

# Quantenoptik in Halbleitern

Die kontrollierte Manipulation der Quantenzustände von Licht und Materie verspricht neuartige Quanten-Bauelemente

Heinrich Stolz, Mackillo Kira und Stephan W. Koch

Nach den spektakulären Erfolgen der Quantenoptik mit kalten Atomgasen, wie der Bose-Einstein-Kondensation oder der Teleportation, versuchen Physiker weltweit, diese oder ähnlich faszinierende Phänomene auch in Halbleitern zu beobachten. Besonders vielversprechend sind hierbei niederdimensionale Strukturen wie Quantenfilme oder Quantenpunkte, an denen es bereits gelungen ist, einige nichtklassische Effekte zu beobachten.

Was ist Licht? Diese Frage schien nach jahrhundertelangen Debatten zwischen Verfechtern der Newtonschen Korpuskelvorstellung und den Vertretern einer Wellenhypothese endlich geklärt, als Hermann von Helmholtz 1888 vor der Berliner Akademie der Wissenschaften die Experimente von Heinrich Hertz zusammenfasste: „Licht ist eine elektromagnetische Welle“ [1]. Demzufolge sollte ein ideales Oszilloskop, das akkurat das elektrische Feld  $E(t)$  von monochromatischem Licht mit der optischen Frequenz  $\omega$  misst, nach dem Verständnis der klassischen Physik einen sinusförmigen Verlauf zeigen, wie wir es für Wellen im Radiofrequenz- und Mikrowellengebiet gewohnt sind (Abb. 1). Die letzten hundert Jahre haben jedoch gezeigt, dass dieses einfache Bild der Korrektur bedarf, um der quantenmechanischen Natur des Lichts Rechnung zu tragen. Geradezu einer griechischen Tragödie würdig ist, dass es ausgerechnet Heinrich Hertz war, der im Jahr zuvor auf ein physikalisches Phänomen gestoßen war, das als „Photoeffekt“ Albert Einstein im Jahr 1905 zur „Lichtquantenhypothese“ veranlasste [2]. Nach dieser Hypothese können elektromagnetische Wellen ihre Energie nur quantisiert in Portionen  $E = h\nu$  übertragen. Historisch gesehen war dieses „heuristische Prinzip“ ein erster Schritt im Hinblick auf eine Quantentheorie des Lichts, die beginnend mit Heitler seit den 1930er-Jahren entwickelt wurde und deren Vorhersagen die Quantenoptik mit vielen spektakulären Experimenten in jüngster Vergangenheit verifiziert hat. Im simplen Fall einer monochromatischen Welle mit Frequenz  $\omega$  werden demzufolge die Feldstärken  $E$  und  $B$  zu Operatoren, die gerade Impuls  $p$  und Ort  $q$  eines harmonischen Oszillators entsprechen (siehe z. B. [3]). Aufgrund dieser Analogie sind die Eigenzustände des Feldes Fock-Zustände  $|n\rangle$ . Die zu dem jeweiligen Fock-Zustand  $|n\rangle$  gehörigen Energien sind gerade  $\hbar\omega(n + 1/2)$ , wobei  $n$  eine ganze Zahl ist.



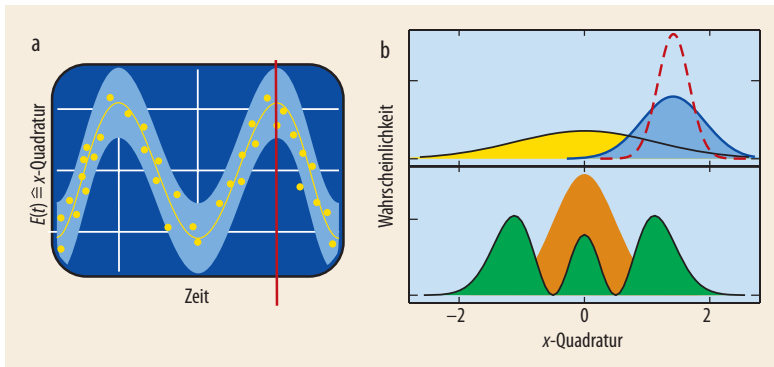
Mit diesem „Mikroskop“ lassen sich die Quanteninterferenzen von einzelnen Photonen untersuchen, die eine Halbleiter-Nanostruktur in zwei entgegengesetzte Richtungen emittiert.

