

HERTHA-SPONER-PREIS

Laserlicht nach (Quanten-)Maß

Wie sich das „richtige“ Licht für die Quantenkommunikation erzeugen und kontrollieren lässt.

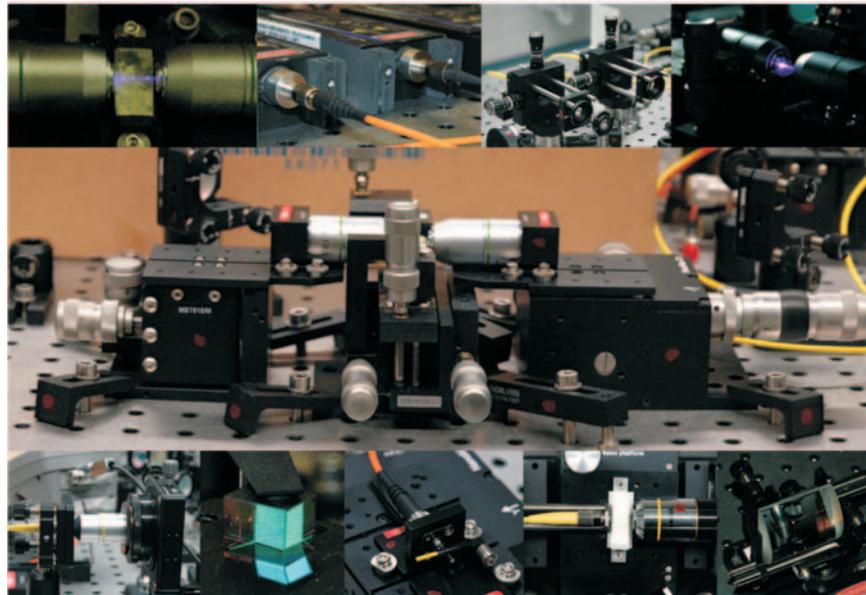
Christine Silberhorn

Der Quantencharakter des Lichtes ermöglicht es, Information auf neuartige Weise sicherer und leistungsfähiger zu übertragen und zu verarbeiten. Die Konzepte der Quantenkommunikation- und -kryptographie basieren bislang auf Systemen mit diskreten Variablen, z. B. der Polarisation von Photonen. Doch Systeme mit kontinuierlichen Variablen versprechen große Übertragungsraten, und im diskret-kontinuierlichen Grenzbereich werden einfachere Bauelemente für die Verarbeitung von Quanteninformation erwartet.

Hoch spezialisierte Laser-Systeme erlauben es uns heute, die Eigenschaften von Licht ungewöhnlich gut zu kontrollieren. Für die unterschiedlichsten Anwendungen stehen daher sowohl nahezu ideale monochromatische Wellen in den verschiedenen Farben als auch sehr breitbandige Ultrakurzzeit-Pulse zur Verfügung. Das hat nicht nur die Quantenoptik beflügelt, sondern auch zu einer Renaissance der klassischen Optik geführt: Wir sind heute in der Lage, komplexe Feldeigenschaften unter Einbeziehung der Polarisation des Lichtes sowie nichtlineare Wechselwirkungen zwischen Materie und Licht zu untersuchen. Darauf aufbauend lassen sich neue Technologien entwickeln, die auf Subwellenlängen-Effekten [1] und dem vektoriellen Charakter des Lichts beruhen [2].

Optische Glasfasern und eine Vielzahl von integrierten optischen Komponenten erlauben es, Licht in komplexen Netzwerken zu führen. Daneben können periodisch gepolte nichtlineare Wellenleiter in einfacher Weise und sehr effizient die Frequenz des eingestrahnten Pumplichts verdoppeln. Photonische Kristallfasern nutzen die Mikrostrukturierung des Fasermantels, um unabhängig von den Materialparametern des Glases die Dispersionsparameter und Nichtlinearitäten bei der Propagation von Lichtpulsen zu kontrollieren [3]. Die Forschung mit diesen neuen Fasertypen steht noch vergleichsweise am Anfang, hat aber bereits heute das Gebiet der Präzisionsmessungen mit Licht revolutioniert.

Umgekehrt bieten neue optische Komponenten einen vielversprechenden Zugang für Quantentechnologien mit einzelnen oder wenigen Photonen, um mehrere maßgeschneiderte Quantenzustände mit wohldefinierten räumlich-spektralen Eigenschaften effizient zu erzeugen und gezielt miteinander zu „verschalten“. Dies ist besonders für das Forschungsgebiet



Mithilfe integrierter Optik und sog. Lawinen-Photo-Detektoren lassen sich Quantenkommunikationssysteme im Labor realisieren.

der Quanteninformation und -kommunikation von Interesse. Dort geht es darum, die Vorteile praktisch auszunutzen, die sich ergeben, wenn Information nicht mit klassischen Signalen, sondern mit Quantenzuständen kodiert, übertragen und verarbeitet wird.

