

# Einseitige Bereicherung

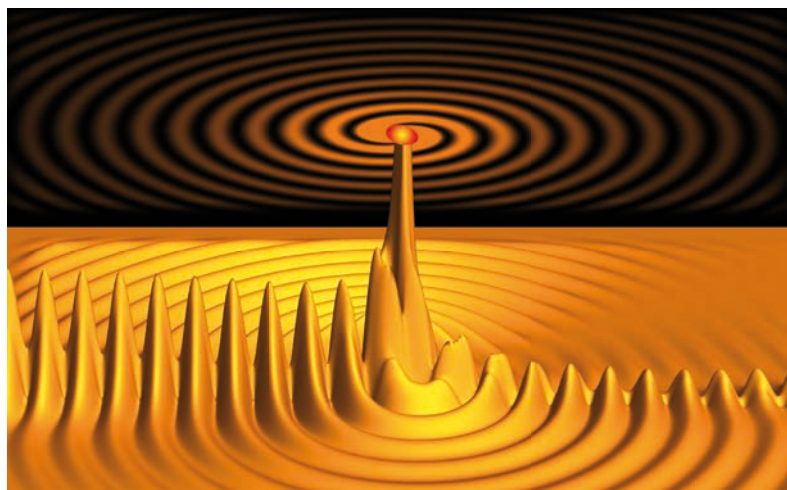
In photonischen Nanostrukturen hängt die Wechselwirkung von Licht mit Materie überraschend von der Propagationsrichtung des Lichts ab.

Arno Rauschenbeutel, Philipp Schneeweiss und Jürgen Volz

Viele Anwendungen basieren darauf, Licht mittels stark fokussierender Optik oder photonischer Nanostrukturen auf der Skala seiner Wellenlänge zu kontrollieren und zu manipulieren. Durch diese starke räumliche Eingrenzung koppelt aber im Allgemeinen die lokale Polarisation an die Ausbreitungsrichtung des Lichts. Dadurch kann die Emission, Streuung und Absorption von Photonen von deren Propagationsrichtung abhängen. Die Quantenoptik hat eine solche richtungsabhängige Licht-Materie-Wechselwirkung bislang nicht berücksichtigt. So ist erst vor Kurzem das Forschungsgebiet der chiralen Quantenoptik entstanden.

Die Quantenoptik beschäftigt sich mit der Wechselwirkung von Licht und Materie auf der mikroskopischen Ebene. Licht wird dabei in Form von Photonen durch einzelne Quantenemitter wie Atome, Moleküle, Farbzentren oder Quantenpunkte emittiert und absorbiert. Diese elementaren Wechselwirkungsprozesse sind die Basis vieler Phänomene und Anwendungen wie der Photosynthese, visuellen Wahrnehmung, Photovoltaik, digitalen Bildsensorik sowie optischen (Quanten-)Kommunikation und Informationsverarbeitung.

Neben der grundlegenden Beschreibung der Prozesse ist es ein wichtiges Ziel der Quantenoptik, die Dynamik und Effizienz der Photonenemission und -absorption zu kontrollieren bzw. zu maximieren. Als vielseitiges experimentelles Werkzeug sind hierbei in jüngster Zeit nanophotonische Strukturen ins Zentrum der Aufmerksamkeit gerückt. Dabei handelt es sich um nanostrukturierte dielektrische Wellenleiter und Resonatoren, die es ermöglichen, das Licht sehr effizient an Quantenemitter zu koppeln. Entscheidend ist hierbei, dass die Querschnittsfläche der geführten Lichtmode vergleichbar wird mit dem Absorptionsquerschnitt des Emitters, wobei letzterer etwa dem Quadrat der Lichtwellenlänge entspricht. Solche räumlich stark eingegrenzten Lichtmoden verhalten sich jedoch grundsätzlich anders, als man es von paraxialen Lichtfeldern gewohnt ist, die zum Beispiel bei kollimierten Laserstrahlen vorliegen. Insbesondere schwingt das elektromagnetische Feld im räumlich eingegrenzten Fall nicht nur transversal zu seiner Ausbreitungsrichtung, sondern besitzt auch eine longitudinale Polarisationkomponente.



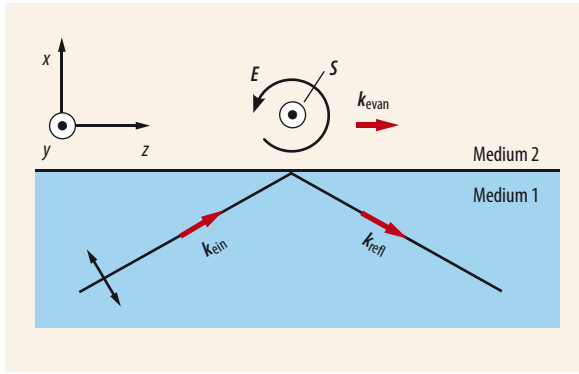
Mit speziellen optischen Wellenleitern gelang es kürzlich, die gerichtete Abstrahlung von Licht zu beobachten.

Dies war als Konsequenz der Maxwell-Gleichungen schon seit langem bekannt. Allerdings zeigte sich erst kürzlich, dass die Existenz einer longitudinalen Polarisationkomponente die Wechselwirkung des Lichts mit den Emittoren fundamental beeinflusst: Überraschenderweise kann in diesem Fall die Stärke der Wechselwirkung von der Propagationsrichtung des Lichts abhängen. Die Berücksichtigung dieser richtungsabhängigen oder chiralen Wechselwirkung in der Quantenoptik erfordert eine Erweiterung der Theorie und hat zu dem neuen Forschungsgebiet der chiralen Quantenoptik geführt [1]. Im Folgenden sollen deren Grundzüge und -ideen vorgestellt und die qualitativen Änderungen in der Licht-Emitter-Wechselwirkung an einfachen Beispielen verdeutlicht werden.