Anstelle der komplementären Operatoren  $E$  und  $B$ , die über die Maxwell'schen Gleichungen gekoppelt sind, lassen sich als Variablen auch die sog. Lichtfeldquadraturen  $x = E(t)$  und  $y = E(t + \pi/2\omega)$  verwenden. Die Heisenbergsche Unschärferelation zwischen komplementären Größen bedeutet nun, dass sich die Lichtfeldquadraturen nicht gleichzeitig mit beliebiger Genauigkeit messen lassen. Stattdessen müssen die Unschärfen (Varianzen)  $\Delta x$  und  $\Delta y$  der  $x$ - und  $y$ -Quadraturen die Ungleichung  $\Delta x \Delta y \geq 1/4$  erfüllen. Damit treten für die elektrische Feldstärke  $E$  immer Fluktuationen auf, die einer quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(x)$  folgen. Eine der Konsequenzen ist, dass selbst die genauest möglichen optischen Experimente immer mit Unsicherheiten behaftet sind, die durch  $P(x)$  bestimmt werden (Abb. 1a). Für eine vollständige Beschreibung des Lichtfeldzustands sind

## KOMPAKT

- Im Gegensatz zur Quantenoptik mit verdünnten Atomgasen hat man es bei der Quantenoptik in Halbleitern in der Regel mit einem komplizierten Vielteilchensystem zu tun, das von der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern bestimmt wird.
- In niederdimensionalen Halbleiterstrukturen ist es zwar bereits gelungen, den semiklassischen Effekt der Rabi-Aufspaltung zwischen Exzitonen und Photonen zu beobachten, der Nachweis der rein quantenmechanischen Jaynes-Cummings-Aufspaltung steht aber noch aus.
- Insbesondere Quantenpunkte eignen sich zur Erzeugung verschränkter Photonenpaare, die essenziell sind für die Quanteninformationsverarbeitung.

Prof. Dr. Heinrich Stolz, Universität Rostock, Institut für Physik, AG Halbleiterphysik, Universitätsplatz 3, 18051 Rostock; Prof. Dr. Mackillo Kira, Prof. Dr. Stephan W. Koch, Universität Marburg, AG Theoretische Halbleiterphysik, Mainzer Gasse 33, 35032 Marburg



**Abb. 1** Ein Oszilloskop sollte nach der klassischen Vorstellung das elektrische Feld einer Lichtwelle als sinusförmige Kurve anzeigen (a). Aufgrund der quantenmechanischen Unschärfe folgen die möglichen Messwerte (Punkte) jedoch einer Verteilung  $P(x)$  mit endlicher Halbwertsbreite (hellblau). Das Feld ist vollständig bekannt, wenn  $P(x)$  nicht nur zu

einem Zeitpunkt (durch die rote Linie angedeutet), sondern über eine ganze Periode bekannt ist.  $P(x)$  unterscheidet sich charakteristisch für (b) ein thermisches Lichtfeld (gelb), ein kohärentes Feld (blau), ein gequetschtes Feld (rot gestrichelt) bzw. den Vakuum-Zustand  $|0\rangle$  (orange) sowie den zweiten angeregten Fock-Zustand  $|2\rangle$  (grün).

die Quadraturverteilungen über eine ganze Periode des Lichtfeldes notwendig. Daraus ergibt sich dann z. B. die Wigner-Funktion, die quantenmechanische Verallgemeinerung der klassischen Phasenraumdichte [3]. Im Experiment lässt sich  $P(x)$  durch ein Ensemble von  $x = E(t)$ -Messungen bestimmen. Genauer gesagt, liefert die Statistik, mit der die jeweiligen Messwerte  $x$  auftreten, gerade  $P(x)$ , sofern die Messung hinreichend häufig wiederholt wird.

In der Quantenoptik spielen neben gewöhnlichen thermischen Zuständen mit größeren Fluktuationen  $\Delta x > 1/2$  für jeden Messzeitpunkt (Abb. 1) insbesondere kohärente Zustände, gequetschte (squeezed) Zustände sowie Fock-Zustände eine wichtige Rolle (Abb. 1b): Kohärente Zustände zeichnen sich durch eine verschobene Gaußverteilung mit der Breite  $\Delta x = 1/2$  für jeden Messzeitpunkt aus, während bei einem gequetschten Zustand die Quadratur-Fluktuationen wenigstens für einen Messzeitpunkt unterhalb des Heisenbergschen Limits liegen. Auch Fock-Zustände weisen charakteristische Verteilungen auf. Kürzlich gelang es, die Verteilungsfunktion  $P(x)$  und daraus die Wigner-Funktion des Fock-Zustandes für  $n = 2$  experimentell zu bestimmen [4].

### Viele Teilchen verlangen System

Neben den statistischen Eigenschaften des elektromagnetischen Feldes zeigen sich wesentliche Implikationen der Quantenmechanik, sobald man die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie betrachtet. Hierbei muss man nicht nur das Licht, sondern auch die Materie quantenmechanisch behandeln, um ihre elektronischen Eigenzustände zu bestimmen. In Halbleitern sind dies Energiebänder, die die erlaubten Zustände der Kristallelektronen beschreiben. Bei optischen Übergängen zwischen den energetisch höchsten besetzten Zuständen, den Valenzbändern, und den energetisch tiefsten freien Zuständen, den Leitungs-

bändern, zeigt sich die quantenmechanische Natur der Wechselwirkung in den Auswahlregeln für optische Übergänge, in denen sich Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung widerspiegeln. Zum Beispiel ist Absorption nur dann möglich, wenn das Energiequantum  $\hbar\omega$  des Lichts etwa gleich groß ist wie die Bandlücke des Halbleiters. Die Konsequenz ist eine Schwellenenergie für Lichtabsorption, d. h. der Photoeffekt.

