

Gefrorenes Licht

Photonen lassen sich in neuartige Vielteilchenzustände bringen.

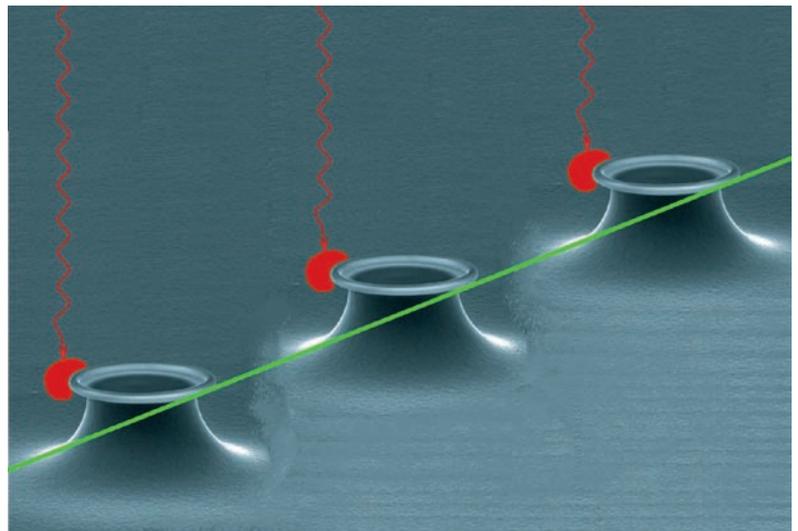
Michael J. Hartmann und Martin B. Plenio

Anders als etwa Elektronen im Festkörper, die sich mit ihrer Coulomb-Abstoßung gegenseitig beeinflussen, wechselwirken die masselosen Photonen nicht miteinander. Doch eine starke Kopplung von Licht und Materie kann eine solche Wechselwirkung zwischen Photonen vermitteln und Licht in quantenmechanische Zustände bringen, die bislang allein massiven Teilchen vorbehalten sind.

Lichtquellen im Alltag produzieren Strahlung mit klassischen Eigenschaften, die den Maxwell-Gleichungen gehorchen. Demnach ist Licht ein Wellenphänomen, wie es sich etwa bei der Beugung an schmalen Spalten zeigt. Ein Detektor registriert einen konstanten Strom von Energie. Schwächt man das Licht immer weiter ab, dann zeigt sich seine Teilchennatur, und der Detektor spricht nur zu diskreten Zeitpunkten an.

Die Statistik des Detektionsprozesses dient dazu, die Eigenschaften des Lichts näher zu charakterisieren. Wie regelmäßig sind die Photonen z. B. in einem Laserstrahl verteilt? Dieser besteht aus einem oszillierenden elektromagnetischen Feld einer spezifischen Wellenlänge und kommt so unserer Vorstellung von einer klassischen Lichtwelle am nächsten. Um dies zu erforschen, hält man nach Korrelationen Ausschau: Wenn wir zum Zeitpunkt t_1 ein Photon im Detektor finden, wie wahrscheinlich ist es dann, ein weiteres zum Zeitpunkt t_2 zu finden? Für das Strahlungsfeld eines Lasers zeigt sich, dass die Wahrscheinlichkeit, zwei Photonen zu den Zeiten t_1 and t_2 nachzuweisen, nicht von der Zeitdifferenz $t_1 - t_2$ abhängt. Die Photonen treffen also unabhängig voneinander am Detektor ein.

Alle Strahlungsarten, die durch Vermischen von Laserlicht entstehen können, lassen sich ebenfalls als klassisch ansehen. Dazu gehört auch die thermische Strahlung, die aus der „Randomisierung“ der Laserphase resultiert. Dabei zeigt sich, dass für diese klassische Strahlung die Wahrscheinlichkeit, zwei Lichtquanten direkt nacheinander zu finden ($|t_1 - t_2| \rightarrow 0$), immer größer ist als bei einem sehr großen zeitlichen Abstand ($|t_1 - t_2| \rightarrow \infty$). Das Licht eines einzelnen Lasers stellt also genau den Grenzfall dar, in dem beide Wahrscheinlichkeiten gleich sind. Schickt man einen Laserstrahl durch eine beliebige Versuchsanordnung von Strahlteilern und Phasenschiebern, also Geräten, die Licht nur umverteilen, aber nicht zu Wechselwir-



T. Kippenberg, MPI für Quantenoptik

Da Photonen nicht miteinander wechselwirken, untersucht man stark kombinierte Anregungen von Atomen und Photonen („Polaritonen“). Das lässt sich z. B. in toroidalen Mikrokavitäten, die mit einer optischen Faser (grün) gekoppelt sind, und durch externe lasergesteuerte Atomwolken (rot) erreichen.

kungen zwischen Photonen führen, so bleiben diese unkorreliert.

