge 394 nm wird in einem β -Bariumboratkristall in zwei Photonen der Wellenlänge 788 nm umgewandelt. Diese verlassen den Kristall auf Wegen, die auf zwei sich überschneidenden Kegeln liegen. Energie- und Impulserhaltung verlangen, daß die Wege der beiden Photonen einander gegenüberliegen. Zwei Wege (durch Pfeile angedeutet) erfüllen nicht nur die obigen Bedingungen, sondern machen die Photonen auch ununterscheidbar: ein verschränkter Zustand entsteht. Durch Rotation des BBO-Kristalls oder Verwendung eines Phasenshifters kann man jede kohärente Überlagerung der beiden Photonen erzeugen, insbesondere den antisymmetrischen verschränkten Zustand, in dem die Photonen orthogonal polarisiert sind.

7 Was ist ein Polarisierender Strahlteiler?

Salopp gesagt: Ein polarisierender Strahlteiler ist eine Kombination aus zwei Prismen, die für horizontal und vertikal polarisiertes Licht unterschiedliche Brechungsindizes aufweisen, und zwar so, daß Licht der einen Polarisationsrichtung durchgelassen, der anderen jedoch

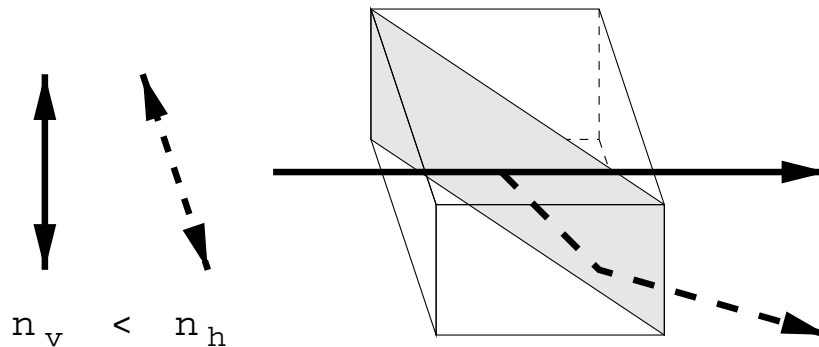


Abbildung 3: Polarisierender Strahlteiler vom Glan-Thompson-Typ. Das erste Prisma hat einen höheren Brechungsindex für die horizontale Polarisationsrichtung, so daß dieser Strahl totale interne Reflexion erfährt und den Strahlteiler auf einem anderen Weg verläßt als der vertikal polarisierte Strahl [KLE90].

gebrochen wird (siehe Abbildung 3 und [KLE90]). Ein Strahlteiler kann zur Bestimmung der Polarisationsrichtung eines Photons verwendet werden, vorausgesetzt, es ist vorher bekannt, daß lediglich horizontal oder vertikal polarisierte Photonen, nicht aber Photonen beliebiger Polarisationsrichtung verwendet werden. Dazu müssen lediglich an beiden Ausgängen Photonendetektoren aufgestellt werden. Wenn einer von beiden ein Photon detektiert, ist die Polarisationsrichtung bekannt.

Photonen beliebiger Polarisationsrichtung hingegen führen, wie in Abschnitt 1 beschrieben, lediglich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zu einer Detektorreaktion. Für eine beliebige Polarisationsrichtung kann man daher nur die Polarisation eines *Ensembles* gleichpolarisierter Photonen messen, nicht jedoch die eines einzelnen Photons.

8 Welche Wechselwirkung erfährt das teleportierte Photon?

Keine. Zunächst mal wird ja gar nicht ein Photon teleportiert, sondern nur die Information über seine Polarisationsrichtung. Aber von der sprachlichen Ungenauigkeit abgesehen: Photon 3 erfährt im Moment der Interferenz der Photonen 1 und 2 keine Wechselwirkungen. Insbesondere kann (a) Alice nichts unternehmen, um die Wahrscheinlichkeit einer erfolgreichen Teleportation zu verändern und damit Bobs Messung zu beeinflussen (sonst könnte der Teleportationskanal zu überlichtschneller Informationsübertragung benutzt werden) und (b) Bob aus der Beobachtung von Photon 3 keine Information über die Teleportation gewinnen: eine lokal realistische Beschreibung des Experiments von Bobs Standpunkt ohne Kenntnis von Alices Seite ist selbstkonsistent, erst die Korrelation beider Seiten macht eine nichtlokale Beschreibung notwendig.