Neben diesen einfachen quantenmechanischen Gesetzmäßigkeiten gibt es noch eine Reihe weiterer nichtklassischer Effekte in der Wechselwirkung zwischen Licht und Halbleitersystemen. In diesem Artikel diskutieren wir einige Beispiele, die sich auf die diskrete Natur der Licht-Materie-Eigenzustände, das quantenmechanische Superpositionsprinzip oder die Heisenbergsche Unschärferelation zurückführen lassen (Infokasten „Nichtklassische Effekte“).

Es versteht sich fast von selbst, dass das relativ neue Feld der Halbleiter-Quantenoptik ganz wesentlich durch die spektakulären Ergebnisse und überragenden Erfolge der atomaren Quantenoptik getrieben wird. Wesentliche Effekte sind in diesem Zusammenhang sicherlich die Laserkühlung von Atomen, die Bose-Einstein-Kondensation von Atomgasen, die Teleportation, also die Übertragung eines Quantenzustands von z. B. einem Photon auf ein anderes, und vieles mehr. Um diese Phänomene zu erklären, reicht es oft aus, sich auf verdünnte und/oder schwach wechselwirkende Gase zu beschränken, die sich mit relativ einfachen Zwei- oder Wenig-Niveau-Modellen beschreiben lassen.

Im Gegensatz dazu hat man es in Halbleitern in der Regel mit elektronischen Vielteilchensystemen zu tun, die zumindest aus den Leitungsband-Elektronen und den Valenzband-Löchern (d. h. den fehlenden Elektronen, die in das Leitungsband angeregt wurden) bestehen. Aufgrund ihrer elektrischen Ladung unterliegen Elektronen und Löcher der Coulomb-Wechselwirkung, die sich in der Abstoßung zwischen Elektronen bzw. zwischen Löchern sowie der Anziehung zwischen Elektronen und Löchern äußert. Unter geeigneten Bedingungen dominiert die attraktive Wechselwirkung, sodass sich gebundene Elektron-Loch-Paare, die Exzitonen, bilden können. Exzitonen besitzen ein

### NICHTKLASSISCHE EFFEKTE

Wirklich quantenoptische Phänomene sind diejenigen, bei denen die semiklassische Näherung nicht ausreicht, um die Experimente zu erklären. Dies kann sich z. B. dadurch manifestieren, dass die beobachteten Effekte direkt von der Besetzungszahl der Moden des Lichtfeldes  $n$ , d. h. der Zahl der Photonen, abhängen. Im allgemeinen Fall drückt sich die Notwendigkeit einer quantenoptischen Beschreibung darin aus, dass die Erwartungswerte von Produkten aus Feldoperatoren und Materialoperatoren, wie beispielsweise im Halbleiter die Erzeugungoperatoren für Elektronen ( $a^\dagger$ ) bzw. Löcher ( $b^\dagger$ ), nicht faktorisieren, d. h.

$$\langle E^\dagger a^\dagger b^\dagger \rangle = E^* \cdot \langle a^\dagger b^\dagger \rangle + \Delta \langle E^\dagger a^\dagger b^\dagger \rangle.$$

Dabei gilt für den Korrelator  $\Delta \langle E^\dagger a^\dagger b^\dagger \rangle \neq 0$ . Mit diesen Kriterien lässt sich schnell die Spreu der semiklassischen Physik vom Weizen der echten Quantenoptik trennen.

wasserstoffartiges Energiespektrum, wobei allerdings die Bindungsenergie um Größenordnungen kleiner als im Wasserstoffatom ist. Dies liegt zum einen daran, dass die effektiven Elektronen- und Lochmassen in den meisten Halbleitern recht klein sind, und zum anderen daran, dass die Coulomb-Anziehung aufgrund der großen Dielektrizitätskonstante im Festkörper verglichen mit dem Vakuum stark abgeschirmt ist. Daher ist es selbst im exzitonischen Grenzfall, d. h. wenn der Anteil der freien Elektronen und Löcher sehr klein ist, in aller Regel nicht gerechtfertigt, das Halbleiter-Vielteilchensystem durch bosonische Quasiteilchen, also die Exzitonen, zu beschreiben, die nur schwach wechselwirken. Neben der Coulomb-Wechselwirkung sind speziell die fermionischen Austauscheffekte der Elektronen und Löcher relevant, da beide Konstituenten des Exzitons als Fermi-Teilchen dem Pauli-Prinzip unterliegen [5]. Aus diesen Gründen kann man nicht einfach die Ergebnisse der atomaren Quantenoptik unkritisch auf Halbleitersysteme übertragen. In fast allen Fällen müssen die elektronischen Wechselwirkungen der Quasiteilchen genauso systematisch mitberücksichtigt werden wie die quantisierte Licht-Materie-Kopplung.