Allerdings sind auch „nichtklassische“ Lichtfelder denkbar, die sich nicht durch eine Mischung von Laserlicht erzeugen lassen und deutlich andere Eigenschaften haben, sodass sich die Photonennatur des Lichts klar äußert. So zeigt sich für einen Strom einzelner Photonen im Detektionsprozess ein neues Phänomen, das „Antibunching“. Hier ist die Wahrscheinlichkeit, dass man zwei Photonen in sehr kurzem zeitlichen Abstand $|t_1 - t_2| \rightarrow 0$ beobachtet, kleiner als bei einem sehr großen zeitlichen Abstand, $|t_1 - t_2| \rightarrow \infty$. Gelangen solche Einzelphotonen auf einen Strahlteiler,

KOMPAKT

- Damit Photonen miteinander wechselwirken, sind Nichtlinearitäten nötig.
- Diese Nichtlinearitäten lassen sich nur durch Vermittler erzeugen, an welche die Photonen ankoppeln können. Hier kommen insbesondere optische Emittoren in Frage.
- Platziert man die Emittoren in optische Kavitäten, können stark wechselwirkende Polaritonen entstehen, kombinierte Anregungen aus Photonen und Atomen.
- Über Polaritonen in Ketten und Gittern von Kavitäten lassen sich die Photonen in Zustände bringen, die denen lokalisierter massiver Teilchen in einem Potentialgitter entsprechen.

Dr. Michael J. Hartmann, Technische Universität München, Physik Department, James-Frank-Str., 85748 Garching; Prof. Dr. Martin B. Plenio, Universität Ulm, Institut für Theoretische Physik, Albert-Einstein-Allee 11, 89069 Ulm

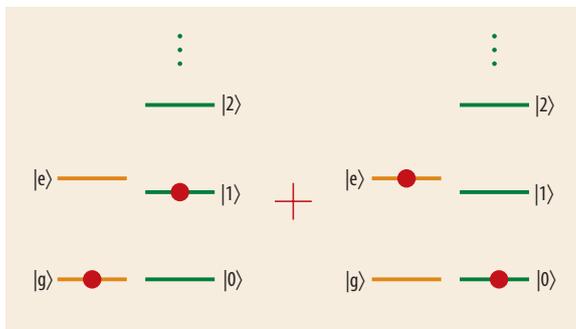


Abb. 1 Polaritonen sind quantenmechanische Überlagerungen aus einer atomaren Anregung und einem Photon. Dies ist hier für ein Zwei-Niveau-Atom dargestellt (mit den Zuständen $|e\rangle$ und $|g\rangle$), das an eine Photonmode koppelt.

so sind die Detektionen hinter dem Strahlteiler antikorreliert – immer nur einer der beiden Detektoren am Ende der möglichen Wege klickt.

Laserlicht besteht aber nicht aus solchen einzelnen Photonen. Daher gilt es, Prozesse zu nutzen, die einzelne Photonen bevorzugen, aber Mehrphotonenzustände vermeiden. Um aus dem klassischen Licht eines Lasers nichtklassisches, quantenmechanisches Licht zu erzeugen, sind demnach Wechselwirkungen zwischen Photonen essenziell. Diese heißen auch optische Nichtlinearitäten, da hier die Entwicklung des Lichtfeldes nichtlinear von der Anzahl der Photonen abhängt.

Für das nichtklassische Antibunching sollten sich Photonen nach Möglichkeit „abstoßen“. Nun wechselwirken Photonen nicht miteinander, sodass sich die Frage stellt, wie die nötigen Nichtlinearitäten überhaupt zustande kommen können. Die Antwort lautet: Die effektive Wechselwirkung zwischen Photonen muss indirekt vermittelt werden. Als Vermittler, an welche die Photonen koppeln können, kommen alle denkbaren optischen Emittler infrage, wie Atome, Quantenpunkt-Exzitonen oder supraleitende Schaltkreise. Die erreichbaren Nichtlinearitäten sind dabei umso größer, je stärker die Wechselwirkung zwischen Emittler und Photon ausfällt. Diese Kopplung hängt wiederum von zwei entscheidenden Faktoren ab. Zum einen ist sie proportional zum optischen Dipolmoment des internen Übergangs im Emittler. Zum anderen wird sie umso größer, je mehr Zeit das Photon in direkter Nähe zum Emittler verbringt. Das lässt sich erreichen, indem man den Emittler in einer optischen Kavität positioniert, einem Hohlraum, in dem das Licht gefangen ist, z. B. durch verspiegelte Innenwände. Ein kleines Volumen der Kavität sowie eine niedrige Photon-Verlustrate sorgen dafür, dass sich die Photonen lange Zeit in direkter Nähe zum Emittler befinden, was wiederum die Wechselwirkungsstärke erhöht. Auf diese Weise bewirken bereits wenige Photonen starke Wechselwirkungen. In diesem Fall ist die Kopplung zwischen den Photonen und dem Emittler stärker als die auftretenden Photonenverluste. Dadurch werden Polaritonen – Quasiteilchen, die aus einer quantenmechanischen Überlagerung einer Anregung im Emittler und eines Photons bestehen – zu den elementaren Anregungen des Systems (Abb. 1).

Licht und Materie im Gitter

Starke optische Nichtlinearitäten erzeugen Licht mit sehr starken Korrelationen zwischen den Photonen. Für diese Lichtfelder sind die Nachweise von Photonen an einem Detektor keine statistisch unabhängigen Ereignisse mehr.

Aktuelle Entwicklungen in der Mikrofabrikation von Kavitäten und optischen Wellenleitern werden es in naher Zukunft erlauben, starke optische Nichtlinearitäten in regelmäßigen Gittern anzuordnen (Abb. 2). In den entstehenden Strukturen wird es möglich sein, Licht so zu korrelieren, dass es „kristallisiert“ und die Photonen vorwiegend in festen Abständen zueinander auftreten [1 – 4]. Die Photonen verhalten sich dann ähnlich wie lokalisierte Elektronen in einem Festkörper, die sich in einem durch die ionisierten Atomrümpfe erzeugten Potentialgitter bewegen und sich dabei durch Coulomb-Wechselwirkung gegenseitig abstoßen. In einer Implementierung mit Photonen spielt das Kavitäten-Gitter die Rolle der Atomrümpfe. Die Nichtlinearitäten bewirken eine gegenseitige Abstoßung zwischen den Photonen, analog zur Coulomb-Wechselwirkung von Elektronen.