Nach der klassischen Informationstheorie wird Information in einer Abfolge von binären Zahlenfolgen, 0 1 0 1 ..., kodiert. Technisch entspricht das einer Abfolge zweier unterscheidbarer Zustände, z. B. dem AN/AUS eines Schalters. Die kleinste Informationseinheit, das Bit, entspricht dem Senden eines einzelnen

KOMPAKT

- Quantenkommunikation und -kryptographie nutzen die nichtklassischen Eigenschaften des Lichts (kohärente Superposition, Verschränkung).
- Dabei hat sich gezeigt, dass sich für die Verarbeitung von Quanteninformation in Form von „QuBits“ nicht nur Systeme mit diskreten Variablen (z. B. Spin), sondern auch mit kontinuierlichen Variablen (Feldquadraturen) eignen.
- Entscheidende Voraussetzung für die Quantenkommunikation sind Verfahren, mit denen sich die Photonenzustände vermessen und modifizieren lässt, um gezielt Ein- und Mehr-Photonen-Zustände erzeugen zu können.

Dr. Christine Silberhorn, Institut für Optik, Information und Photonik (Max-Planck-Forschungsgruppe), Universität Erlangen-Nürnberg, Günther-Scharowsky-Str. 1, 91058 Erlangen – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Hertha-Sponer-Preises 2007 auf der DPG-Frühjahrstagung in Düsseldorf.

Signals, gleichverteilt auf die Zustände 0 und 1. Der Informationsinhalt eines Quantenzustandes lässt sich dagegen nicht mehr als Bitfolge darstellen. Damit ist es zwangsläufig erforderlich, den Begriff der Information grundsätzlich neu zu überdenken und mit dem Konzept von physikalischen Quantenzuständen in Einklang zu bringen.

In den ersten Vorschlägen zur Quantenkommunikation ging man noch ganz selbstverständlich davon aus, Einzel-Photonen-Zustände als Träger der Information zur Verfügung zu haben. In diesem Fall zeigt sich der quantenmechanische Charakter des Lichts zunächst einmal dadurch, dass die Informationskodierung eben auf einzelnen Quanten stattfindet. Als kleinste Einheit der Quanteninformation wird das Quanten-Bit, oder kürzer „Qubit“ definiert. In Analogie zum klassischen Bit trägt ein Qubit die Information, die durch einen einzelnen Signal-Zustand übermittelt wird. Man legt hierfür zunächst zwei quantenmechanische Basis-Zustände – z. B. ein horizontal und ein vertikal polarisiertes Photon – $|0\rangle$ und $|1\rangle$ fest, die den klassischen AN/AUS-Zuständen entsprechen. Aufgrund des quantenmechanischen Superpositionsprinzips existieren jedoch für das Qubit, im Gegensatz zum klassischen Bit, auch die Überlagerungszustände $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ ($\alpha, \beta \in \mathbb{C}$).

Für ein Qubit nimmt man implizit an, dass die Basisvektoren als kohärente Überlagerung vorliegen. Dies steht im Gegensatz zu einem statistischen Gemisch der beiden Basis-Zustände mit Dichtematrix $\rho = |\alpha|^2 |0\rangle\langle 0| + |\beta|^2 |1\rangle\langle 1|$, das in der quantenmechanischen Beschreibung einem klassischen Bit entspricht. Analog zur klassischen Optik von Lichtwellen lässt sich bei Qubits die Kohärenz ebenfalls durch Interferenzexperimente nachweisen. Dabei spiegelt die Tatsache, dass als Informationsträger Einzel-Photonen-Zustände verwendet werden, den Teilchencharakter

bzw. die Quantisierung des Lichtfeldes wider. Ein Widerspruch mit einer klassischen Erwartung ergibt sich, wenn man den Teilchencharakter der Photonen mit in Betracht zieht. Für ein einzelnes Teilchen ist es intuitiv schwer vorstellbar, wie es sich gleichzeitig in zwei wohlunterscheidbaren Zuständen befinden soll. Dementsprechend ist es für den beschriebenen Quantencharakter des Lichtes auch wichtig, dass sich die Informationskodierung auf ein einzelnes Photon bezieht. In der quantenmechanischen Beschreibung kann der Nachweis der Kohärenz so verstanden werden, dass sich die Messbasis auf den präparierten Überlagerungszustand anpassen lässt: in der neuen „rotierten“ Basis $|0\rangle = |\psi\rangle, |1\rangle = |\bar{\psi}\rangle$ liegt das Qubit nun als Eigen-Zustand eindeutig fest und liefert bei entsprechender Messung mit Sicherheit stets dasselbe Messergebnis. Ein solcher Basiswechsel ist für statistische Gemische niemals möglich.

Ein wichtiges Grundprinzip der Quanteninformationstheorie, das klar den Unterschied zwischen Quanteninformation und klassischer Information verdeutlicht, ist das „No-Cloning-Theorem“ (Infokasten). Es besagt, dass sich Quanteninformation im Gegensatz zu jeglicher klassischer Information aufgrund fundamentaler Grundgesetze der Quantenmechanik nicht kopieren lässt. Dieses Grundprinzip liegt allen quantenkryptographischen Systemen zugrunde. Bei der Kommunikation zwischen zwei Parteien, meist als Alice und Bob bezeichnet, stört eine Messung eines „Lauschers“ an einem einzelnen Photon im Allgemeinen den ursprünglichen Signalzustand. Damit kann Bob aber durch Messungen in nicht-orthogonalen Basen feststellen, ob jemand die Leitung zwischen ihm und Alice abhört [4].

