

Optische Katzen auf Knopfdruck

Ein Experiment der Resonator-Quantenoptik demonstriert die deterministische Erzeugung fliegender optischer Schrödinger-Katzenzustände.

Peter van Loock

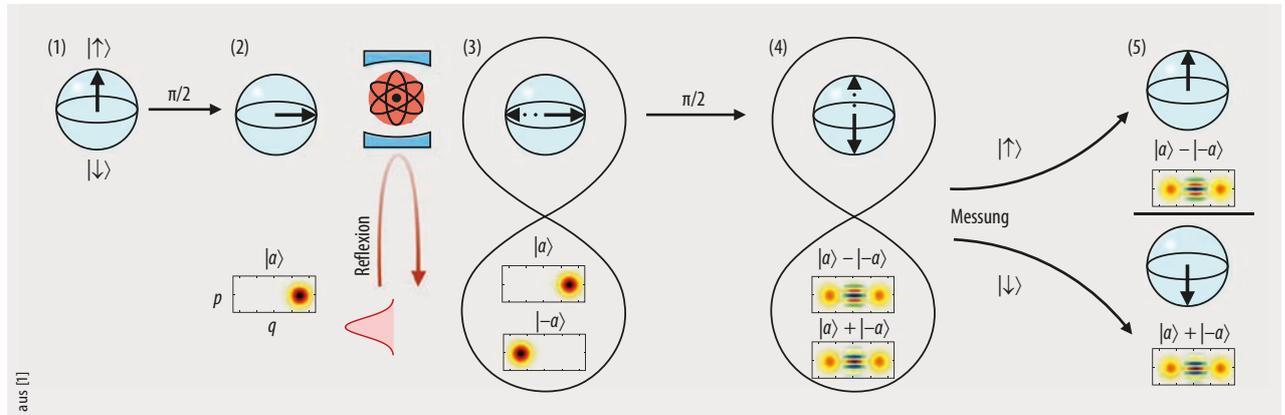


Abb. 1 Befindet sich das im Resonator gefangene Atom im Zustand $|\uparrow\rangle$, verschiebt sich die effektive Frequenz der „bekleideten“ Resonator-Mode und ist nicht mehr resonant zum Laserpuls (keine zusätzliche Phase: $|\alpha\rangle$). Wenn sich das Atom im Zustand $|\downarrow\rangle$ befindet, bleibt die Resonanz zum einlaufenden Puls erhalten (zusätzliche Phase: $|-a\rangle$). Anfängliche Überlagerungszustände $|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle$ führen nach der Pulsreflexion zum verschränkten Atom-Licht-Zustand, Schritte (1) – (3). Eine Messung des Atoms in der Basis $|\uparrow\rangle \pm |\downarrow\rangle$ führt zu den optischen Zuständen $|\alpha\rangle \pm |-a\rangle$, Schritte (4), (5).

Das Gedankenexperiment um Erwin Schrödingers Katze hat längst den Weg in moderne Anwendungen in der Quanteninformation gefunden. Im heutigen Physikkolabor handelt es sich bei der „Katze“ meist um ein quasiklassisches Laserfeld, das ausreichend hell und im Zustand minimaler Quantenunschärfe ist. Die Erwartungswerte der Feldamplituden solcher Zustände verhalten sich wie bei einem klassischen Lichtfeld. Klassisch unterscheidbar sind z. B. die Oszillatorphasen der Lichtmode, die kontinuierlich sind, aber mit einem diskreten Zwei-Niveau-System korreliert sein können. Betreffen die Korrelationen auch andere Variablen, kann ein verschränkter Quantenzustand vorliegen:

$$\frac{(|\uparrow\rangle + |\alpha\rangle + |\downarrow\rangle - |\alpha\rangle) / \sqrt{2} = [(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) (|\alpha\rangle + |-a\rangle) + (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle) (|\alpha\rangle - |-a\rangle)] / 2\sqrt{2}. \quad (1)$$

Hier repräsentieren die Pfeile die Spinrichtung in einem atomaren System, α ist die Amplitude einer Feldmode. Einerseits (links) ist der Spin (blau) korreliert mit der Phase (dem Vorzeichen, rot) der Modenamplitude, andererseits (rechts) ist eine konjugierte Spinkomponente (Überlagerung der Spinrichtungen mit verschiedenen Vorzeichen, blau) korreliert mit dem Vorzeichen (rot) zweier möglicher Überlagerungen der kohärenten Zustände. Letztere, $|\alpha\rangle \pm |-a\rangle$,

sind die (nicht normierten) optischen Katzenzustände. Vom Vorzeichen \pm hängt ab, ob der Zustand nur gerade bzw. ungerade Photonenzahlen enthält. Diese Quanteneigenschaft gilt auch für beliebig hohe Photonenzahlen des Lichtoszillators. Die zwei Spinkomponenten des Atoms sind für sich genommen niemals gleichzeitig festgelegt, sie sind korreliert mit bestimmten Phasen- bzw. Photonenzahleigenschaften der Lichtmode. Bei dieser Konstellation eines verschränkten Quantenzustands betrifft die Verschränkung ein mikroskopisches „diskretes“ Atom und ein makroskopisches „kontinuierliches“ Lichtfeld.