## KOMPAKT

- Licht in photonischen Nanostrukturen weist eine Polarisationkomponente entlang der Ausbreitungsrichtung auf.
- Dadurch sind Spin und Ausbreitungsrichtung des Lichts gekoppelt, und die Wechselwirkung mit Materie wird chiral, d. h. richtungsabhängig.
- Beispielsweise kann ein chiral gekoppelter Emitter Photonen nur in eine Richtung emittieren bzw. nur aus einer Richtung kommend absorbieren.
- Anwendungen finden sich z. B. in der Quantenkommunikation und -informationsverarbeitung.

Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel, Dr. Philipp Schneeweiss und Dr. Jürgen Volz, Forschungsbereich Angewandte Quantenphysik, TU Wien – Atominstytut, Stadionallee 2, 1020 Wien, Österreich



**Abb. 1** Eine in der  $x$ - $z$ -Ebene linear polarisierte ebene Lichtwelle in Medium 1 (Wellenvektor  $\mathbf{k}_{\text{ein}}$ ) trifft auf eine dielektrische Grenzfläche und wird totalreflektiert ( $\mathbf{k}_{\text{refl}}$ ). Dabei bildet sich in Medium 2 ein evaneszentes Feld aus, das exponentiell mit dem Abstand zur Grenzschicht abfällt und entlang der Grenzfläche propagiert ( $\mathbf{k}_{\text{evan}}$ ). Sein elektrischer Feldvektor  $\mathbf{E}$  beschreibt eine kreisförmige Trajektorie in der  $x$ - $z$ -Ebene, und der zugehörige Spin  $\mathbf{S}$  des Lichts zeigt in  $+y$ -Richtung.

Ebene elektromagnetische Wellen sind in isotropen Medien transversal polarisiert: Das elektrische Feld  $\mathbf{E}$  schwingt immer senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und steht somit senkrecht auf dem Wellenvektor  $\mathbf{k}$ . Anders verhält es sich für elektromagnetische Wellen, die transversal zu ihrer Ausbreitungsrichtung auf einen kleinen Raumbereich eingegrenzt sind. In diesem Fall kann auch eine longitudinale Polarisationskomponente auftreten, d. h. das elektrische Feld besitzt eine Schwingungskomponente entlang der Ausbreitungsrichtung.

### Licht mit transversalem Spin

Um den physikalischen Ursprung dieser longitudinalen Polarisationskomponente zu verstehen, nehmen wir an, dass sich die Welle in  $+z$ -Richtung ausbreitet. Dann ist  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \Re \{ \mathcal{E}(\mathbf{r}) \exp[i(kz - \omega t)] \}$  ihr elektrisches Feld mit der komplexen Vektoramplitude  $\mathcal{E}(\mathbf{r}) = (\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y, \mathcal{E}_z)$ , der Wellenzahl  $k = |\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ , der Wellenlänge  $\lambda$  und der Realteilbildung  $\Re \{ \dots \}$ . Im ladungsfreien Raum muss gemäß des Gaußschen Satzes die Divergenz des elektrischen Feldes verschwinden:  $\nabla \cdot \mathbf{E} = \partial_x \mathcal{E}_x + \partial_y \mathcal{E}_y + \partial_z \mathcal{E}_z = 0$ . Unter der Annahme, dass sich  $\mathcal{E}(\mathbf{r})$  entlang der Ausbreitungsrichtung des Lichts nicht zu schnell ändert, gilt dann:

$$\mathcal{E}_z = -\frac{i}{k} (\partial_x \mathcal{E}_x + \partial_y \mathcal{E}_y). \tag{1}$$

Die longitudinale Feldkomponente  $\mathcal{E}_z$  ist also proportional zur Divergenz  $\nabla_{\perp} \cdot \mathcal{E}_{\perp} = \partial_x \mathcal{E}_x + \partial_y \mathcal{E}_y$  der transversalen Feldkomponente  $\mathcal{E}_{\perp} = (\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y)$ . Laut Gl. (1) können folglich  $\mathcal{E}_z$  und der Betrag von  $\mathcal{E}_{\perp}$  vergleichbar groß werden, falls sich  $\mathcal{E}_{\perp}$  in transversaler Richtung auf einer Längenskala von  $1/k = \lambda/(2\pi)$  signifikant ändert. Im sichtbaren Spektralbereich muss hierfür allerdings die Intensität in transversaler Richtung auf einer Längenskala von nur 100 nm stark variieren.

Als weitere Konsequenz führt der komplexe Vorfaktor  $-i$  in Gl. (1) dazu, dass  $\mathcal{E}_z$  und  $\mathcal{E}_{\perp}$  um  $90^\circ$  phasenver-

schoben zueinander schwingen und ihre Superposition somit elliptischer Polarisierung entspricht. Dabei liegt die Ellipse, die der elektrische Feldvektor überstreicht, in einer Ebene, welche die Ausbreitungsrichtung beinhaltet. Der Eigendrehimpuls bzw. Spin des Lichts steht senkrecht auf dieser Ellipse und somit auch senkrecht zur Ausbreitungsrichtung – man spricht von transversalem Spin [2, 3]. Bei ebenen oder paraxialen Lichtfeldern sind dagegen Spin und Ausbreitungsrichtung immer parallel oder antiparallel ausgerichtet. Ein transversaler Spin kann beispielsweise bei einem evaneszenten Feld auftreten, das bei Totalreflexion an einem optisch dünneren Medium entsteht (Abb. 1). Durch den starken transversalen Intensitätsgradienten ist dabei der Betrag der longitudinalen Feldkomponente  $\mathcal{E}_z$  etwa gleich groß wie die transversale Feldkomponente  $\mathcal{E}_x$ . Das evaneszente Feld ist nahezu perfekt zirkular polarisiert.