Kontinuierlich statt diskret

Die Definition des Qubits setzt notwendigerweise voraus, dass Licht mit exakt einem Photon als Informationsträger zur Verfügung steht. Jedoch ist es nicht einfach, in Experimenten Ein-Photonen-Zustände tatsächlich zu implementieren, weshalb meist stark abgeschwächte Lichtpulse verwendet werden. Das eröffnet die Möglichkeit, die Quanteninformation mit einfacheren Mitteln zu verarbeiten, die auf den Standardtechniken der Kommunikation beruhen.

Eine entscheidende Rolle spielt dabei, dass in den letzten Jahren gezeigt wurde, wie Quantenkommunikation mit kontinuierlichen Variablen möglich ist. Die Forschung auf diesem Gebiet überträgt die Konzepte der Quanteninformationsverarbeitung mit einzelnen Photonen und diskreten Variablen (Spin) auf Systeme, bei denen die orthogonalen Feldquadraturen, die der Amplitude und Phase eines optischen Feldes entsprechen, dazu dienen, die Quanteninformation zu kodieren [5]. Die Beschreibung eines Lichtfeldes mittels Quadraturen ist ideal auf kohärente bzw. allgemeiner auf Gaußsche Zustände angepasst (siehe nächster Abschnitt). Die zwei orthogonalen Quadraturkompo-

NO-CLONING-THEOREM

Das No-Cloning-Theorem nach Wootters und Zurek demonstriert in sehr anschaulicher Weise einen grundlegenden Unterschied zwischen klassischer Information und Quanteninformation. Es besagt, dass Quanteninformation aufgrund der Gesetze der Quantenmechanik generell nicht kopierbar ist. Bei Unkenntnis des Zustandes im Allgemeinen lässt sich also kein zweiter identischer Zustand erzeugen. Dieses Grundgesetz kann einfach abgeleitet werden und ist entscheidend für das Verständnis dafür, dass Quantenkommunikationssysteme, insbesondere Quanten-Kryptographie, mächtiger als klassische Datenübermittlung sein können.

Zum Beweis des No-Cloning-Theorems betrachtet man drei verschiedene Zustände: die Basis-Zustände $|0\rangle, |1\rangle$ sowie die Superposition

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle).$$

Ein funktionierender Quantenkopierer sollte mit der gleichen Operation U von allen Zuständen ein Duplikat erstellen können. Formal bedeutet dies für die Basiszustände,

$$|0\rangle \rightarrow |0\rangle|0\rangle \text{ und } |1\rangle \rightarrow |1\rangle|1\rangle.$$

Da U ein linearer Operator ist, gilt demnach für den Kopierer, dass sich die Abbildung für

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle)$$

aus den kopierten Zuständen der Basis-Zustände zusammensetzen lässt:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha|0\rangle|0\rangle + \beta|1\rangle|1\rangle).$$

Wie man leicht nachprüft, stimmt nun aber der kopierte Zustand nicht mehr mit $|\psi\rangle|\psi\rangle$ überein, d. h. es existiert keine quantenmechanische Operation, die nichtorthogonale Zustände korrekt reproduziert.

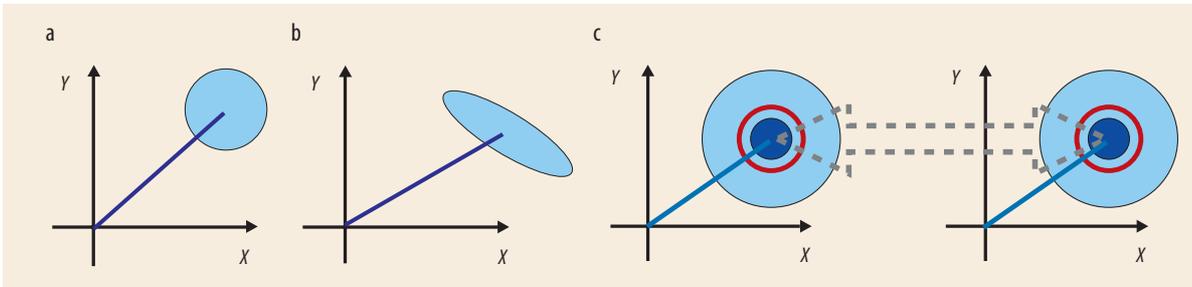


Abb. 1 Ein kohärenter Zustand besitzt eine symmetrische Unschärfe, veranschaulicht durch einen kreisförmigen Bereich (a). Bei einem gequetschten Zustand kennzeichnet die elliptische Unschärfe die reduzierte Unschärfe in Richtung der kleinen Halbachse der Ellipse (b). Verschränkte Zustände entsprechen einem Paar von Lichtstrahlen, die stark untereinander korre-

liert sind, aber für sich allein genommen eine vergrößerte Unschärfe im Vergleich zum kohärenten Zustand besitzen (c): Dies ist durch einen entsprechenden größeren kreisförmigen Bereich für die Unschärfe der einzelnen Strahlen angedeutet, wobei der dunklere kleinere Bereich die Korrelationen zwischen den Strahlen andeuten soll.