9 Was kann Bob messen?

Bob kann die Polarisationsrichtung von Photon 3 messen. Das können Alice und Bob zur Informationsübertragung nutzen: Alice codiert die zu übermittelnde Botschaft als binäre Information in horizontal und vertikal polarisierten Photonen. Dann wird das Experiment wie

beschrieben durchgeführt, wobei Alice jeweils solange dasselbe bit zu übertragen versucht, bis die Teleportation erfolgreich war und sich diese Erfolge notiert. Bob mißt die Polarisationsrichtung der bei ihm eintreffenden Photonen. Eine Weile später erhält er von Alice auf klassischem Wege die Information, welche der gemessenen Photonen aus erfolgreichen Teleportationen stammten und kann so die ursprüngliche Nachricht rekonstruieren.

10 Wie hoch ist die Übertragungsgeschwindigkeit?

Abhängig davon, was unter Übertragung zu verstehen ist, gibt es drei mögliche Antworten, von denen nur eine richtig ist:

- a) Alice kann Bob mit der Polarisationsrichtung von Photon 1 Informationen übertragen. Wenn sich die beiden einigen, daß Photon 1 nur horizontal oder vertikal polarisiert ist, kann Bob aus dem Strom der Messungen seines Strahlteilers diejenigen herausfischen, bei denen die Teleportation erfolgreich war und damit die Information, die Alice ihm gesendet hat, erhalten. Da er dazu aber die Zusatzinformation braucht, welche der Teleportationsversuche erfolgreich war, und Alice ihm diese Information auf einem separaten Kanal zukommen lassen muß, ist die Geschwindigkeit der Informationsübertragung maximal gleich der Geschwindigkeit auf diesem zweiten Kanal. Wenn Alice einen Fahrradkurier schickt: etwa 30 km/h.
- b) Die Geschwindigkeit, mit der Photon 3 zu Bob gelangt, ist natürlich gleich der Lichtgeschwindigkeit. Da Bob aber keine Möglichkeit hat, auch nur zu erkennen, ob Alice zu teleportieren versucht oder lediglich weißes Rauschen sendet, kann er aus diesem Kanal alleine überhaupt keine Information gewinnen. Die Geschwindigkeit von Photon 3 ist also für die Frage der Informationsübertragungsgeschwindigkeit irrelevant.
- c) Keinesfalls wurde im Zeilinger-Experiment irgendetwas zu irgendeinem Zeitpunkt mit Überlichtgeschwindigkeit übertragen. Zwar erfolgt die Projektion des verschränkten Zustandes für einen Anhänger lokaler realistischer Theorien instantan. Jedoch können lokale realistische Theorien die Verletzung der Bellschen Ungleichung in diesem Experiment (siehe Abschnitt 11) nicht inkorporieren und somit das Experiment ohnehin nicht zutreffend beschreiben (siehe auch die Diskussion des Kochen-Specker-Theorems in [Red87]). Die positivistische Interpretation läßt die Forderung nach lokalem Realismus fallen, betrachtet den verschränkten Zustand als ein einziges delokalisiertes Quantensystem und käme erst in Schwierigkeiten, wenn eine überlichtschnelle Übertragung von Masse oder Information möglich wäre. Da aber Photon 3 zunächst auf völlig normalem Wege, also lediglich mit Lichtgeschwindigkeit bei Bob eintrifft, Alice keine Möglichkeit hat, den Ausgang eines bestimmten Teleportationsversuchs zu beeinflussen, und Bob aus der Sequenz der gemessenen Polarisationsrichtungen keine Information extrahieren kann, ist dies nicht gegeben.

11 Wozu soll das ganze gut sein?

Eine hochinteressante mögliche Anwendung wurde kürzlich von [BBD⁺98] beschrieben: diese Gruppe führte ein Experiment durch, das sich in technischer Hinsicht nur in einigen Details