Wenn man die Bewegungsrichtung des Lichts umkehrt, so ändert sich der komplexe Vorfaktor in Gl. (1) von  $-i$  zu  $+i$ . Folglich muss auch der Rotationssinn des elektrischen Feldes und damit der transversale Spin sein Vorzeichen wechseln. Diese inhärente Kopplung zwischen Spin und Ausbreitungsrichtung des Lichts ist entscheidend für alles nun Folgende. Sie tritt in vielen physikalischen Situationen auf und ist immer dann wichtig, wenn eine signifikante longitudinale Feldkomponente vorliegt, d. h. wenn die Intensität in transversaler Richtung auf Längenskalen von der Größenordnung  $\lambda/(2\pi)$  variiert. Daher zeigt sich dieser Effekt insbesondere in evaneszenten Feldern und nanophotonischen Strukturen: Dort liegen extreme transversale Intensitätsgradienten vor. Aber der Spin des Lichts koppelt in verschiedenen Systemen mit dessen Propagationsrichtung (Abb. 2). Wichtige Vertreter dieser Systeme sind Flüstergaleriemoden-Resonatoren, also zylindersymmetrische dielektrische Strukturen, die Licht durch Totalreflexion entlang ihres Umfangs speichern. Weiterhin tritt dieses Phänomen in dielektrischen Wellenleitern auf, die Licht durch Totalreflexion führen, sowie in Wellenleitern, die auf photonischen Kristallen basieren, also auf der Wellenlängenskala periodischen dielektrischen Strukturen. Auch plasmonische Systeme und frei propagierende, stark fokussierte Lichtstrahlen zeigen eine Spin-Richtungs-Kopplung.

### Gerichtete Wechselwirkung

Große Teile der klassischen und der Quantenoptik beruhen auf den elementaren Prozessen Emission, Absorption und Streuung von Licht durch Emittoren. Dabei werden die Emittoren vielfach als elektrische Dipole beschrieben, deren Wechselwirkung mit Licht insbesondere vom Spin des Lichts beeinflusst wird. Zum Beispiel bestimmt der Spin in Kombination mit den Dipol-Auswahlregeln, welche elektronischen Übergänge zwischen atomaren oder molekularen Zuständen erlaubt sind. Folglich führt der transversale Spin aufgrund seiner Kopplung an die Ausbreitungsrichtung

des Lichts zu einer Richtungsabhängigkeit der Licht-Emitter-Wechselwirkung, die der Hamilton-Operator

$$\hat{H} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_\nu \quad (2)$$

beschreibt [4]. Dabei ist  $\hat{\mathbf{d}}$  der elektrische Dipol-Operator und  $\mathbf{E}_\nu$  das elektrische Feld der Mode  $\nu$  am Ort des Emitters. Hängt  $\mathbf{E}_\nu$  durch einen transversalen Spin von der Ausbreitungsrichtung des Lichts ab, ist  $\hat{H}$  implizit richtungsabhängig. Man spricht von chiraler Licht-Materie-Wechselwirkung – dem zentralen Mechanismus der chiralen Quantenoptik.

Die Richtungsabhängigkeit der Licht-Emitter-Wechselwirkung beeinflusst zum Beispiel die spontane Emission eines Emitters in zwei entgegengesetzt propagierende optische Moden, die im Folgenden mit den Indices  $\nu = +$  und  $\nu = -$  gekennzeichnet sind. Unter Verwendung des obigen Hamilton-Operators resultieren die Emissionsraten

$$\gamma_+ \propto |\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_+|^2 \text{ und } \gamma_- \propto |\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_-|^2. \quad (3)$$

Hierbei bezeichnet  $\mathbf{d}$  das Dipol-Matrixelement des optischen Übergangs. Besitzen die Lichtfelder einen transversalen Spin, unterscheidet sich die Polarisation der gegenläufigen Moden aufgrund der Spin-Richtungs-Kopplung, d. h.  $\mathbf{E}_+ \neq \mathbf{E}_-$ . Folglich gilt im Allgemeinen  $\gamma_+ \neq \gamma_-$ , und der Emitter kann in eine Richtung mehr Licht abstrahlen als in die Gegenrichtung. Aufgrund des transversalen Spins kann also die Symmetrie der Emission in entgegengesetzte Richtungen gebrochen sein.

Besonders deutlich zeigen sich die Konsequenzen von transversalem Spin auf die Licht-Emitter-Wechselwirkung am Beispiel zweier gegenläufiger Moden, die am Ort des Emitters perfekt zirkular polarisiert sind. Ist das Feld der Mode, die in  $+z$ -Richtung propagiert, rechtszirkular bezüglich der  $y$ -Achse polarisiert (Abb. 1), so ist das Feld der Mode, die in  $-z$ -Richtung propagiert, linkszirkular polarisiert. Falls der Dipol des Emitters dann rechtszirkular polarisiert ist, hat sein abgestrahltes Licht maximalen Polarisationsüberlapp mit  $\mathbf{E}_+$  und keinen Überlapp mit  $\mathbf{E}_-$ . In diesem Fall wird  $\gamma_+$  maximal, während  $\gamma_-$  verschwindet. Der Emitter strahlt also Licht mit der Rate  $\gamma_+ \propto |\mathbf{d}|^2 |\mathbf{E}_+|^2$  in die  $+z$ -Richtung ab und keinerlei Licht in die gegenläufige Mode:  $\gamma_- = 0$ .