Um die bisher recht allgemeine Diskussion etwas zu konkretisieren, stellen wir in den folgenden Abschnitten einige neuere Beispiele quantenoptischer Effekte in Halbleitern vor. Wir beginnen mit dem Grenzfall starker Licht-Materie-Kopplung, danach diskutieren wir Verschränkung in Quantenpunkten und in Quantenfilmen, und zum Schluss stellen wir noch das Konzept der quantenoptischen Spektroskopie vor, in der nichtklassische Lichtfelder zur Erzeugung ungewöhnlicher Halbleiter-Vielteilchenzustände verwendet werden sollen.

### Der Grenzfall starker Kopplung

Die Kopplung zwischen Licht und Materie wird besonders stark, wenn sich das Materialsystem in einem optischen Resonator hoher Güte befindet, da die Intensität des Lichtfeldes darin sehr hoch werden kann. Salopp gesagt, verweilt das Lichtfeld lange im Resonator, sodass es mit größerer Wahrscheinlichkeit zu einer Wechselwirkung mit der Materie kommt, bevor das Licht den Resonator wieder verlässt. Durch die gezielte Erhöhung der Kopplungsstärke lässt sich ein Regime erreichen, in dem die separaten Resonator- und Materieresonanzen ihre Bedeutung verlieren und zu gemeinsamen Eigenzuständen hybridisieren. Die resultierende Aufspaltung der vorher entarteten Zustände wird oft als Rabi-Aufspaltung bezeichnet. Hierbei handelt es sich allerdings um einen semiklassischen Effekt, der sich bereits im Rahmen der klassischen Elektrodynamik verstehen lässt [5]. Erst wenn die individuellen Lichtzustände unterschiedlich mit Materiezuständen koppeln, kommt man in das Regime neuer Quanteneffekte. Dann führen die verschiedenen Fock-Zustände, z. B.  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$ , zu unterschiedlichen Aufspaltungen, die als Jaynes-Cummings-Leiter

bekannt sind [6]. Hierbei spielen bei den höheren Leiterzuständen jeweils ganz bestimmte Mehrphotonenzustände eine entscheidende Rolle (Infokasten „Jaynes-Cummings-Modell“). Dementsprechend ist es auch notwendig, nichtlineare optische Experimente durchzuführen, um einen eindeutigen Nachweis der starken Kopplung zu führen. Etwas salopp kann man dieses Regime dadurch charakterisieren, dass hier die An- oder Abwesenheit eines einzelnen Photons den Zustand des Gesamtsystems maßgeblich ändert [7].

Für atomare Systeme gelang es in Pionierarbeiten, die echte starke Kopplung nachzuweisen [8]. Das Regime der starken Kopplung ist in vielerlei Hinsicht faszinierend, da es den direkten Zugang zu rein quantenmechanischen Phänomenen erlaubt. Zum Beispiel wird die normalerweise irreversible spontane Emission zu einem reversiblen Prozess, und Phänomene der Quantenverschränkung und andere Effekte im quantenklassischen Grenzbereich lassen sich beobachten.

In Halbleitern ist die Situation noch lange nicht so eindeutig wie im atomaren System. Ein erster Durchbruch gelang mit dem Nachweis der Normalmodenkopplung zwischen dem Exziton in Halbleiter-Quantenfilmen und der Eigenmode eines optischen Halbleiter-Resonators [9]. Allerdings handelt es sich hier um die Ankopplung der Resonatormode an einen kollektiven Zustand, nämlich eine Polarisationswelle im elektronischen Materialsystem, d. h. es wurde nicht die starke quantenmechanische Kopplung einzelner Licht- und Materiequanten beobachtet.

In einem nächsten Fortschritt gelang es, die Kopplung des energetisch tiefsten Eigenzustandes von Quantenpunkten an eine Resonatoreigenmode nachzuweisen [10, 11]. Quantenpunkte sind Halbleiterstrukturen, in denen die Elektronen- und Löcherzustände

#### DAS JAYNES-CUMMINGS-MODELL

Im Jaynes-Cummings-Modell für ein Zwei-Niveau-Atom ist der Teil des Hamilton-Operators, der die Wechselwirkung zwischen Licht und Atom beschreibt, gegeben durch [6]:

$$H_{\text{Atom-Licht}} = g_0 (b\sigma^+ + \text{h.c.})$$

Hierbei ist  $g_0$  das Matrixelement,  $b$  der Photon-Vernichtungsoperator und  $\sigma^+$  der Operator, der das Atom vom Grundzustand  $|g\rangle$  in den angeregten Zustand  $|e\rangle$  transferiert. Die Systemdynamik koppelt die Zustände  $|n\rangle|e\rangle$  und  $|n+1\rangle|g\rangle$ , wobei  $|n\rangle$  ein Photon-Fock-Zustand ist. Sobald Atom und Lichtfeld in Resonanz sind, liefert die Wellenfunktion