Die Physik wechselwirkender Teilchen in einem Potentialgitter lässt sich auch sehr gut mit ultrakalten Atomen studieren, die in einem Gitter aus überlagerten Laserwellen gefangen sind und durch Kollisionen miteinander wechselwirken [5]. Bei Photonen stellt es jedoch kein Problem dar, die einzelnen Gitterplätze, also die einzelnen Kavitäten, individuell mit Lasern zu manipulieren und zu vermessen. Dies liegt daran, dass die Kavitäten deutlich größer sein können als die Wellenlängen der gefangenen Photonen. Weiterhin gibt es für Photonen sehr präzise Techniken, um die charakteristischen Korrelationen eines Lichtzustands zu messen, die Feldkorrelationen mit einem Youngschen Doppelspalt-Interferometer und Photonkorrelationen mit einer Hanbury-Brown-Twiss-Anordnung.

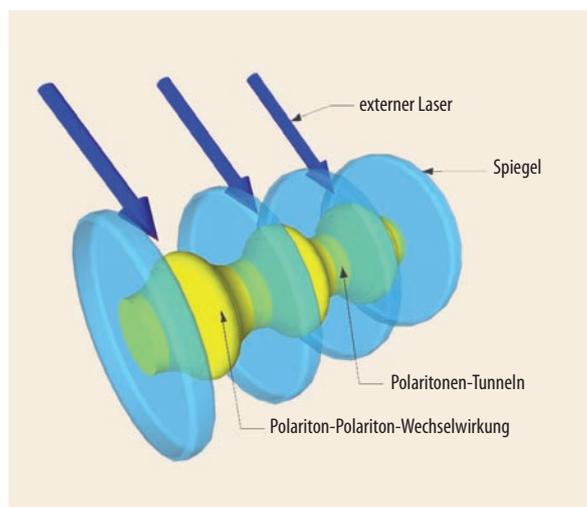


Abb. 2 Stark wechselwirkende Polaritonen (gelb) können durch die Spiegel hindurch von einer Fabry-Pérot-Kavität in eine benachbarte Tunnel wandern. Ein externer Laser (blau) kontrolliert die Polariton-Polariton-Wechselwirkung in jeder Kavität.

Neuartige Zustände von Licht durch starke Korrelationen von Photonen gehen typischerweise mit quantenmechanischer Verschränkung einher. Daher sind diese Zustände nicht nur für die Grundlagenphysik von Interesse, sondern eröffnen vielfältige Anwendungen. Sie lassen sich im Prinzip dafür benutzen, das Auflösungsvermögen von lithographischen Abbildungsverfahren oder interferenzbasierten Abstandsmessungen zu erhöhen, und sind eine entscheidende Ressource für Quanteninformationsprozesse.

Erzeugung von Nichtlinearitäten

Solange in einem Gitter von Kavitäten keine Nichtlinearitäten auftreten, hat es die Funktion eines Wellenleiters (**Infokasten**). Die Photonen propagieren durch quantenmechanisches Tunneln von einer Kavität in die nächste. Der Zustand von eingekoppeltem klassischem Laserlicht bleibt dabei klassisch. Um eine Nichtlinearität zu erzeugen, also eine effektive Photon-Photon-Wechselwirkung, bieten sich zwei Mechanismen an.

Kopplung an Zwei-Niveau-Atome

Eine starke Wechselwirkung zwischen einem Zwei-Niveau-Atom und den Photonen in einer Kavität kann eine Nichtlinearität erzeugen. Das Jaynes-Cummings-Modell beschreibt dieses System (**Infokasten**). Die Energieeigenwerte sind dabei, anders als beim harmonischen Oszillator, nicht äquidistant (**Abb. i**). Somit ist mehr als die Summe beider Anregungsenergien notwendig, um zwei Anregungen in eine Kavität zu bringen. Dieser Energieunterschied entspricht einer Wechselwirkungsenergie zwischen den Polaritonen,

die zusätzlich aufzubringen ist. Eine Verstimmung zwischen der Energie des atomaren Übergangs und der Photonenenergie kann diese effektive Wechselwirkung zwischen den Polaritonen steuern. Diese Verstimmung lässt sich z. B. durch nichtresonantes Treiben mit einem zusätzlichen Laser erreichen, das zu einer Starkverschiebung der atomaren Energieniveaus führt. Diese ist proportional zur Intensität des Feldes und umgekehrt proportional zur Verstimmung.

Auf diese Weise ergibt sich eine optische Nichtlinearität. Die resultierende Polariton-Polariton-Wechselwirkung ist dabei aber nicht von derselben Form wie die Wechselwirkungen von Elektronen im Festkörper oder kalten Atomen in optischen Gittern. Problematisch ist auch, dass der angeregte Zustand des Atoms schnell zerfallen kann und dass die Stärke der Nichtlinearität abnimmt, sobald die Photonen an mehr als ein Atom koppeln.