In den letzten Jahren gab es eine Reihe von Experimenten zur direktionalen Anregung von geführten

Lichtmoden [1]. Dabei kamen diverse optische Emitter und verschiedene photonische Strukturen zum Einsatz (Abb. 2). Die gerichtete Emission von Licht im Fall von chiraler Kopplung trat dabei sowohl für die Wechselwirkung von klassischen Dipol-Emittlern mit einem klassischen Feld auf als auch für Quantenemitter, die mit einem quantisierten Feld Photonen austauschten. Beispielsweise zeigten Experimente mit einem Gold-Nanoteilchen, welches Licht in eine ultradünne Glasfaser streut [5], dass ein Emitter, der rechtszirkular polarisiertes Licht abstrahlt und oberhalb eines Wellenleiters positioniert ist, hauptsächlich die nach rechts propagierende Wellenleitermode anregt (Abb. 3).

### Effiziente Kopplung

Einzelne Quantenemitter, die effizient an einen Wellenleiter gekoppelt sind, kommen der experimentellen Realisierung eines so genannten eindimensionalen Atoms (1d) nahe. Das 1d-Atom ist das einfachste Modell der Licht-Emitter-Wechselwirkung, weil nur ein einziger optischer Übergang im Quantenemitter betrachtet wird, der nur an ein einzelnes Paar von gegenläufigen Feldmoden koppelt. Über die Grundlagenforschung hinaus sind 1d-Atome für die Quantenkommunikation und -informationsverarbeitung wichtig, wo Quantenemitter als Quelle und Speicher für einzelne in Wellenleitern geführte Photonen dienen können.

Die Kopplungseffizienz des Emitters an den Wellenleiter beschreibt als entscheidende Maßzahl die Wechselwirkung eines einzelnen Quantenemitters mit einer Wellenleitermode. Der so genannte  $\beta$ -Faktor quantifiziert diese Kopplungseffizienz, indem er die Emissionsraten in die gegenläufigen Wellenleitermoden  $\gamma_\pm$  mit der Gesamtemissionsrate vergleicht:

$$\beta_\pm = \frac{\gamma_\pm}{\gamma_+ + \gamma_- + \Gamma}. \quad (4)$$

Die Rate  $\Gamma$  umfasst dabei sowohl die Emission in den freien Raum als auch nichtstrahlende Zerfälle des Emitters (Abb. 4). Die gesamte Kopplungseffizienz des Emitters an den Wellenleiter ist durch die Summe  $\beta = \beta_+ + \beta_-$  gegeben. Im Grenzfall perfekt chiraler Kopplung gilt z. B.  $\beta = \beta_+$  und  $\beta_- = 0$ , d. h. der Emitter koppelt nur noch an eine der zwei gegenläufigen Wellenleitermoden.

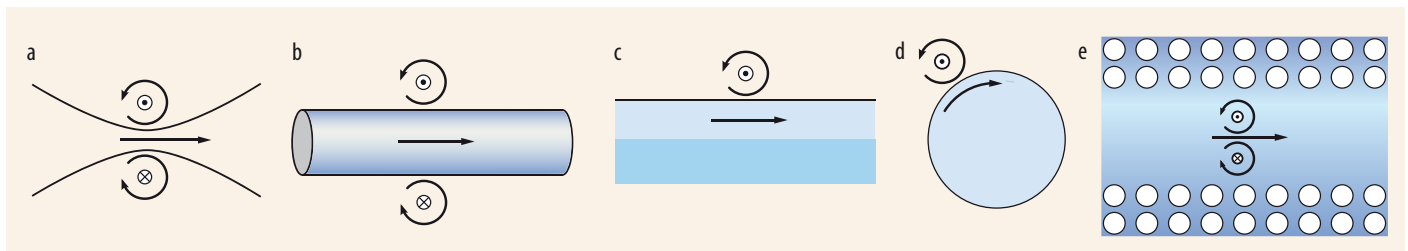
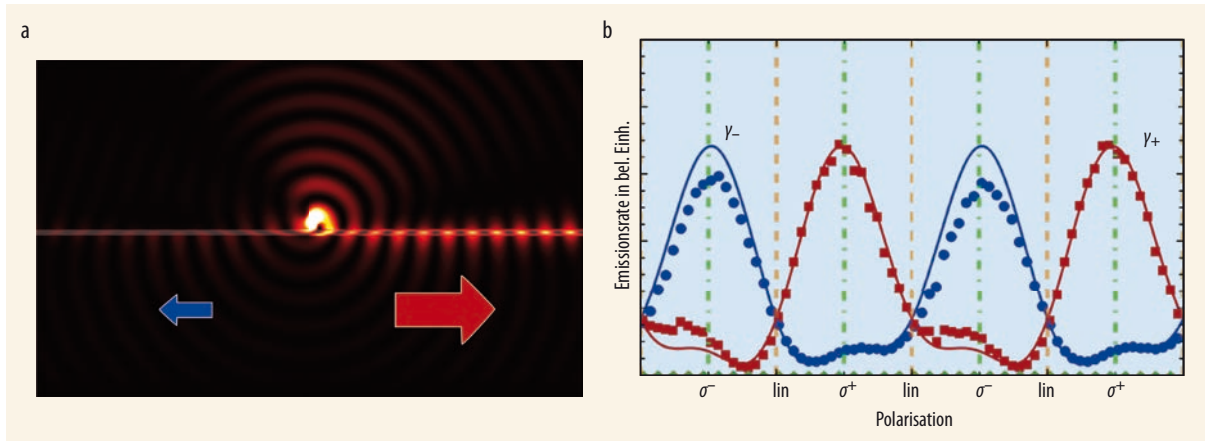