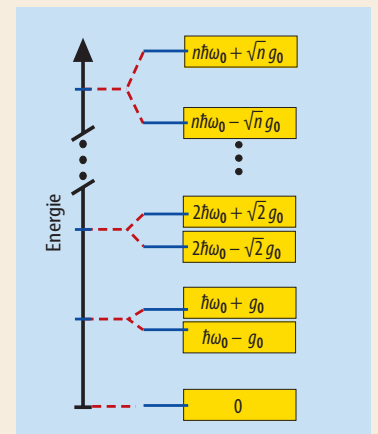
$$|\psi\rangle = c_n^{(+)} |n\rangle|e\rangle + c_{n+1}^{(+)} |n+1\rangle|g\rangle$$

zwei gekoppelte Zustände, deren Energien sich um den Betrag

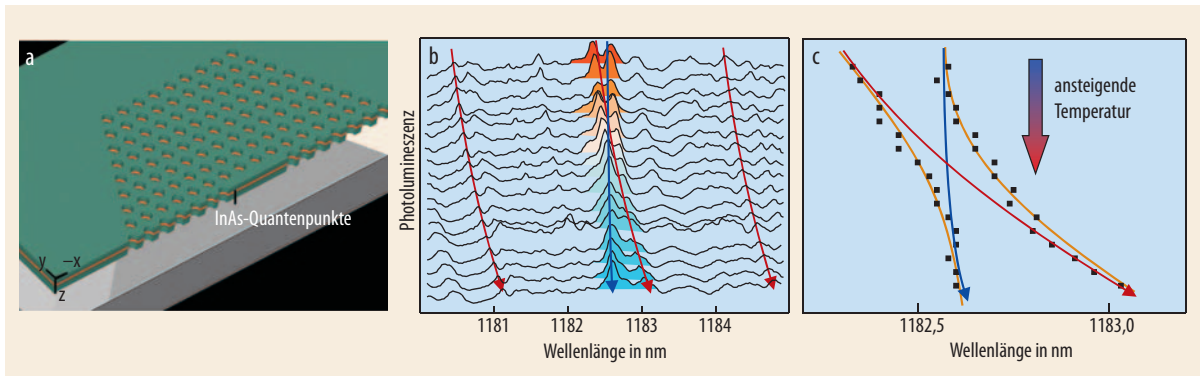
$$\Omega_n = 2\sqrt{n+1} g_0$$

unterscheiden. Die resultierende Energiestruktur wird oft als Jaynes-Cummings-Leiter bezeichnet.

Die höheren Leiterzustände sind Mehr-Photonen-Zustände, die direkt in gemessenen Emissionsspektren beobachtet werden. Durch die Abhängigkeit von  $n$ , also der Lichtintensität, hat man es im Bereich der starken Kopplung mit wahrhaft nichtlinearer Optik im Grenzfall einzelner Photonen und Materiezustände zu tun.







**Abb. 2** Ein zweidimensionaler optischer Resonator hoher Güte lässt sich durch einen „Defekt“ (fehlende Löcher) in einer dielektrischen photonischen Kristallstruktur (Löcher im Halbwellenlängenabstand) realisieren (a). Das dielektrische Material ist eine GaAs-basierte Hetero-

struktur, in deren Mitte sich eine Schicht mit InAs-Quantenpunkten befindet. Die nach schwacher optischer Anregung bei rund 25 K aufgenommenen Photolumineszenzspektren (b) zeigen, dass sich die Quantenpunktresonanzen (rote Linien) stärker mit der Temperatur verändern als

die Resonatoreigenmode (blau). Daher lässt sich die Verstimmung durch geringe Temperaturänderungen variieren. Man erkennt deutlich die „Abstoßung“ der Quantenpunktresonanz bei 1182,5 nm und der Resonatoreigenmode (c) (nach [11]).

durch die räumliche Anordnung von mindestens zwei elektronisch verschiedenen Materialien dreidimensional eingeschlossen sind. Im Gegensatz zu den Quantenfilmen handelt es sich bei angeregten Zuständen eines Quantenpunkts nicht um eine makroskopische Polarisationswelle, sondern um diskrete Zustände. Daher gelten Quantenpunkte auch häufig als „künstliche Atome“ mit in weiten Bereichen wählbaren Eigenschaften. Allerdings unterscheiden sie sich von „echten“ Atomen z. B. dadurch, dass die Wechselwirkung mit ihrer Umgebung, d. h. dem Wirtskristall, viele Eigenschaften beeinflusst. Darüber hinaus sind in realen Systemen die elektronischen Eigenschaften jedes speziellen Quantenpunktes einzigartig, da in einer Probe nie zwei Quantenpunkte exakt übereinstimmen.

Der Nachweis der Normalmodenaufspaltung (Abb. 2) zeigt, dass Quantenpunkte vielversprechende Systeme sind, aber der endgültige Nachweis der starken Kopplung zwischen Materiesystem und Lichtmode, d. h. die Realisierung der Jaynes-Cummings-Leiter, steht zurzeit noch aus. Das Problem besteht darin, im Resonator gezielt Mehrphotonenzustände anzuregen, was bei dem atomaren System wesentlich einfacher möglich ist.