Kopplung an Vier-Niveau-Atome

Eine Möglichkeit zur Erzeugung einer Photon-Photon-Wechselwirkung besteht in einem Drei-Niveau-Atom (**Abb. 3a**). Hier kann im oberen Übergang $|m\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ nur ein Photon an das Atom koppeln, falls zuvor bereits ein Photon absorbiert und das mittlere Niveau $|m\rangle$ besetzt wurde. Somit hängt die Wirkung des Atoms auf das zweite Photon von der Präsenz des ersten ab.

Ein Nachteil dieser Strategie ist, dass dabei viele Photonen durch spontane Emission aus den angeregten atomaren Niveaus $|m\rangle$ und $|e\rangle$ verloren gehen. Dieses Problem lässt sich in Vier-Niveau-Atomen umgehen (**Abb. 3b**). In dieser Struktur übernehmen die beiden Niveaus $|m_a\rangle$ und $|m_b\rangle$ in Verbindung mit dem durch einen Laser getriebenen Übergang $|m_a\rangle \leftrightarrow |m_b\rangle$ die

WECHSELWIRKUNGEN IN KAVITÄTEN

Gitter von Kavitäten ohne Nichtlinearitäten

Ohne Nichtlinearitäten propagieren die Photonen durch quantenmechanisches Tunneln von einer Kavität in die nächste, beschrieben durch den Hamilton-Operator

$$H_{\text{ph}} = \omega_c \sum_j a_j^\dagger a_j - J_{\text{ph}} \sum_{\langle j,l \rangle} a_j^\dagger a_l$$

Dabei ist ω_c die Resonanzfrequenz einer Kavität, J_{ph} die Rate, mit der Photonen in eine benachbarte Kavität tunneln können, und $\langle \rangle$ bezeichnet nächste Nachbarn. Die Operatoren a_j^\dagger und a_j erzeugen bzw. vernichten ein Photon in der Kavität j . Übergänge zwischen nicht benachbarten Kavitäten sind stark unterdrückt.

Jaynes-Cummings-Modell

Die Wechselwirkung eines Zwei-Niveau-Atoms mit einer Kavitätsmode wird durch das **Jaynes-Cummings-Modell** beschrieben,

$$H = \hbar\omega_c a^\dagger a + \hbar\omega_0 |e\rangle\langle e| + \hbar g (a^\dagger |g\rangle\langle e| + a |e\rangle\langle g|),$$

dabei bezeichnet $|e\rangle$ den angeregten und $|g\rangle$ den Grundzustand des Atoms. Die Photonen haben hier eine Energie $\hbar\omega_c$ und koppeln mit der Stärke $\hbar g$ an das Atom, dessen Grund- und angeregter Zustand die Energien 0 bzw $\hbar\omega_0$

haben. Die Energieeigenwerte dieses Hamiltonians sind

$$E_n^\pm = \hbar (n\omega_c + \Delta/2 \pm \sqrt{ng^2 + (\Delta^2/4)}),$$

wobei $\Delta = \omega_0 - \omega_c$ die so genannte Vorstimmung und n die Zahl der Photonen im System ist. **Abb. i** zeigt dieses Energiespektrum.

Polariton-Polariton-Wechselwirkung

Die Wechselwirkung zwischen Dunkelzustands-Polaritonen beschreibt

$$H_{\text{int}} = U/2 p^\dagger p (p^\dagger p - 1).$$

Dabei sind p^\dagger und p die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren der Dunkelzustands-Polaritonen und U die Wechselwirkungsstärke. Diese Polariton-Polariton-Wechselwirkung ist von der selben Form wie bei ultrakalten Atomen in optischen Gittern.

Wechselwirkende Bosonen im Gitter

Das **Bose-Hubbard-Modell** beschreibt wechselwirkende Bosonen in einem Gitter [5]:

$$H = -J \sum_{\langle j,l \rangle} b_j^\dagger b_l + U/2 \sum_j b_j^\dagger b_j (b_j^\dagger b_j - 1).$$

Dabei läuft die erste Summe über alle benachbarten Gitterplätze. Die Operatoren b_j vernich-

ten ein Teilchen im Gitterplatz j und erfüllen die bosonischen Vertauschungsrelationen $[b_j, b_l] = \delta_{j,l}$.

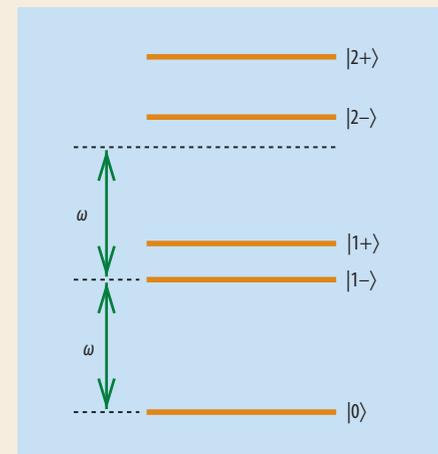


Abb. i Im Energiespektrum des Jaynes-Cummings-Modells ist zu erkennen, dass die Zustände mit zwei Anregungen ($|2+\rangle$ und $|2-\rangle$) mehr als doppelt so viel Energie haben wie Zustände mit einer Anregung ($|1+\rangle$ und $|1-\rangle$).