Abb. 2 Ein transversaler Spin von Licht und damit eine Spin-Richtungs-Kopplung treten unter anderem auf für stark fokussierte Lichtstrahlen in der Nähe des Fokus jenseits der optischen

Achse (a), ultradünne optische Fasern mit sub-Wellenlängen-Durchmesser (b), dielektrische oder plasmonische Oberflächen-Wellenleiter (c), Flüstergaleriemoden-Resonatoren (d) sowie für

Wellenleiter basierend auf photonischen Kristallen (e). Mit der Ausbreitungsrichtung des Lichts (gerade Pfeile) ändert auch die lokale Polarisation ihren Drehsinn (kreisförmige Pfeile).



**Abb. 3** Ein zweidimensionaler Schnitt durch die berechnete Energiedichte des Feldes eines Dipolstrahlers zeigt, dass die Emission fast ausschließlich nach rechts in den Wellenleiter (roter Pfeil) erfolgt (a). Nur ein kleiner Anteil wird nach links in den Wellenleiter abgestrahlt (blauer Pfeil) und ein weiterer Teil in den

freien Raum. Der Dipol ist in der Schnittebene zirkular polarisiert und an das evaneszente Feld eines dielektrischen Wellenleiters gekoppelt, der in der Schnittebene verläuft. Auch die gerichteten Emissionsraten  $\gamma_+$  und  $\gamma_-$  eines Gold-Nanoteilchens oberhalb einer ultradünnen Glasfaser variieren als Funk-

tion der Polarisation des abgestrahlten Lichts (b). Die Messwerte (Symbole) passen gut zur Theorie (Linie) der Emissionsrate in eine vorgegebene Richtung (rot = positiv, blau = negativ). Für rechts- ( $\sigma^+$ ) und linkszirkulare ( $\sigma^-$ ) Polarisation ist die Emission stark gerichtet. Bei linearer Polarisation (lin) sind die Raten gleich.

Anhand der Kopplungseffizienz lassen sich physikalische Systeme in zwei Klassen einteilen. Für  $\beta \ll 1$  ist der Emittor schwach an die Wellenleitermoden gekoppelt, und die Emission in den freien Raum dominiert. Davon unbenommen kann die Emission in den Wellenleiter immer noch perfekt chiral sein. Für  $\beta \geq 1/2$  überwiegt dagegen die Emission in die Wellenleitermoden. Im Grenzfall  $\beta = 1$  strahlt der Emittor ausschließlich in den Wellenleiter ab. Dazu bedarf es einer hohen Kopplungseffizienz an den Wellenleiter. Gleichzeitig gilt es, die Emission in den freien Raum zu unterdrücken. Dies gelingt beispielsweise, wenn sich der Emittor in einem Wellenleiter befindet, der das Licht durch einen photonischen Kristall stark räumlich einschränkt und quasi-resonant überhöht (Abb. 2e). Dabei kann man die photonische Struktur geometrisch so gestalten, dass die Punkte hoher Kopplungsstärke mit den Positionen maximaler Spin-Richtungs-Kopplung zusammenfallen [6]. Ein alternativer Ansatz besteht darin, den Emittor mittels eines geeigneten optischen Resonators an den Wellenleiter zu koppeln, der die Felder überhöht und so die Kopplungseffizienz steigert (Abb. 2d). Um dabei chirale Kopplung zu erreichen, muss jedoch das Lichtfeld im Resonator selbst transversalen Spin aufweisen. Das ist zum Beispiel in Flüstergaleriemoden-Resonatoren der Fall [7].

### Überraschende Eigenschaften

Die Kopplungseffizienz bestimmt vollständig die elementaren Prozesse der Reflexion, Transmission, Absorption und der kollektiven Emission von resonantem Licht durch Wellenleiter-gekoppelte Emittor. Bei der Berechnung hilft ein einfacher Input-Output-Formalismus, wobei theoretische Vorhersagen bisher immer auf der Annahme beruhten, dass Emittor und Moden unabhängig von der Propagationsrichtung ge-

koppelt sind. Ein erweitertes theoretisches Modell, das eine mögliche chirale Kopplung zwischen Emittor und Moden einbezieht, lässt daher qualitativ neue Effekte erwarten. Berechnet man zum Beispiel die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten  $r_{\pm}$  und  $t_{\pm}$  für die Feldamplituden unter Berücksichtigung von richtungsabhängigen  $\beta$ -Faktoren, so folgt

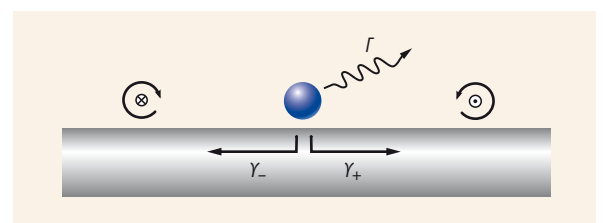
$$r_+ = r_- = -2\sqrt{\beta_+\beta_-}, \tag{5}$$

$$t_+ = 1 - 2\beta_+ \text{ und} \tag{6}$$

$$t_- = 1 - 2\beta_- . \tag{7}$$

Während die Reflexion sowohl im symmetrischen Fall als auch für chirale Kopplung richtungsunabhängig ist, hängt die Transmission im chiralen Fall von der Propagationsrichtung ab. Im Folgenden betrachten wir die Konsequenzen dieser Vorhersage für bestimmte Werte der  $\beta$ -Faktoren.