nenen charakterisieren als Alternative zu diskreten Photonenzuständen alle Licht-Quantenzustände ebenfalls vollständig und eindeutig. Hierbei besitzen die Observablen der Quadraturen als Quantenoperatoren kontinuierliche Eigenwertspektren. Eine monochromatische Mode eines elektromagnetischen Feldes der Frequenz ω und des Wellenvektors \vec{k} wird in der klassischen Optik entweder über eine komplexe Feldamplitude A als

$$E(\vec{r}, t) \propto A \exp[-i(\omega t + \vec{k} \cdot \vec{r})] + A^* \exp[i(\omega t + \vec{k} \cdot \vec{r})]$$

gegeben, oder man wählt eine rein reelle Darstellung:

$$E(\vec{r}, t) \propto X \cos(\omega t + \vec{k} \cdot \vec{r}) + Y \sin(\omega t + \vec{k} \cdot \vec{r}).$$

Die Koeffizienten X und Y sind dabei die in bzw. außer Phase schwingenden Quadraturkomponenten des Lichtfeldes.

Bei der Quantisierung des elektromagnetischen Feldes lassen sich die einzelnen Moden der klassischen Beschreibung jeweils als harmonischer Oszillator auffassen. Für die klassischen Größen optischer Felder ergeben sich folgende Zuordnungen zum quantenmechanischen Oszillator: $A \leftrightarrow \hat{a}$, $A^* \leftrightarrow \hat{a}^\dagger$ und $X \leftrightarrow \hat{x}$, $Y \leftrightarrow \hat{p}$, wobei \hat{a} , \hat{a}^\dagger die Auf- und Absteigeoperatoren und \hat{x} , \hat{p} den Orts- und Impulsoperator bezeichnen. Die beiden orthogonalen quantisierten Quadraturoperatoren \hat{X} und \hat{Y} bilden demzufolge ein Paar konjugierter Variablen, d. h. sie kommutieren nicht und sind daher nach der Heisenbergschen Unschärferelation niemals gleichzeitig scharf bestimmbar.

Dieser Quantencharakter des Lichtes wird für Quantenkommunikationssysteme mit kontinuierlichen Variablen ausgenutzt, indem man zur Informationskodierung jeweils nicht nur eine Feldquadratur, sondern stets ein Paar konjugierter Quadraturen verwendet. Bei Unkenntnis darüber, welche der beiden Quadraturen für die Kodierung verwendet wurde, führt eine fehlerhafte Messung in einer Quadraturkomponente zu einer starken Störung für Messungen in der orthogonalen, konjugierten Quadratur. In diesem Sinne spielen für die Quantenkryptographie mit kontinuierlichen Variablen die orthogonalen Feldquadraturen die gleiche Rolle wie nichtorthogonale Basen für Quantenkryptographiesystemen mit Qubits. Das No-Cloning-

Theorem für kontinuierliche Variablen besagt analog zu Ein-Photonen-Zuständen, dass ein kohärenter Zustand, für den man kein Vorwissen über dessen Quadraturen besitzt, nicht kopierbar ist, d. h. es lässt sich kein zweiter kohärenter Zustand mit identischen Quantencharakteristika erzeugen [6].

Auf die Zustände kommt es an

Im klassischen Bild lässt sich eine optische Mode im Phasenraum (mit Koordinatenachsen X und Y) durch ihre komplexe Feldamplitude repräsentieren. Allerdings sind photonische Quantenzustände aufgrund der Heisenbergschen Unschärfe keine wohldefinierten Punkte. Für Gaußsche Zustände legen die Mittelwerte und Varianzen der Unschärfe in zwei orthogonalen Quadraturen die Eigenschaften des Quantenlichts bereits eindeutig fest. Kohärente Zustände besitzen minimale Unschärfe mit symmetrischer Verteilung $\langle \Delta \hat{X} \rangle = \langle \Delta \hat{Y} \rangle = 1$, d. h. sie lassen sich im Phasenraum durch einen kreisförmigen Unbestimmtheitsbereich mit minimaler Ausdehnung darstellen (Abb. 1a).