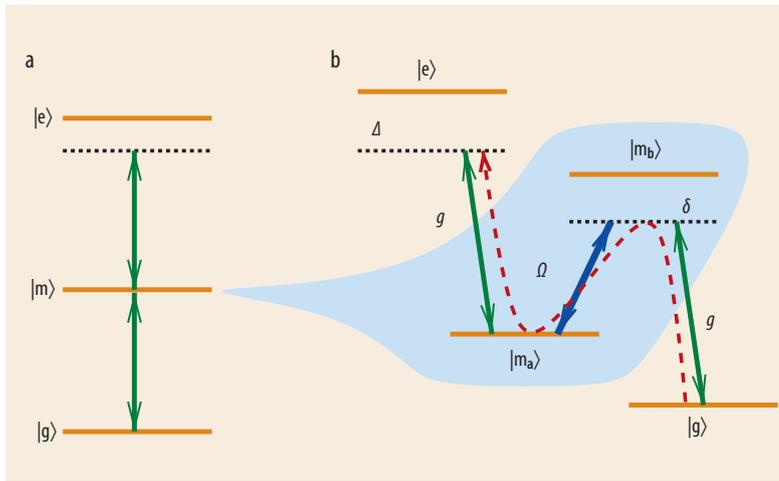


Abb. 3 Drei-Niveau-Atome koppeln mit zwei Übergängen an die grün markierten quantisierten Kavitätsmoden (a). Vier-Niveau-Atome koppeln an klassische Laserfelder (blau) und quantisierte Kavitätsmoden (b). Hier ist g die Stärke der Atom-Photon-Kopplung, Ω die Rabi-Frequenz des Lasers, δ die Verstimmung zwischen der Photonfrequenz und

der Frequenz des Übergangs $|g\rangle \leftrightarrow |m_a\rangle$ und Δ die Verstimmung zwischen der Photonfrequenz und der Frequenz des Übergangs $|m_a\rangle \leftrightarrow |e\rangle$. Befinden sich mehrere Photonen in einer Kavität, so werden zwei Photonen absorbiert, wodurch sich diese in das Niveau $|e\rangle$ anregen lassen (roter Pfeil).

Rolle des mittleren Niveaus $|m\rangle$. Hier kann nun durch Absorption eines Photons aus der Kavitätsmode und sukzessive Emission in die Lasermode ein indirekter Übergang zwischen dem Grundzustand $|g\rangle$ des Atoms und dem Zustand $|m_a\rangle$ stattfinden. Besonders interessant ist dies, wenn es aufgrund der Drehimpulserhaltung keinen Dipolübergang zwischen den atomaren Niveaus $|m_a\rangle$ und $|g\rangle$ gibt, wodurch der Zustand $|m_a\rangle$ nicht wieder direkt durch spontane Emission in den Grundzustand $|g\rangle$ zerfallen kann.

Bei starker Atom-Photon-Wechselwirkung werden auch in diesen Vier-Niveau-Atomen Polaritonen zu den elementaren Anregungen. Da mehrere atomare Übergänge an die Photonen koppeln, gibt es mehr als eine Art von Polaritonen. Für eine dieser Polaritonarten befindet sich die atomare Anregungskomponente aber ausschließlich im Niveau $|m_a\rangle$, das nicht durch spontane Emission zerfallen kann. Daher kann das entsprechende Polariton – Dunkelzustands-Polariton genannt – kein Licht abstrahlen [6].

Um stabile polaritonische Vielteilchensysteme zu erzeugen, ist es bei diesem Zugang vorteilhaft, in jeder Kavität viele Atome mit der Kavitätsmode wechselwirken zu lassen. Mit der Anzahl der Atome steigt die Wahrscheinlichkeit, dass diese Atomwolke ein Photon absorbiert. Dadurch nimmt die Kopplungsstärke zwischen Photon und Atomwolke zu, was die Dunkelzustands-Polaritonen stabilisiert. Diese verhalten sich wie Bosonen, also Teilchen mit ganzzahligem Spin, solange ihre Anzahl klein gegenüber der Zahl der Atome ist.

Injiziert man nun zwei Photonen in eine Kavität, in der sich Atome der Vier-Niveau-Struktur befinden, so absorbieren die Atome beide Photonen und bilden Dunkelzustands-Polaritonen. Dadurch werden sie eigentlich in das Niveau $|e\rangle$ angeregt (roter Pfeil in

Abb. 3b). Ist dieses Niveau $|e\rangle$ aber energetisch zu weit entfernt, so kann es nicht besetzt werden, bewirkt aber, dass ein Zustand mit n Dunkelzustands-Polaritonen eine Energieverschiebung erfährt, die proportional zu $n(n-1)$ ist. Die Kopplung der Lichtfelder an die Vier-Niveau-Atome wirkt also wie eine Polariton-Polariton-Wechselwirkung, die wiederum von der selben Form wie bei ultrakalten Atomen in optischen Gittern ist (**Infokasten**). Wenn hingegen der Übergang zu Niveau $|e\rangle$ resonant ist ($\Delta = 0$ in **Abb. 3**), so entsteht ein starker Zwei-Teilchen-Verlustprozess, der ebenfalls wie eine Abstoßung zwischen Polaritonen wirken kann [7].

Die Eigenschaften der Dunkelzustands-Polaritonen lassen sich durch den Laser, der an die Atome koppelt, variieren. Mit zunehmender Intensität des Lasers wandeln sich die Dunkelzustands-Polaritonen immer mehr zu freien Photonen und sind dann keiner starken Nichtlinearität mehr ausgesetzt. Für weniger intensives Laserlicht nimmt hingegen die atomare Komponente der Polaritonen zu und führt zu einer stärkeren Nichtlinearität. Dabei wird die Nichtlinearität maximal, wenn die Rabi-Frequenz gleich der kollektiven Kopplung der Atome an die Kavitätsmode ist.