Quantenpunktsysteme, die sich aufgrund anderer Parameter im schwach gekoppelten Regime befinden, eignen sich als Einzelphotonenemitter. Hierbei nutzt man aus, dass sich in dem Exzitonenzustand des Quantenpunkts immer nur ein Elektron-Loch-Paar befindet, das dann auch nur durch die Emission eines Photons strahlend rekombinieren kann. Selektiert man im Experiment also spektral diese exzitonische Rekombinationslinie, so ist sichergestellt, dass bei Anregung mit optischen oder elektrischen Pulsen, die kürzer als die Exzitonenlebensdauer für strahlende Rekombination sind, immer nur ein Photon emittiert wird [12]. Dabei ermöglicht die Kopplung an eine Resonatormode effiziente Photonenemission, z. B. in eine optische Faser. Außer dem direkten Nachweis der Einzelemittiereigenschaften<sup>1)</sup> gelang es kürzlich nachzuweisen, dass die zu aufeinander folgenden Zeitpunkten emittierten Photonen identisch sind, d. h. die gleiche

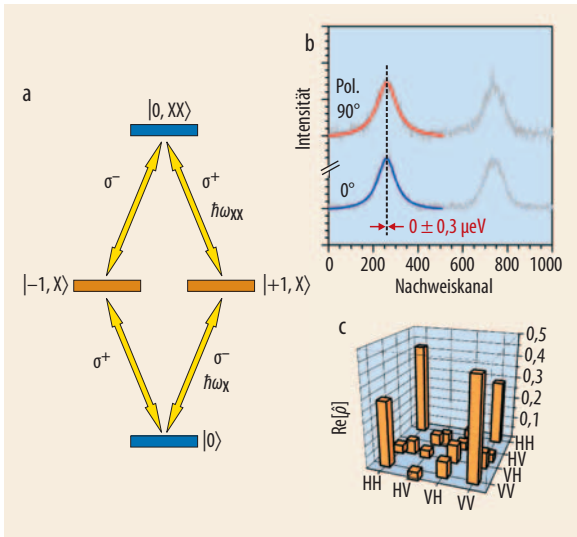
Mode des Strahlungsfeldes besetzen [13]. Dies eröffnet faszinierende Möglichkeiten, durch Interferenz Fock-Zustände mit zwei und mehr Photonen zu erzeugen und deren Dichtematrix zu rekonstruieren.

### Korrelationen durch Superpositionen

Neben dem Phänomen der starken Kopplung können sich quantenoptische Signaturen auch durch andere nichtklassische Effekte wie die Verschränkung manifestieren. Im Prinzip liegt diese Situation immer dann vor, wenn sich der Gesamtzustand des Licht-Materie-Systems nicht als Produkt aus Licht- und Materiezustand darstellen lässt. Ein einfaches Beispiel findet sich in der Konfiguration, in der das Licht zwei Polarisationszustände  $|\sigma^+\rangle$  oder  $|\sigma^-\rangle$  annehmen kann und das Material entweder im angeregten  $|\text{up}\rangle$ - oder im nicht angeregten  $|\text{down}\rangle$ -Zustand ist. Die Produktwellenfunktion  $(|\text{up}\rangle + |\text{down}\rangle)(|\sigma^+\rangle + |\sigma^-\rangle)$  ist dann lediglich eine Superposition der fundamentalen Eigenzustände, d. h. in diesem Zustand lassen sich Licht und Materie komplett faktorisieren. Dies ist bei einem verschränkten Zustand, ausgedrückt z. B. durch die Wellenfunktion  $(|\text{up}\rangle|\sigma^+\rangle + |\text{down}\rangle|\sigma^-\rangle)$ , nicht der Fall. In einem solchen Zustand legt eine Messung der Lichtfreiheitsgrade den Materiezustand fest (und umgekehrt), was bei einem Produktzustand nicht der Fall ist. Das Phänomen der Verschränkung ist rein quantenmechanischer Natur und hat kein klassisches Analogon. Die Prinzipien der Teleportation und auch die Konzepte der Quantencomputer basieren in fundamentaler Weise auf den Möglichkeiten, bestimmte Anteile einer verschränkten Gesamtwellenfunktion kontrolliert zu manipulieren.

In atomaren Systemen mit wenigen Eigenzuständen ist es bereits gelungen, nicht nur die Verschränkung der Wellenfunktion zu realisieren, sondern auch in gezielter Weise auszunutzen. Auch in Halbleitersystemen ließ sich mittlerweile eine direkte Verschränkung zwischen Licht und einem Einzelquantenpunkt sowie

<sup>1)</sup> In Analogie zu den Experimenten mit einzelnen Atomen gelang dies durch den Nachweis des sog. Antibunching. Damit bezeichnet man die Tatsache, dass der zeitliche Abstand zweier Photonen größer ist als bei Laserlicht oder thermischem Licht, da der Quantenpunkt nach der Emission eines Photons erst wieder angeregt werden muss, bevor er ein weiteres emittieren kann.