Die Verschiebung der kreisförmigen Unschärfe eines kohärenten Zustandes aus dem Ursprung korrespondiert zur klassischen, komplexen Feldamplitude der zugehörigen Laserpulse. Lichtzustände, die einen unsymmetrischen Unschärfbereich besitzen, d. h. deren Unschärfe in einer Quadratur auf Kosten der Unschärfe in der orthogonalen Quadratur reduziert ist, $\langle \Delta \hat{X} \rangle < 1$ und $\langle \Delta \hat{Y} \rangle > 1$, nennt man gequetschte Zustände (squeezed states, Abb. 1b). Verschränkte Zustände kontinuierlicher Variablen kennzeichnen ein Paar von Lichtfeldern, die starke Korrelationen in orthogonalen Quadraturen aufweisen. Im Phasenraumbild besitzt hierbei jeder einzelne Teilzustand für sich allein genommen im Vergleich zu einem kohärenten Zustand eine vergrößerte Unschärfe (Abb. 1c). Der Vergleich der Unschärfe des Paares untereinander zeigt aber Unschärfen, die für beide orthogonale Quadraturen unter derjenigen von kohärenten Zuständen liegt, d. h. $\langle \Delta(\hat{X}_A + \hat{X}_B) \rangle < 1$ und $\langle \Delta(\hat{Y}_A - \hat{Y}_B) \rangle < 1$. Im Experiment lassen sich solche Zustände durch Überlagerung zweier gequetschter Zustände erzeugen [7].

Der klassische Phasenraum lässt sich formal für Quantenzustände des Lichts verallgemeinern, die durch die so genannte Wigner-Funktionen dreidimensional repräsentiert werden. Dabei ergibt sich die Messwertverteilung einer Quadratur durch Integration über die orthogonale Quadratur. Die Wigner-Funktionen gequetschter und kohärenter Zustände sind zweidimensionale Gaußglocken mit entsprechenden Varianzbreiten (Abb. 2). Bei der linearen Überlagerung dieser Zustände entstehen wiederum nur Zustände mit gaußförmigen Wigner-Funktionen. Man definiert daher Gaußsche Zustände als die Klasse der Zustände mit entsprechenden Wigner-Funktionen.

Für die Quantenkommunikation mit kontinuierlichen Variablen begrenzen Verluste im Quantenkanal die Effizienz. Die Verluste führen nämlich zur Dekohärenz der übermittelten Quanteninformation und erlauben es einem Lauscher, zumindest teilweise Quanteninformation „abzuhören“. Lange Zeit gab es daher die Vermutung, dass Quantenkryptographie mit kontinuierlichen Variablen prinzipiell nur für Verluste unter 50 Prozent sicher sein kann. In den letzten Jahren gelang es zu zeigen, dass sich diese Begrenzung durch eine geeignete Postselektion der Messdaten von Alice und Bob umgehen lässt [8].

Um einen Schritt weiter zu gehen und bereits auf der Ebene der Quantenzustände Dekohärenzeffekte durch Verluste im Quantenkanal zu kompensieren, ist es möglich, Netzwerke, die auf der Wechselwirkung mehrerer übermittelter Zustände basieren, für eine „Verschränkungsdistillation“ einzusetzen. Aktuelle theoretische Arbeiten zu diesem Thema beweisen allerdings, dass Gaußsche Zustände allein nicht mehr ausreichen, um solch komplexere Aufgabenstellungen zu bewältigen. Daher ist es für die Zukunft notwendig, nicht-Gaußsche Zustände mit hoch nichtklassischen Photonenzuständen implementieren und kontrollieren zu können [9]. Dabei werden konditionelle Zustandspräparationen mit photonenzahlauflösenden Messungen und die Minimierung der Verluste in optischen Komponenten eine entscheidende Rolle spielen.

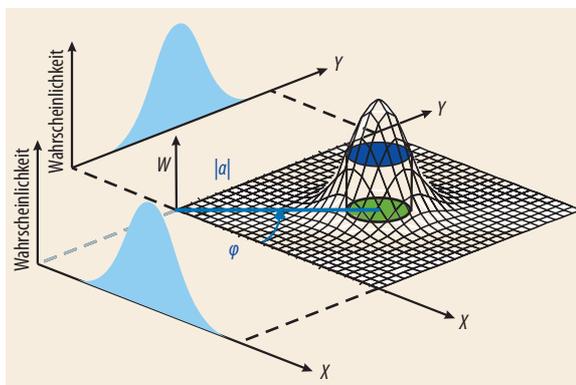


Abb. 2 Ein kohärenter Zustand lässt sich im Phasenraum durch seine Gauß-Funktion repräsentieren. Die zweidimensionalen Darstellungen der Unschärfen entsprechen einem Schnitt der Wigner-Funktion; die gemessenen Observablen der beiden orthogonalen Quadraturen ergeben sich durch die Integration über die jeweils nicht gemessene Quadratur.¹⁾

1) Im so genannten Phasor-Diagramm entspricht $|\alpha|$ dem Betrag der klassischen Feldamplitude, und φ der optischen Phase.