Gefroren im Gitter

Mit einem Gitter von Kavitäten, in denen sich jeweils eine effektive Polariton-Polariton-Wechselwirkung erzeugen lässt, sind für die Polaritonen Phänomene möglich, die sonst nur von massiven Teilchen auf einem Potential-Gitter bekannt sind, wie Elektronen im Festkörper oder ultrakalte Atome in optischen Gittern [5]. Für diese Dynamik, die sich durch das Bose-Hubbard-Modell beschreiben lässt (**Infokasten**), sind zwei Prozesse relevant: Erstens tunneln die Polaritonen zwischen benachbarten Kavitäten mit einer Rate J hin und her. Zweitens stoßen sich Polaritonen in der gleichen Kavität mit der Stärke U ab.

Solange das Tunneln der Polaritonen dominiert, bilden diese im energetischen Grundzustand ein Suprafluid, in dem alle Polaritonen im Zustand niedrigster kinetischer Energie kondensieren. Da eine niedrige kinetische Energie eine große Wellenlänge bedeutet, sind die Polaritonen in diesem Zustand über das ganze Gitter delokalisiert, und der Zustand ähnelt stark dem von kohärenten Laserlicht.

Überwiegen jedoch die Nichtlinearitäten und somit die Polariton-Polariton-Wechselwirkung, so passiert etwas für Licht sehr außergewöhnliches. Durch die starke Wechselwirkung ist eine große Energie nötig, um ein Polariton zu seinem benachbarten Polariton in die nächste Kavität hinüberzuschieben. Dieser Energieaufwand fällt besonders ins Gewicht, wenn die Anzahl der Polaritonen ein ganzzahliges Vielfaches der Anzahl der Kavitäten ist. In diesem Fall sind die Polaritonen in den einzelnen Kavitäten lokalisiert, und bilden einen „Mott-Isolator“. Mit Photonen, die an festen

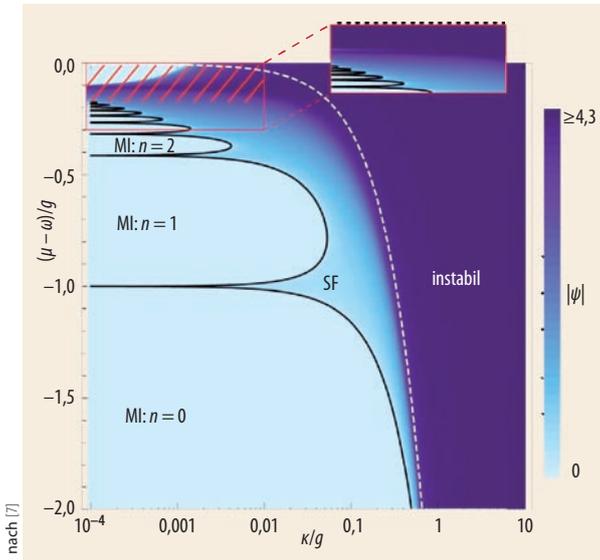


Abb. 4 Mit der „Meanfield-Methode“ [8] lässt sich das Phasendiagramm für ein zweidimensionales Kavitäten-Gitter berechnen. In jeder Kavität befindet sich ein Zwei-Niveau-Atom, das eine Jaynes-Cummings-Nichtlinearität erzeugt. Hier bezeichnet g die Atom-Photon-Kopplung und κ die Tunnelrate für Photonen zwischen Kavitäten. Die Dichte der Polaritonen, die durch das chemische Potential μ kontrolliert wird, wächst entlang der vertikalen Achse an.

Plätzen lokalisiert sind, bildet sich gewissermaßen ein Kristall aus Photonen. Das Licht verhält sich wie ein gefrorenes Medium.

Ähnlich wie für das Bose-Hubbard-Modell findet demnach für Polaritonen in Gittern von Kavitäten ein Quantenphasenübergang statt – zwischen einer superfluiden Phase mit delokalisierten Teilchen und langreichweitiger Phasenkohärenz und einem Mott-Isolator mit lokalisierten Teilchen ohne Phasenkohärenz. Für die Nichtlinearitäten der Vier-Niveau-Atome reproduzieren die Polaritonen dabei das Phasendiagramm des Bose-Hubbard-Modells. Bei einer Jaynes-Cummings-Nichtlinearität ergeben sich quantitative

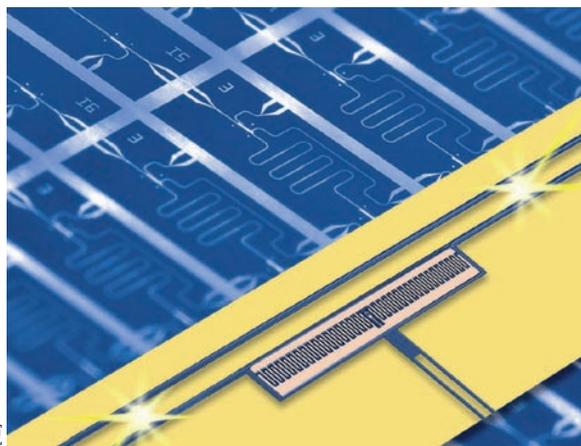


Abb. 5 Transmission-Line-Resonatoren auf einem Silizium-Chip: Die Resonatoren (weiße Linien auf blauem Chip im Hintergrund) sind platzsparend gewunden. Die Kondensatoren an den Resonator-Enden sind nicht sichtbar. Im Vordergrund (gelb unterlegt) ist ein „Transmon-Qubit“ zu erkennen, das aus zwei supraleitenden Inseln (blaue Struktur im Zentrum) besteht, die durch Josephson-Kontakte verbunden sind.