In der Gruppe von Gerhard Rempe am Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ) ist es gelungen, den verschränkten Atom-Licht-Zustand experimentell zu demonstrieren [1]. Die Wissenschaftler erzeugten durch geeignete Messungen des Atoms verschiedene optische Katzenzustände und analysierten und verifizierten sie mittels Quantentomographie. „Katzen“-Experimente dieser Art mit Photonen (neben solchen mit Photonen ionischer Vibrationsmoden

[2]) gab es bereits im Mikrowellenbereich. Hierbei wurden Resonator-Moden an einzelne Rydberg-Atome [3] bzw. „künstliche“ Atome [4] gekoppelt, entsprechend einer ausreichend nicht-dissipativen Dynamik, die Mikrowellen-Katzenzustände auf deterministische Weise hervorbringt. Allerdings befand sich die „Katze“ dabei immer im Kasten und war nur als Resonator-Mode existent [3] oder sie erforderte Heliumkühlung und war so mit einem supraleitenden elektrischen Stromkreis gekoppelt [4].

Im jetzigen Experiment wurde der Katzenzustand ebenfalls mittels starker Atom-Licht-Kopplung deterministisch, also quasi auf Knopfdruck, erzeugt, allerdings erstmals im optischen Bereich bei $\lambda \sim 0,8 \mu\text{m}$, und zwar als frei propagierendes Lichtfeld bei Raumtemperatur [1]. Dazu wurde ein kohärenter Laserpuls an einem optischen Resonator reflektiert. Die effektive Puls-Mode und die relevante „nackte“ (ohne Atom-Kopplung) Resonator-Mode sind resonant, sodass der Puls nach Einlaufen in den Resonator und Auslaufen durch denselben, leicht durchlässigen Spiegel eine Pha-

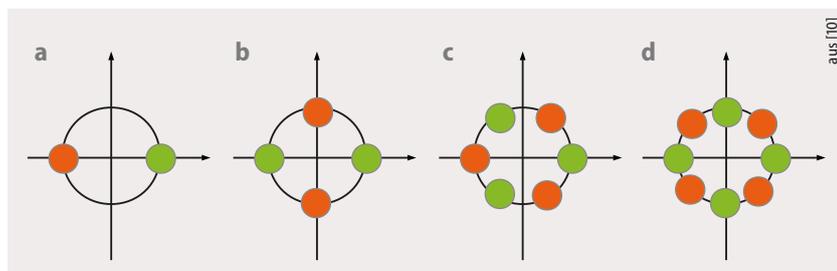


Abb. 2 Optische Katzenzustände im Phasenraum einer Lichtmode: Kreise repräsentieren die (minimalen) Quantenunschärfen kohärenter Zustände, deren Überlagerungen zwei mögliche Basiszustände für ein Qubit ergeben (rot bzw. grün). Das einfachste Qubit ohne mögliche Korrektur von Photonverlust-Fehlern ($L = 0$) ist in (a) zu sehen. Die Bilder (b)-(d) zeigen höhere „Katzen-Codes“, die den Verlust von bis zu $L = 1, 2, 3$ Photonen tolerieren und entsprechende Fehler des Qubits korrigieren können.

senverschiebung $|\alpha\rangle \rightarrow |-\alpha\rangle$ erfährt. Schaltet man jedoch die Resonanz aus, wird der Puls direkt unverändert und ohne zusätzliche Phase reflektiert. Tatsächlich dienen schaltbare Resonatoren bereits zuvor dazu, optische Quantenzustände zu speichern und kontrolliert zu emittieren [5]. Damit ließen sich auch fliegende optische Katzenzustände erzeugen [6]. Einzigartig im MPQ-Experiment ist nun, dass der Schalter selbst ein Quantenobjekt ist – ein im Resonator gefangenes Atom [7]. Befindet sich dieses anfänglich im Zustand $|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle$, der einer Überlagerung von „Resonanz aus“ und „Resonanz an“ entspricht, führt die Pulsreflexion zum verschränkten Atom-Licht-Zustand (1) (**Abb. 1**). Die nach der Messung des Atoms resultierenden optischen Katzenzustände $|\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle$ könnten beliebig „groß“ sein, waren aber aufgrund von Photonverlusten auf mittlere Photonenzahlen $|\alpha|^2 \sim 4$ beschränkt.