**Abb. 3** Die Relaxationskaskade vom Biexziton  $|0, XX\rangle$  über die entarteten Exzitonenzustände  $|\pm 1, X\rangle$  in den Grundzustand  $|0\rangle$  lässt sich nutzen, um polarisationsverschränkte Photonenpaare zu erzeugen (a).  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  bezeichnen eine links- bzw. rechtszirkulare Polarisation der emittierten Photonen. Die Spektren der Exzitonenemission für horizontale und vertikale Polarisation zeigen die Entartung beider Zustände (b). Die Messung wurde mit einem spektral hochauflösenden Fabry-Perot-Etalon durchgeführt; die grauen Peaks rechts sind „Wiederholer“ und damit Artefakte. Die Polarisationsdichtematrix in der Basis H, V zeigt die für eine Verschränkung charakteristischen Nichtdiagonalelemente (c, Element HH, VV  $\neq 0$ ) (nach [18]).

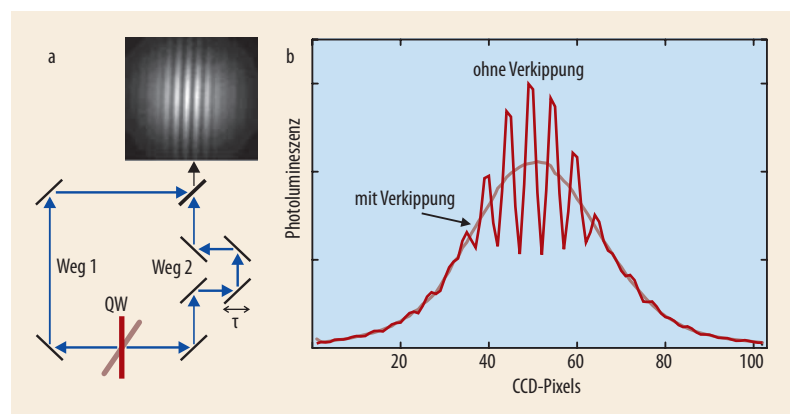
zwischen einem gekoppelten Paar von Quantenpunkten nachweisen.

Speziell die Anregung von Biexzitonenzuständen in Quantenpunkten gestattet es, polarisationsverschränkte Photonenpaare sehr elegant zu präparieren [14]. Ausgangspunkt ist dabei die Besetzung des energetisch tiefsten Subbandzustands im Leitungsband bzw. des höchsten Zustands im Valenzband mit zwei Elektronen bzw. Löchern. Diese bilden – in direkter Analogie zum Wasserstoffmolekül – aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung ein Exzitonmolekül (Biexziton, XX). Dieses Biexziton kann durch Rekombination eines der beiden Elektron-Loch-Paare in ein Photon der Energie  $\hbar\omega_{XX}$  und ein Exziton (X) zerfallen. Beim anschließenden Übergang in den Grundzustand des Kristalls  $|0\rangle$  wird dann noch ein weiteres Photon mit der etwas unterschiedlichen Frequenz  $\hbar\omega_X$  emittiert. Aufgrund der Drehimpulskopplung der Elektron-Loch-Paare folgt die Emission der beiden Photonen bestimmten Polarisationsauswahlregeln. Die Exzitonenzustände besitzen dabei die Drehimpulskomponenten  $+1$  bzw.  $-1$  senkrecht zur Kristallebene, auf der die Quantenpunkte aufgewachsen sind, während der Biexzitonenzustand den Drehimpuls 0 hat [12]. Beim optischen Übergang aus dem Exzitonenzustand  $|+1\rangle$  in den Grundzustand wird daher ein linkszirkular polarisiertes Photon emittiert ( $\sigma^+$ ), beim Übergang von  $|-1\rangle$  aus ein rechtszirkular polarisiertes ( $\sigma^-$ ). Dagegen wird beim Übergang vom Biexziton  $|0, XX\rangle$  in den  $|+1\rangle$ -Exzitonenzustand ein  $\sigma^-$ -Lichtquant bzw. in den  $|-1\rangle$ -Zustand ein  $\sigma^+$ -Photon emittiert (Abb. 3a). Die beiden Wege dieser Relaxationskaskade lassen sich nicht un-