Unterschiede zum Bose-Hubbard-Modell im Phasendiagramm, die aus der unterschiedlichen Form der Polariton-Polariton-Wechselwirkung resultieren (Abb. 4): In den hellblauen Bereichen bildet das System einen Mott-Isolator (MI) mit n Polaritonen in einer Kavität. Für größere Tunnelraten geht das System in eine suprafluide Phase (SF) über und wird schließlich instabil, da es in diesem Bereich unbegrenzt Photonen aufnehmen könnte.

Emitter lassen sich statt in einem Gitter von Kavitäten auch in einen sehr schmalen Wellenleiter einsetzen. Dies führt zu einem quasi-eindimensionalen Gas von Polaritonen. Besonders interessant ist auch hier das Regime mit starker Wechselwirkung, in dem die Polaritonen sich wie eine quantenmechanische Version von Perlen auf einer Schnur verhalten, da sie sich nicht aneinander vorbei bewegen können [9, 10].

Die Lebensdauer von Photonen in Kavitäten ist jedoch begrenzt, da die Lichtreflexion an den Kavitäts-wänden niemals perfekt ist und die Emitter-Photonen aus der Kavität heraus streuen können. Experimentell ist es daher naheliegend, statt des Grundzustands der Polaritonen ein System zu betrachten, in dem ständig Photonen nachfolgen und die verloren gegangenen ersetzen. Auch in diesem Szenario entstehen starke Korrelationen zwischen den Polaritonen [11].

Der Weg zu Experimenten und Anwendungen

Sehr gut lassen sich starke Nichtlinearitäten in supra-leitenden Transmission-Line-Resonatoren [12] erzeugen (Abb. 5). Diese bestehen ähnlich wie ein Koaxialkabel aus einem zentralen Leiter, in diesem Fall ein Supraleiter, auf dem sich Ladungen in Form von Cooper-Paaren bewegen. Ein zweiter, geerdeter Leiter (ebenfalls supra-leitend) dient als Referenz. In Längsrichtung begrenzen Kondensatoren, die den zentralen Leiter unterbrechen, den Resonator. Die Photonen im Resonator koppeln

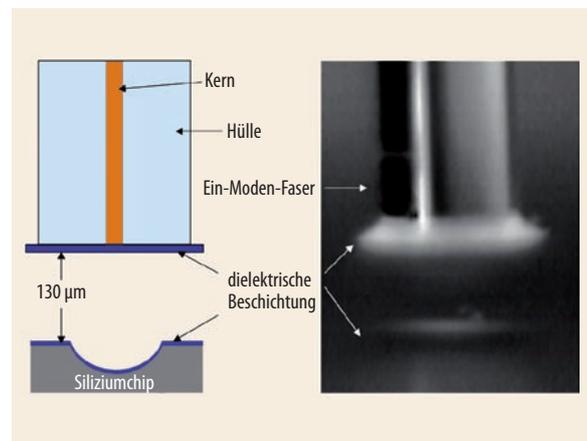


Abb. 6 Aus Fabry-Perot-Mikrokavitäten lassen sich ebenfalls Ketten und Gitter zusammenbauen, in denen Photonen stark miteinander wechselwirken. Jede einzelne dieser Kavitäten besteht aus optischen Fasern (hier ist nur das Endstück zu sehen) und einem Hohlspiegel in einer Mulde im Siliziumchip.

M. Trupke, E. A. Hinds, Imperial College London

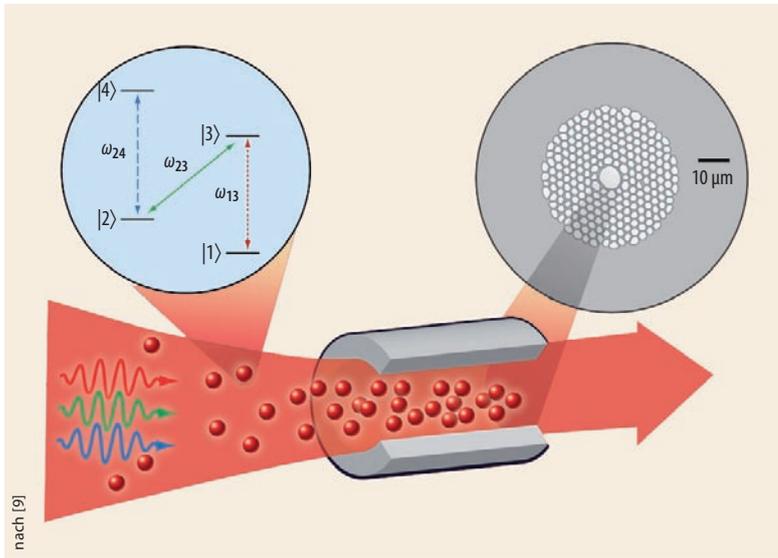


Abb. 7 In optischen Hohlfasern werden die Atome in den hohlen Kern geladen und koppeln dort an Lichtmoden, die an den Innenwänden entlang propagieren. Da der Fasermantel wie ein photonischer Kristall strukturiert ist, können ihn die Photonen nicht durchdringen und der Verlust von Photonen in trans-

versaler Richtung ist sehr niedrig. Der longitudinale Einschluss hingegen wird hier auf optischem Weg erreicht. Somit ist es nicht nötig, viele, zueinander resonante, Kavitäten zu bauen, was die experimentellen Anforderungen erheblich verringert.

an ein „Transmon-Qubit“ aus zwei supraleitenden Inseln, die durch Josephson-Übergänge verbunden sind. Über die Kondensatoren an den Enden des Resonators koppeln Photonen ein bzw. können darüber in benachbarte Resonatoren tunneln. Auf einem Chip lassen sich mehrere Resonatoren vereinigen. Da diese Strukturen mit Photonen im Mikrowellenbereich arbeiten, stellt es kein großes Problem dar, mehrere Resonatoren gleicher Resonanzfrequenz herzustellen und zu verkoppeln.