Unter der Annahme, dass der Emittor perfekt und symmetrisch an den Wellenleiter gekoppelt ist ( $\beta = 1$  und  $\beta_+ = \beta_- = 1/2$ ), wirkt der Emittor wie ein perfekter



**Abb. 4** Bei der Kopplung eines Emittors an einen Wellenleiter ist die Stärke der Anregung der Wellenleitermode, die in +z-Richtung (-z-Richtung) propagiert, durch die Rate  $\gamma_+$  ( $\gamma_-$ ) gegeben. Die Rate  $\Gamma$  beschreibt die Emission in den freien Raum und eventuelle nichtstrahlende Zerfälle. Bei chiraler Licht-Materie-Wechselwirkung gilt  $\gamma_+ \neq \gamma_-$ , wobei im Extremfall eine der beiden Moden überhaupt nicht angeregt wird.



Spiegel und reflektiert unabhängig von der Propagationsrichtung sämtliches Licht:  $|r_+|^2 = |r_-|^2 = 1$  und  $|t_+|^2 = |t_-|^2 = 0$  (Abb. 5a, links). Liegt dagegen perfekt chirale Kopplung vor ( $\beta_+ = 1$  und  $\beta_- = 0$  oder  $\beta_- = 1$  und  $\beta_+ = 0$ ), ist der Emitter vollständig transparent:  $|t_+|^2 = |t_-|^2 = 1$  und  $|r_+|^2 = |r_-|^2 = 0$  (Abb. 5a, rechts). Das heißt jedoch nicht, dass der Emitter das Licht unbeeinflusst lässt. Vielmehr prägt er dem Feld eine richtungsabhängige Phase auf. Für den Fall  $\beta_+ = 1$  und  $\beta_- = 0$  beträgt diese gerade  $\pi$  für ein in  $+z$ -Richtung propagierendes Feld ( $t_+ = -1$ ) und null für ein in  $-z$ -Richtung propagierendes Feld ( $t_- = +1$ ). Vom Spiegel zum transparenten richtungsabhängigen Phasenschieber – das Verhalten könnte sich zwischen einem symmetrisch und chiral gekoppelten Emitter kaum stärker unterscheiden.

Ist der Emitter nicht perfekt an den Wellenleiter gekoppelt ( $\beta < 1$ ), so wird neben der Reflexion und Transmission auch ein Teil des Lichts aus dem Wellenleiter in den freien Raum gestreut. Der Anteil der aus der Wellenleitermode herausgestreuten (absorbierten) Leistung beträgt

$$A_{\pm} = 1 - |t_{\pm}|^2 - |r_{\pm}|^2. \quad (8)$$

Mit den Gln. (5) bis (7) folgt daraus, dass im Falle symmetrischer Kopplung die Absorption nicht von der Richtung abhängt ( $A_+ = A_-$ ) und nie größer als  $\frac{1}{2}$  wird. Diesen Maximalwert erreicht sie für  $\beta = \frac{1}{2}$ . Bei einem Streuprozess an einem symmetrisch gekoppelten Emitter verbleibt also immer mindestens die Hälfte der Photonen im Wellenleiter, wobei diese teils vom Emitter transmittiert und teils reflektiert werden (Abb. 5b, links). Für perfekt chirale Kopplung werden im Fall von  $\beta_+ = \frac{1}{2}$  und  $\beta_- = 0$  Photonen, die in  $+z$ -Richtung propagieren, vollständig absorbiert ( $A_+ = 1$ ), während der Emitter für Photonen, die in  $-z$ -Richtung propagieren, vollständig transparent ist und keine Absorption auftritt ( $A_- = 0$ ). Mit Hilfe eines chiral gekoppelten Quantenemitters lässt sich somit ein perfekter Absorber für propagierende Photonen realisieren (Abb. 5b, rechts).

### Kollektiver Zerfall

Schließlich hat eine chirale Kopplung auch entscheidenden Einfluss auf die spontane Emission eines Ensembles von Emitttern, welche an dasselbe Paar von gegenläufigen Moden des Strahlungsfeldes koppeln. Die Abstrahlung einer einzelnen kollektiven elektronischen Anregung eines solchen Ensembles kann stark von der Zerfallsrate eines unabhängigen Emitters abweichen. Dieser Effekt ist in der Quantenoptik als Sub- bzw. Superradianz bekannt – je nachdem, ob die kollektive Rate kleiner oder größer als die eines einzelnen Emitters ist [8]. Um die Auswirkungen einer chiralen Kopplung auf dieses Phänomen zu verstehen, betrachten wir eine vereinfachte Situation, in der nur zwei Emittter an dasselbe Paar von gegenläufigen Wellenleitermoden koppeln [9]. Ist die Kopplung symmetrisch, so gilt