vom hier beschriebenen unterschied. Sie geben jedoch eine Ungleichung an, die von jedem klassischen Übertragungskanal erfüllt werden muß, hier jedoch verletzt wird. Nimmt Alice nämlich nicht zwei sondern drei verschiedene Polarisationsrichtungen (etwa 0° , 120° und 240°), mißt dann vor der Teleportation die Polarisationsrichtung mit einem horizontal/vertikal Strahlteiler, und übermittelt dann Bob (a) ein Photon, das entsprechend des Meßresultats horizontal oder vertikal polarisiert ist (also ohne Teleportation) und (b) die Zusatzinformation, welche der drei Polarisationsrichtungen das Photon am Anfang besessen hat, so kann Bob das ursprüngliche Photon rekonstruieren und seinerseits eine horizontal/vertikal-Messung durchführen. Boschi *et al.* zeigen nun, daß die Wahrscheinlichkeit, daß die beiden horizontal/vertikal Messungen von Alice und Bob dasselbe Resultat ergeben, klassisch (also lokal realistisch) $S = 0.75$ nicht überschreiten kann. Boschi *et al.* führten nun das Experiment inklusive Teleportation durch, und fanden $S = 0.853 \pm 0.012$, die obige klassische Ungleichung wurde also um etwa acht Standardabweichungen verletzt.

Was heißt das nun? Das heißt, daß Alice und Bob feststellen können, ob die Übertragung durch Teleportation oder auf einem klassischen Kanal erfolgte. Bob braucht lediglich S zu bestimmen und festzustellen, ob S größer oder kleiner als 0.75 ist. Wenn sich nun ein Angreifer, nennen wir sie *Carol*, in die Teleportationsleitung einschaltet und versucht, die Botschaft, die Alice an Bob übermittelt, abzufangen, so kann sie das nur tun, indem sie die Polarisation von Photon 3 mißt. Danach kann sie ein neues Photon erzeugen, das bei der Polarisationsmessung dasselbe Resultat ergibt, und an Bob weiterleiten. Da sie jedoch den verschränkten Zustand nicht rekonstruieren kann, wird Bob bei der Bestimmung von S eine Zahl kleiner 0.75 erhalten. Alice und Bob können also sofort feststellen, ob sie abgehört wurden, und da die Messungen auf dem Teleportationskanal ohne die klassisch übermittelten Zusatzangaben wertlos sind, können sie *de facto* das Abhören verhindern. Die Experimente der Zeilinger-Gruppe und von Boschi *et al.* unterscheiden sich ein wenig, so daß sich ein abhörsicheres Übertragungsprotokoll trivialerweise anbietet. Die technische Machbarkeit jedoch dürfte erwiesen sein.

Literatur

- [ADR82] A. Aspect, J. Dalibard and G. Roger, Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers, *Phys. Rev. Lett.* 49 1804 (1982)
- [AGR81] A. Aspect, P. Grangier and G. Roger, Experimental Test of Realistic Local Theories via Bell's Theorem, *Phys. Rev. Lett.* 47 460 (1981)
- [AGR82] A. Aspect, P. Grangier and G. Roger, Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm *Gedankenexperiment*: A New Violation of Bell's Inequalities, *Phys. Rev. Lett.* 49 91 (1982)
- [BBD⁺98] D. Boschi, S. Branca, F. De Martini et al., Experimental Realization of Teleporting an Unknown Pure Quantum State via Dual Classical and Einstein-Podolski-Rosen Channels, *Phys. Rev. Lett.* 80 1121 (1998)
- [Blo96] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, chap. 4, 4th edn., World Scientific, Singapore (1996)
- [BPE⁺97] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, M. Eibl et al., Experimental quantum teleportation, *Nature* 390 575 (1997)

- [Che93] C. T. Chen, Development of New Nonlinear Optical Crystals in the Borate Series, vol. 15 of Laser Science and Technology, chap. 6, Harwood, Chur (1993)
- [FC72] S. J. Freedman and J. F. Clauser, Experimental Test of Local Hidden-Variable Theories, Phys. Rev. Lett. 28 938 (1972)
- [KLE90] D. S. Kliger, J. W. Lewis and C. Eimerz Randall, Polarized Light in Optics and Spectroscopy, chap. 3, Academic Press, San Diego (1990)
- [KMW⁺95] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter et al., New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs, Phys. Rev. Lett. 75 4337 (1995)
- [Red87] M. Redhead, Incompleteness, nonlocality, and realism: a prolegomenon to the philosophy of quantum mechanics, Clarendon Press, Oxford (1987)
- [Sau96] E. G. Sauter, Nonlinear Optics, chap. 5, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, Wiley, New York (1996)
- [Sud97] T. Sudbery, The fastest way from A to B, Nature 390 561 (1997)