Für Photonen im sichtbaren Bereich bieten sich regelmäßig angeordnete Defektstellen in photonischen Kristallen als Kavitäten-Gitter an. Photonen mit Wellenlängen, die im photonischen Kristall nicht propagieren können, bleiben in den Defektstellen gefangen, sodass dort z. B. durch Wechselwirkung mit Quantenpunkten eine starke Nichtlinearität entsteht.

Sowohl Kavitäten als auch Wellenleiter, in denen Licht mit Atomen wechselwirkt, eignen sich, um die hier diskutierten Konzepte zu realisieren:

- Geeignete Kavitäten können aus Hohlspiegeln in einem Siliziumchip und einem darüberstehenden Endstück einer optischen Faser bestehen. Zur effizienteren Verkopplung lässt sich die optische Faser durch andere Wellenleiterstrukturen ersetzen (**Abb. 6**).
- Licht kann auch in niedrigdimensionalen Wellenleitern stark mit Atomen wechselwirken, z. B. in optischen Hohlfasern [9] (**Abb. 7**).
- Anstatt im Kern einer Hohlleiter können Atome auf der Oberfläche einer sehr dünnen Faser im evaneszenten Feld des durch die Faser propagierenden Lichts gefangen werden. Da evaneszente Lichtfelder ein optisches Gitter bilden können, lassen sich die einzelnen Atome dabei sogar präzise positionieren [13].

All diese Ansätze bieten die Möglichkeit, Photonen in stark korrelierte Zustände zu bringen, die für Licht

sehr ungewöhnlich sind. Im Vergleich zu ähnlichen Zuständen von ultrakalten Atomen bieten Photonen den großen Vorteil, dass sie ohne signifikante Dekohärenz weite Strecken zurücklegen können. Die starken Korrelationen dieser Zustände sind somit für Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung nutzbar. Das wirft spannende Fragen für die zukünftige Forschung auf, da sich Korrelationen von Photonen sehr präzise messen lassen. Die getriebenen-dissipativen Strukturen, in denen kontinuierliches Nachladen von Licht mit Lasern die Photonenverluste kompensiert, ermöglicht zudem interessante Analogien zu Quantenphasenübergängen.

Literatur

- [1] M. J. Hartmann, F. G. S. L. Brandão und M. B. Plenio, *Nat. Phys.* **2**, 849 (2006)
- [2] A. D. Greentree, C. Tahan, J. H. Cole und L. C. L. Hollenberg, *Nat. Phys.* **2**, 856 (2006)
- [3] D. G. Angelakis, M. F. Santos und S. Bose, *Phys. Rev. A* **76**, 031805 (2007)
- [4] M. J. Hartmann, F. G. S. L. Brandão und M. B. Plenio, *Laser & Photon. Rev.* **2**, 527 (2008)
- [5] I. Bloch, J. Dalibard und W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 885 (2008)
- [6] M. Fleischhauer, A. Imamoglu und J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005)
- [7] J. Koch und K. Le Hur, *Phys. Rev. A* **80**, 023811 (2009)
- [8] S. Sachdev, *Quantum Phase Transitions*, Cambridge University Press, Cambridge 1999
- [9] A. M. C. Dawes, *Physics* **2**, 41 (2009)
- [10] M. Kiffner und M. J. Hartmann, *Phys. Rev. A* **81**, 021806(R) (2010)
- [11] D. Gerace et al., *Nat. Phys.* **5**, 281 (2009); I. Carusotto et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 033601 (2009); M. J. Hartmann, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 113601 (2010)
- [12] A. Wallraff, *Physik Journal*, Dezember 2008, S. 39
- [13] E. Vetsch et al., arXiv:0912.1179 (2009)

DIE AUTOREN

Michael Hartmann (FV Quantenoptik / Photonik und FV Tiefe Temperaturen) studierte Physik an der LMU München. 2005 promovierte er an der Uni Stuttgart und ging dann als Feodor Lynen-Stipendiat der Alexander von Humboldt-Stiftung an das Imperial College in London. Seit August 2008 leitet er eine Emmy Noether-Gruppe an der TU München.



Martin Plenio (FV Quantenoptik / Photonik sowie FV Theoretische u. Mathematische Grundl. der Physik) studierte Physik an der Universität Göttingen, wo er 1994 promovierte. Nach einem Feodor Lynen-Stipendium und Anstellungen als Lecturer und Senior Lecturer wurde er 2003 Professor für Quantenphysik am Imperial College in London. Von 2005 an war er dort Direktor des Quanteninformationsprogramms am Institute for Mathematical Sciences. Im Oktober 2009 kehrte er mit einer Humboldt-Proffur nach Deutschland zurück und arbeitet nun als Direktor des Instituts für Theoretische Physik an der Universität Ulm.