Um Einzelphotonen-Zustände zu präparieren, erscheinen auf den ersten Blick Laserlichtpulse mit stark abgeschwächter Intensität geeignet. Sie besitzen die benötigten Kohärenzeigenschaften für die Kodierung des Qubits und werden auch in der konventionellen Kommunikationstechnik standardmäßig eingesetzt. Lassen sich also Einzel-Photonen-Zustände durch stark abgeschwächtes Laserlicht realisieren? Die mittlere Photonenzahl \bar{n} der Laserlichtpulse nimmt tatsächlich analog der Intensität linear mit der Abschwächung ab, sodass leicht Pulse mit $\bar{n} = 1$ erzeugt werden können. Allerdings bedeutet dies natürlich nicht, dass jeder Puls tatsächlich exakt ein Photon enthält. Laserlichtpulse besitzen im Allgemeinen keine scharf definierte Photonenzahl; lediglich die mittlere Photonenzahl wird von der Intensität des Pulses bestimmt. Interessanterweise lässt sich dadurch einem einzelnen Laserlichtpuls niemals eine genaue Anzahl von Photonen zuordnen, sondern die Anzahl fluktuiert von Messung zu Messung. In der quantenmechanischen Darstellung bestehen Laserpulse als kohärente Lichtzustände aus der Superposition von Zuständen mit unterschiedlichen Photonenzahlen, wobei die Photonenzahl einer Poisson-Verteilung entspricht: $|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_n \alpha^n/n! |n\rangle$. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photonenzahl ist in der Mathematik für die Beschreibung von Zufallsprozessen bekannt (Abb. 3). Damit sind Laserlichtpulse keine guten Trägerzustände für eine direkte Kodierung von Qubits, speziell wenn komplexere Kommunikationssysteme aufgebaut werden sollen, bei denen verschiedene Ein-Photonen-Signalzustände miteinander wechselwirken sollen.

Photonenzustände nachweisen...

Für die weitere Entwicklung der Quantenkommunikation wird sowohl im Fall diskreter als auch kontinuierlicher Variablen der Nachweis von Photonenzuständen benötigt. Im Falle diskreter Variablen ist dieser Nachweis für eine geeignete Filterung von Ein-Photonen-

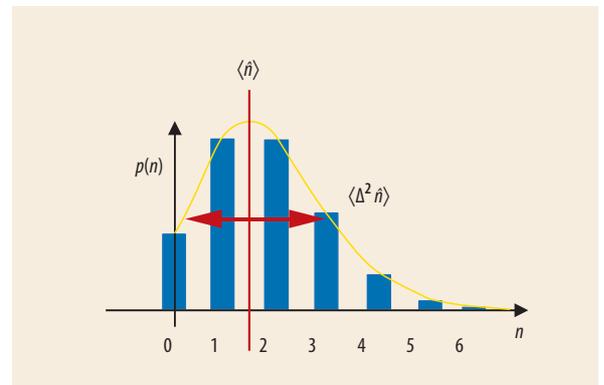


Abb. 3 Laserlicht besitzt keine wohldefinierte Photonenzahl, da der zugehörige Quantenzustand immer aus einer Superposition verschiedener Photonenzahl-Zustände zusammengesetzt ist. Die Varianz $\langle \Delta^2 \hat{n} \rangle$ der Photonenzahlstatistik erfüllt für Laserlicht stets die Beziehung $\langle \Delta^2 \hat{n} \rangle = \bar{n}$.

Zuständen wichtig. Für kontinuierliche Variablen lässt sich eine Konditionierung mittels Photonenzahlmessungen verwenden, um nicht-Gaußsche Zustände zu implementieren. Bis vor kurzem waren allerdings praktisch keine photonenzahlauflösenden Detektoren verfügbar. Daher beschränken sich die meisten der bisherigen Forschungsarbeiten auf Experimente mit Lawinphotodioden. Diese können Signale mit einzelnen oder wenigen Photonen detektieren, verlieren aber die Information über die Anzahl der auftretenden Photonen.

Zum direkten Nachweis der Photonenstatistik lässt sich aber ein photonenzahlauflösender Detektor nutzen, der auf dem Konzept einer Strahlteilerkaskade mit anschließender Lawinphotodetektion beruht (Abb. 4). Teilt man Licht mit wenigen Photonen auf eine hinreichend große Anzahl von Teilstrahlen auf, so wird die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Photonen im gleichen Teilstrahl verbleiben, beliebig klein. Dann reichen die Lawinphotodioden mit binärer „Klick“-Antwort aus, um nach der Strahlteilerkaskade die vollständige Photonenstatistik zu detektieren. Experimentell ist die Aufteilung des Lichts in verschiedene räumliche Moden sehr aufwändig, sodass eine andere experimentelle Konfiguration notwendig ist. Für gepulstes Licht kann das „Multiplexen“ auf der Zeitebene stattfinden, wobei durch eine geschickte Anordnung eines Fasernetzwerkes mit zwei räumlichen Moden und Standard-Faserkopplern eine effiziente Aufteilung des Eingangspulses in zeitlich versetzte Teilpulse erreicht wird. Damit ist es möglich, Photonenstatistiken zu vermessen [10]. Aber wie lässt sich dies aktiv bei der Zustandspräparation modifizieren?