Für Anwendungen in der Quantenkommunikation über größere Distanzen ist der Atom-Licht-Zustand (1) von unmittelbarer Bedeutung, da sich durch Senden und Messen fliegender optischer Qubits Verschränkung direkt auf atomare, stationäre Speicher-Qubits übertragen lässt [8]. Allerdings impliziert die rechte Seite von (1), dass bereits der Verlust eines einzigen Photons im Faserkanal die Korrelation zwischen Spinkomponente und Photonenzahl-Parität verändert, da der Lichtzustand von gerade auf ungerade wechselt und umgekehrt. Bei höheren Verlusten springt der Zustand zufällig hin und her, wodurch die Korrelation im Katzenzustand

verloren geht. Tatsächlich verhindern es solche Propagationsverluste, Katzenzustände durch Akkumulieren schwacher optischer Nichtlinearitäten zu erzeugen. Zusammen mit Resonatorverlusten sowie spontaner Emission des Atoms limitieren sie das MPQ-Experiment. Makroskopische Katzenzustände sind notorisch fragil, doch diese Problematik lässt sich abschwächen, indem man den gesamten Hilbert-Raum der Lichtmode ausnützt und die Quantenfehlerkorrektur anwendet. Durch Doppelreflexion des Laserpulses ist es möglich, einen zu (1) analogen Zustand zu erzeugen, aber mit $|\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle$ ersetzt durch z. B. $|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle \pm |i\alpha\rangle \pm |-i\alpha\rangle$. Diese komplexeren Katzenzustände (**Abb. 2**) unterscheiden sich durch höhere Photonenzahl-Paritäten: 0, 4, 8, ... bzw. 2, 6, 10, ... Die beiden Zustände bleiben so auch bei Verlust eines Photons voneinander sowie von ihren verlustfreien Ursprungszuständen unterscheidbar, sodass ein beliebiges logisches Qubit

gegen den Verlust geschützt ist. Zwar verlangt dieser „Katzen-Code“ [9, 10] wieder größere Werte für $|\alpha|^2$, aber im Regime geringer Verluste kann die erhöhte Verlusttoleranz mit robusteren Qubits einhergehen. Das MPQ-Experiment hat die zur Erzeugung dieser verallgemeinerten Katzenzustände notwendige Kontrolle über zusätzliche Phasenwerte teilweise demonstriert. Daher ebnet es verschiedene mögliche Wege zur verlusttoleranten Quantenkommunikation und Verarbeitung von Quanteninformation.

- [1] B. Hacker et al., Nat. Photon. 13, 110 (2019)
- [2] D. J. Wineland, Rev. Mod. Phys. 85, 1103 (2013)
- [3] S. Haroche, Rev. Mod. Phys. 85, 1083 (2013)
- [4] B. Vlastakis et al., Science 342, 607 (2013); W. Pfaff et al., Nat. Phys. 13, 882 (2017)
- [5] J.-I. Yoshikawa et al., Phys. Rev. X 3, 041028 (2013)
- [6] A. Ourjoumtsev et al., Science 312, 83 (2006); H. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. 101, 233605 (2008)
- [7] B. Wang und L.-M. Duan, Phys. Rev. A 72, 022320 (2005)
- [8] P. van Loock et al., Phys. Rev. Lett. 96, 240501 (2006)
- [9] Z. Leghtas et al., Phys. Rev. Lett. 111, 120501 (2013); N. Ofek et al., Nature 536, 441 (2016)
- [10] M. Bergmann und P. van Loock, Phys. Rev. A 94, 042332 (2016)

Autor

Prof. Dr. Peter van Loock, Physikalisches Institut, Universität Mainz, Staudingerweg 7, 55128 Mainz

Kurzgefasst

Wie Gletscher gleiten

Dem Jülicher Physiker Bo Persson ist es gelungen, das Gleiten von Gletschereis auf felsigem Boden realistisch zu beschreiben. Dazu hat er in eine Theorie für Kontaktmechanik die Rauigkeit der Grenzflächen einbezogen. So lässt sich beim Berechnen des Fließtempos auch die Regulation berücksichtigen. Dabei kommt es an Bodenwellen zum abwechselnden Schmelzen und Frieren des Eises durch Druckunterschiede. Die Theorie kann helfen, Modelle zum Anstieg des Meeresspiegels zu verbessern.

B. N. J. Persson, J. Chem. Phys. 149, 234701 (2018)

Wie LOFAR den Himmel sieht

Eine Sonderausgabe von „Astronomy & Astrophysics“ umfasst 26 aktuelle Artikel mit den beeindruckenden Ergebnissen des Low Frequency Array LOFAR. Das europäische Netzwerk von Radioteleskopen mit 100 000 Antennen entspricht einem virtuellen Teleskopspiegel mit 1900 Kilometern Durchmesser. Die Himmelskarten zeigen Hunderttausende bisher unbekannter Galaxien und ermöglichen neue Erkenntnisse zu Schwarzen Löchern, interstellaren Magnetfeldern und Galaxienhaufen.

Astronomy & Astrophysics (2019), bit.ly/2lp6h7O