$\beta_+ = \beta_-$  für beide Emittter. Dann existiert ein subradianter Zustand, für den sich genau eine elektronische Anregung auf die Emittter verteilt. Dabei interferieren die Emissionsamplituden destruktiv, und der Zerfall des Zustands durch Emission in den Wellenleiter ist vollständig unterdrückt (Abb. 6a). Bei perfekter chiraler Kopplung (z. B.  $\beta_+ = 1$  und  $\beta_- = 0$  für beide Emittter) kann ein solcher subradianter Zustand nicht existieren: Befinden sich die Emittter an den Positionen  $z_1$  und  $z_2 > z_1$ , so strahlt Emitter 1 an Position  $z_1$  Licht in Richtung von Emitter 2 ab. Dieser reflektiert das Licht jedoch nicht (Abb. 6b). Durch die fehlende Rückkopplung „weiß“ Emitter 1 nichts von der Anwesenheit des zweiten Emitters und zerfällt daher stets mit der gleichen Rate wie ein einzelner, unabhängiger Emitter.

### Anwendungen und Perspektiven

Nanophotonische Schnittstellen zwischen Licht und Quantenemittern ermöglichen gewissermaßen naturgegeben eine chirale Kopplung und bieten sich damit beispielsweise für die optische (Quanten-)Informationsverarbeitung mit Hilfe photonischer Schaltkreise an. Wie ihre elektronischen Gegenstücke benötigen auch integrierte optische Chips zum Steuern und Verarbeiten von Signalen so genannte nichtreziproke Elemente. Deren optische Eigenschaften wie Signalabschwächung und Phasenschub hängen von der Laufrichtung der Signale ab. Basierend auf magneto-optischen Materialien sind nichtreziproke optische Komponenten wie optische Dioden und Zirkulatoren grundsätzlich kommerziell verfügbar. In ihnen bricht z. B. mittels des Faraday-Effekts ein extern angelegtes Magnetfeld die Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie der Transmissionseigenschaften [10]. Es ist jedoch schwer bis unmöglich, diese Komponenten zu miniaturisieren, weil unter anderem die magneto-optischen Koeffizienten von hinreichend transparenten Materialien zu

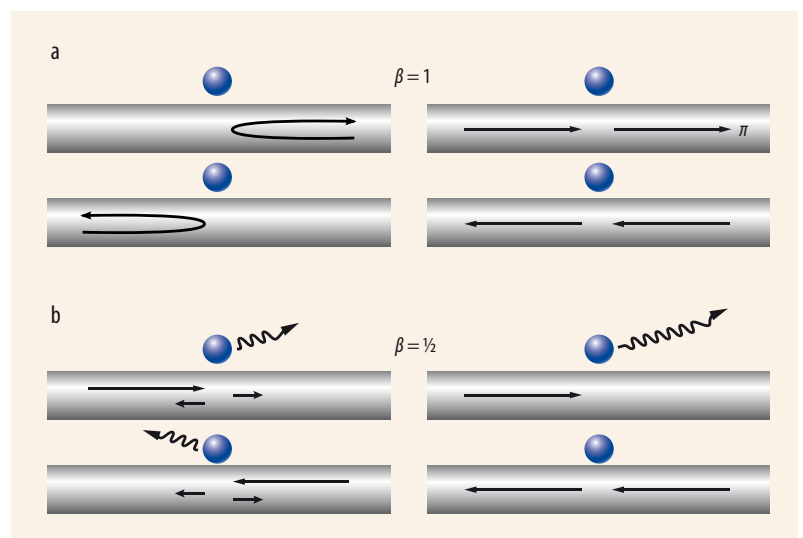
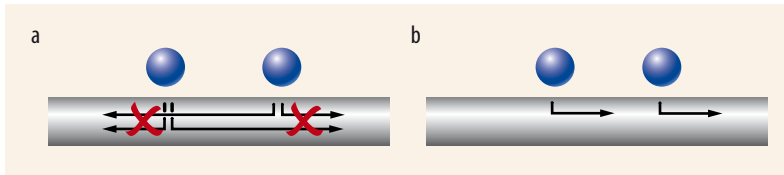


Abb. 5 Wellenleiter-geführtes Licht verhält sich bei symmetrisch (links) und chiral gekoppelten Emitttern (rechts) unterschiedlich: Reflexion, Transmission und Absorption hängen davon ab, ob perfekte (a) oder kritische Kopplung (b) vorliegt. Eine ausführliche Erläuterung der Effekte findet sich im Text.



**Abb. 6** Sind zwei Emittoren symmetrisch an einen Wellenleiter gekoppelt, existiert ein kollektiv angeregter Zustand, der nicht durch Emission in den Wellenleiter zerfallen kann (a). Bei chiral gekoppelten Emittoren ist die Emission nie vollständig unterdrückt (b). Eine ausführliche Erläuterung der Effekte findet sich im Text.

klein sind, um auf kurzen Wechselwirkungsstrecken den gewünschten richtungsabhängigen Phasenschub zu erreichen.

Hier bietet die chirale Quantenoptik eine interessante Alternative, weil ein einzelner Quantenemitter, der perfekt chiral mit  $\beta = \frac{1}{2}$  an einen Wellenleiter gekoppelt ist, Licht nur in einer Richtung passieren lässt (Abb. 5b, rechts). Auf diesem Effekt basiert die erste integrierte optische Diode, die durch ein einzelnes chiral gekoppeltes Rubidiumatom gesteuert wird [11]. Ein ähnlicher experimenteller Aufbau liegt einem quantenoptischen Zirkulator zugrunde, der den Fluss von Photonen am Kreuzungspunkt zweier Glasfasern wie einen Kreisverkehr regelt [12]. Auch hier kontrolliert ein einzelnes Rubidiumatom die Lichtwege und sorgt für einen richtungsabhängigen Phasenschub (Abb. 5a, rechts).