... und gezielt beeinflussen

Die Veränderung der Photonenstatistik von Laserlicht erfordert eine nichtlineare Wechselwirkung zwischen einem Medium mit dem kohärenten Pumplicht. Unter geeigneten Bedingungen einer Phasenanpassung tritt bei Einstrahlung von hellem Pumplicht auf einen nichtlinearen Kristall ein Zwei-Photonen-Fluoreszenzprozess auf. Durch den spontanen Zerfall eines energiereichen Pump-Photons in zwei energiearme einzelne Photonen wird aufgrund der Energieerhaltung stets genau ein Photonenpaar erzeugt. Dies bedeutet, dass für die Photonenstatistik der erzeugten Zustände – im Gegensatz zu der Poisson-Statistik der kohärenten Zustände – keine Anteile mit ungeraden Photonenzahlen mehr vorliegen, d. h. die Photonenstatistik ändert sich. Die Eigenschaften des Kristalls lassen sich dabei auch so wählen, dass die beiden Photonen des Paares unterscheidbar sind, z. B. unterschiedliche Polarisationsbesitz. Bei kleinen Pumpenergien ist es zudem möglich, die Wahrscheinlichkeit, dass mehr als ein Paar entsteht, stark zu unterdrücken. Nach der Trennung eines so erzeugten Photonenpaares kann damit durch den Nachweis des einen Photons die Existenz des anderen Photons vorhergesagt werden. Man spricht von

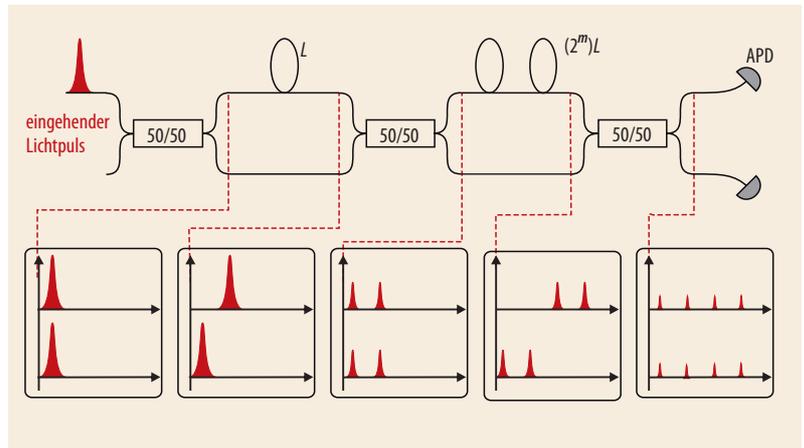


Abb. 4 Für Anwendungen in der Quantenkommunikation kann ein leicht handhabbarer, photonenzahlauflösender Detektor über Zeit-Multiplexen mit passiven optischen Komponenten und zwei Lawinphotodioden implementiert werden. Für einen Detektor mit einer Auflösung mit kleiner acht Pho-

tonen besteht der Aufbau aus drei 50/50-Faserkopplern und Faserschleifen mit zunehmender Länge, sodass am Ausgang die Eingangspulse in zweimal vier zeitliche Moden aufgetrennt werden. Die Detektion mit binären Lawinphotodioden korrespondiert zur Photonenzahl des Eingangspulses.

der konditionellen Präparation eines Ein-Photonen-Zustandes, der im Phasenraum einem nicht-Gaußschen Zustand entspricht.

In den letzten Jahren wurden neue Wellenleiter in periodisch strukturierten Kristallen entwickelt, die es erlauben Zwei-Photonen-Fluoreszenz Prozesse in räumlich kontrollierten Moden zu verwirklichen. Da Zwei-Photonen-Fluoreszenzquellen auf einem spontanen Prozess beruhen, ist die beschriebene Erzeugung der nichtklassischen Zustände zwangsläufig ineffizient. Wellenleiterbasierte Quellen parametrischer Zwei-Photonen-Fluoreszenz zeigen aber eine außerordentlich hohe Effizienz für den nichtlinearen Wechselwirkungsprozess der Kristallatome mit der geführten Pumpmode und ermöglichen damit für hohe Energien der Eingangspumpimpulse Quantenzustände mit höherer angeregter Photonenzahlbesetzung. Abb. 5 zeigt den Aufbau einer wellenleiterbasierten Zwei-Pho-

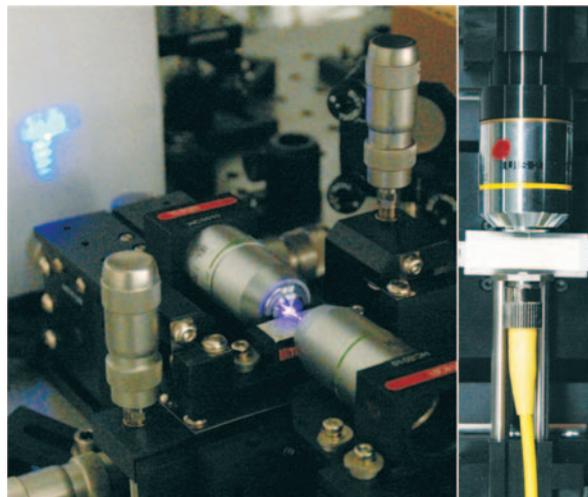


Abb. 5 Aufbau zur wellenleiterbasierten Zwei-Photonenfluoreszenz: Im rechten Bild ist der Wellenleiter zu sehen, einschließlich Fasereinkopplung und Auskopplung mittels eines Mikroskopobjektivs.

tonenfluoreszenz mit zwei orthogonal polarisierten Ausgangsphotonen, basierend auf einem KTiOPO_4 -Wellenleiterchip [11].