Über ihre Relevanz für die klassische Signalverarbeitung hinaus sind integrierte nichtreziproke optische Komponenten, die auf der chiralen Quantenoptik beruhen, auch für die Quantenkommunikation und Quanteninformationsverarbeitung sehr attraktiv. Ein einzelner Quantenemitter kann als Quelle und auch als Speicher für einzelne Photonen dienen, die sich als Träger von Quanteninformation – so genannte Qubits – einsetzen lassen. Durch Verknüpfung mehrerer solcher Quantenemitter in einem optischen Netzwerk bietet die chirale Kopplung eine technisch einfache und elegante Lösung, um die Richtung zu steuern, in welche die Quanteninformation gesendet wird [13]. Außerdem lässt sich ein einzelner Quantenemitter leicht in einer Quanten-Superposition von internen Zuständen präparieren. Derzeit wird daran gearbeitet, durch geeignete Wahl dieser internen Zustände nicht-reziproke optische Komponenten in einer Quanten-Superposition verschiedener funktionaler Zustände zu präparieren, die dann echte Quantenoperationen erlauben. Ein Ziel ist es hierbei, Licht in „Schrödinger-Katzen“-ähnlichen Zuständen zu erzeugen, um damit beispielsweise die Präzision von Interferometern zu erhöhen. Dabei gilt es, die empfindliche Quanten-Superposition vor Dekohärenz zu schützen.

Schließlich können die Quantenemitter eines Ensembles, die perfekt chiral an denselben Wellenleiter gekoppelt sind, über den Wellenleiter Photonen austauschen. Dieser Austausch erfolgt jedoch nur in einer Richtung (Abb. 6b). Die resultierende chirale Emitter-Emitter-Wechselwirkung ist sehr außergewöhnlich im Vergleich zur bekannten Dipol-Dipol-Wechselwirkung

zwischen zwei Emittoren, die symmetrisch in beide Richtungen wirkt. Auch für diesen Fall sind überraschende Phänomene zu erwarten. So lässt sich zum Beispiel theoretisch zeigen, dass die Streuung von resonantem Licht die Emittoren in einen Zustand versetzt, in dem sie paarweise quantenmechanisch miteinander verschränkt und von allen anderen Emitter-Paaren entkoppelt sind [14]. Solche hochverschränkten Zustände könnten zukünftig in der Quantenkommunikation zum Einsatz kommen.

Diese Beispiele verdeutlichen, dass die Erweiterung der Quantenoptik um eine chirale Licht-Emitter-Wechselwirkung zahlreiche neuartige Prozesse zugänglich macht. Daher ist davon auszugehen, dass die chirale Quantenoptik in den kommenden Jahren weitere spannende Effekte und Anwendungen offenbart. So gesehen kann in der Physik Einseitigkeit also auch eine Bereicherung sein.

### Literatur

- [1] P. Lodahl et al., *Nature* **541**, 473 (2017)
- [2] K. Y. Bliokh und F. Nori, *Phys. Rep.* **592**, 1 (2015)
- [3] A. Aiello et al., *Nat. Photon.* **9**, 789 (2015)
- [4] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg, *Photons and Atoms: Introduction to Quantum Electrodynamics*, Wiley-VCH, Weinheim (1997)
- [5] J. Petersen, J. Volz und A. Rauschenbeutel, *Science* **346**, 67 (2014)
- [6] I. Söllner et al., *Nat. Nanotech.* **10**, 775 (2015)
- [7] C. Junge et al., *Phys. Rev. Lett.* **110**, 213604 (2013)
- [8] M. Gross und S. Haroche, *Phys. Rep.* **93**, 301 (1982)
- [9] Fam Le Kien und A. Rauschenbeutel, *Phys. Rev. A* **95**, 023838 (2017)
- [10] D. Jalas et al., *Nat. Photon.* **7**, 579 (2013)
- [11] C. Sayrin et al., *Phys. Rev. X* **5**, 041036 (2015)
- [12] M. Scheucher et al., *Science* **354**, 1577 (2016)
- [13] I. Shomroni et al., *Science* **345**, 903 (2014)
- [14] K. Stannigel, P. Rabl und P. Zoller, *New J. Phys.* **14**, 063014 (2012)

### DIE AUTOREN

**Arno Rauschenbeutel** (FV Quantenoptik und Photonik) promovierte an der ENS Paris und arbeitete als Postdoc an der U Bonn. Ab 2006 war er in Mainz Lichtenberg-Professor und wechselte 2010 an das Atominstitut der TU Wien. Dort leitet er den Fachbereich Angewandte Quantenphysik und ist seit 2016 Institutsvorstand. Seine Forschung verbindet Quantenoptik mit Nanophotonik.



**Philipp Schneeweiss** promovierte 2011 an der U Tübingen über die Kopplung von Bose-Einstein-Kondensaten und Kohlenstoff-Nanoröhren. Anschließend ging er an die TU Wien, wo er seitdem ein Experiment zu kalten Atomen koordiniert, die in optischen Nanofasern gefangen sind.



**Jürgen Volz** promovierte 2006 an der LMU München über die Erzeugung von Atom-Photon-Verschränkung. Nach einem Postdoc-Aufenthalt an der ENS Paris wechselte er 2011 an die TU Wien, wo er seitdem die Wechselwirkung von Atomen mit Flüstergaleriemoden-Resonatoren untersucht.