Der nichtlineare Prozess, der nötig ist, um die Photonstatistiken in Zwei-Photonen-Fluoreszenzquellen zu modifizieren, muss Energie- und Impulserhaltungsgesetzen gehorchen. Daraus ergeben sich zwischen den Photonenpaaren im Allgemeinen räumlich spektrale Korrelationen, die bei einem konditionierenden Detektionsprozess die Reinheit, d. h. die spektralen Kohärenzeigenschaften der präparierten Zustände, beeinträchtigt. Die Verwendung von Ultrakurzzeitpulsen ermöglicht es, die Energieeinschränkungen „aufzuweiten“. Im Zusammenspiel mit speziell modellierten Dispersionsparametern von nichtlinearen Wellenleitern lassen sich dann die Korrelationen zwischen den Photonenpaaren aufheben und so eine höhere Reinheit für die Erzeugung von komplexen Quantenzuständen erreichen [12].

Von Einzelementen zu Netzwerken

Lineare optische Quantennetzwerke sind als Quantensysteme mit mehreren Kanälen definiert. Sie setzen sich aus mehreren Quanten-Eingangszuständen in Kombination mit verschiedenen passiven, linearen optischen Elementen (Strahlteiler, Phasenschieber) und konditionierendem Einzelnachweis zusammen. Experimente lassen es denkbar erscheinen, Quantensysteme mit hohem Komplexitätsgrad zu implementieren. Dabei ermöglichen konditionierte Zustandsoperationen die hochgradig nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen den Systemkanälen. Solche Quantensysteme sind damit nicht nur ein sehr gutes, kontrollierbares Modellsystem, um Quantenmerkmale komplexerer höherdimensionaler Zustände zu erforschen, sondern auch ein Grundbaustein für den weiteren Fortschritt der Quantenkommunikation und anderer Quantentechnologien.

Die Kopplung der Kanäle erfolgt in den linearen optischen Netzwerken über klassische Interferenzen sowie Quanteninterferenzen kombiniert mit messinduzierten Nichtlinearitäten. Allerdings ist es bei solchen Netzwerken schwierig, sämtliche immanenten Eigenschaften zu kontrollieren. Neue optische Fasern und wellenleiterbasierte Komponenten integrierter Optik zusammen mit ultraschnellen Laserpulsen sind hierbei

ein vielversprechender Ansatz, um alle Freiheitsgrade der Quantenzustände nicht nur im Labor hinreichend gut beherrschen, sondern auch für technische Standardanwendungen nutzbar machen zu können [13].

Literatur

- [1] C. Rockstuhl, I. Marki, T. Scharf, M. Salt, H. P. Herzig und R. Dandliker, *Current Nanoscience* **2**, 337 (2006)
- [2] R. Dorn, S. Quabis und G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 233901 (2003)
- [3] Ph. Russell, *Science* **299**, 358 (2003)
- [4] N. Gisin, G. G. Ribordy, W. Tittel und H. Zbinden, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002)
- [5] S. L. Braunstein und P. van Loock, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 513 (2005)
- [6] U. L. Andersen, V. Josse und G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 240503 (2005)
- [7] C. Silberhorn, P. K. Lam, O. Weiss, F. König, N. Korolkova und G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4267 (2001)
- [8] C. Silberhorn, T. C. Ralph, N. Lutkenhaus und G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 167901 (2002)
- [9] J. Eisert, S. Scheel und M. B. Plenio, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137903, (2002)
- [10] D. Achilles, C. Silberhorn, C. Sliwa, K. Banaszek und I. A. Walmsley, *Optics Letters* **28**, 2387 (2003)
- [11] A. B. U'Ren, C. Silberhorn, K. Banaszek und I. A. Walmsley, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 093601 (2004)
- [12] A. B. U'ren, C. Silberhorn, K. Banaszek, I. A. Walmsley, R. Erdmann, W. P. Grice und M. G. Raymer, *Laser Physics* **15**, 146 (2005)
- [13] J. Fan, A. Migdall und L. Wang, *Optics and Photonics News* **18**, 26 (2007)

DIE AUTORIN

Christine Silberhorn (33, hier mit DPG-Präsident Eberhard Umbach bei der Preisverleihung) begann an der Universität Erlangen-Nürnberg zunächst ein Lehramtsstudium, schwenkte aber nach dem ersten Staatsexamen auf Experimentalphysik um.

2002 promovierte sie an der Universität Erlangen-Nürnberg mit einer Arbeit, in der sie das berühmte EPR-Gedankenexperiment in einem neuen Parameterbereich realisierte. Anschließend forschte sie zwei Jahre am Clarendon Laboratory in Oxford. Derzeit leitet Christine Silberhorn eine unabhängige Max-Planck-Nachwuchsgruppe zum Thema „ultraschnelle Laserphysik trifft Quantenoptik“.



Paul Esser