terscheiden, sodass sich die beiden Photonen in einem polarisationsverschränkten Zustand  $|\Theta\rangle = |\sigma^+\rangle_{XX} |\sigma^-\rangle_X + |\sigma^-\rangle_{XX} |\sigma^+\rangle_X$  befinden. Da die Wahl einer Polarisationsbasis immer willkürlich ist, kann man anstatt links- und rechtszirkular polarisierten Lichts auch linear polarisiertes Licht wählen. Die betreffenden orthogonalen Richtungen werden dann üblicherweise mit H und V bezeichnet, und der Zwei-Photonen-Zustand transformiert sich zu  $|H\rangle_{XX} |V\rangle_X + |V\rangle_{XX} |H\rangle_X$ . Zum Nachweis der Verschränkung dieses Zustandes muss die sog. Zwei-Photonen-Polarisations- oder -Dichtematrix bestimmt werden, die das Konzept des Stokes-Vektors auf Zwei-Photonen-Zustände erweitert [15] und sich in ähnlicher Weise aus den Zwei-Photonen-Korrelationsignalen ergibt [16–18]. Für den verschränkten Zustand hat  $|\Theta\rangle$  nicht verschwindende Nichtdiagonalelemente. Der experimentelle Nachweis dieser Verschränkung wird dadurch erschwert, dass in den meisten Quantenpunkten eine Aufspaltung der Exzitonen aufgrund der Elektron-Loch-Austausch-Wechselwirkung auftritt, sodass es zu kleinen Energieunterschieden kommt und sich die Relaxationswege doch unterscheiden. In diesem Fall verschwinden die Nichtdiagonalelemente der Zwei-Photonen-Dichtematrix.

Diesen Zusammenhang zwischen Verschränkung und Nichtunterscheidbarkeit hat kürzlich ein Experiment gezeigt, bei dem durch spektrale Filterung der Emission nur solche Photonen registriert werden, die nur von den beiden oben diskutierten Relaxationspfaden kommen können [16]. Eine andere Möglichkeit besteht in der Selektion solcher Quantenpunkte, die zufällig entartet sind [17, 18] (Abb. 3).

Auch in Halbleiter-Quantenfilmen ist es kürzlich gelungen, die Verschränkung des wechselwirkenden Vielteilchensystems mit einzelnen, spontan emittierten Photonen zu beobachten [19]. Dazu wird die spontane Emission nach links und rechts aus einem oder meh-



**Abb. 4** Zum Nachweis der Einzelphotonen-Quanteninterferenzen wird die spontane Emission nach links bzw. rechts aus einer Quantenfilmstruktur (QW) in einem Detektor überlagert (a). Solange die Quantenfilmstruktur senkrecht steht (rot), führen die Emission nach links und rechts zu dem gleichen Rückstoßimpuls im elektronischen System, sodass beide ununterscheidbar

sind. Als Konsequenz entstehen ausgeprägte Quanteninterferenzen (b). Diese Interferenzen verschwinden aufgrund der Verschränkung des emittierten Photons mit dem elektronischen System, sobald sich die Rückstoßimpulse der Emission nach links und rechts unterscheiden, wie z. B. bei der Emission aus einer verkippten Quantenfilmstruktur (hellrot) (nach [19]).

renen Quantenfilmen in einem gemeinsamen Detektor korreliert (Abb. 4). Bei niedriger Anregung befindet sich pro Zeitintervall maximal ein Photon in dem Versuchsaufbau. Aufgrund der fehlenden Translationsinvarianz des emittierenden Systems, d. h. der Quantenfilme, bleibt die Impulskomponente senkrecht zu der Filmebene nicht erhalten. Daher findet die Emission gleichwertig nach links oder rechts statt, sodass man diese beiden Richtungen mit den beiden Spalten im Youngschen Doppelspaltexperiment identifizieren kann. Die beobachteten Interferenzen sind also Quanteninterferenzen eines einzelnen Photons. Sobald man nun das emittierende System verkippt, verschwinden diese Interferenzen aufgrund der Verschränkung des emittierten Lichts mit dem elektronischen Vielteilchensystem in den Quantenfilmen. Da bei einem verkippten Emittier die Emission nach links und rechts einen anderen „Rückstoßimpuls“ in der Ebene des elektronischen Systems hinterlässt, könnte ein genaues Experiment am elektronischen Teilsystem prinzipiell zeigen, nach welcher Seite die Emission stattfand. Damit sind die beiden Wege zum Detektor nicht mehr ununterscheidbar.

Ein weiteres Beispiel der Quantenoptik mit ausgedehnten Halbleiterzuständen ist die Erzeugung verschränkter Photonen mit Hyper-Raman-Streuung in CuCl [20]. In diesem seit langem bekannten Streuprozess entstehen Biexzitonen mittels resonanter Zwei-Photonen-Absorption [21]. Diese zerfallen anschließend in zwei Exziton-Polaritonen (Abb. 5), d. h. Quasiteilchen, die durch die Kopplung von Exziton und Photon entstehen. Aufgrund der Drehimpulserhaltung sind die Polarisationszustände der Polaritonen verschränkt. Dieser Prozess ähnelt insofern der z. B. aus BBO-Kristallen bekannten parametrischen Down-Konversion, die heute standardmäßig zur Erzeugung verschränkter Photonen genutzt wird, als dass er ebenso Anlass zu einem quadratischen Term in der Suszeptibilität gibt

– der Voraussetzung dafür, dass aus einem Photon zwei Photonen niedrigerer Energie entstehen können.

Gemessen wird die in CuCl auftretende Verschränkung genau wie bei der Biexziton-Kaskade in Quantenpunkten, indem man die Polarisationskorrelationsfunktionen bestimmt. Aufgrund der großen Photonenenergie wäre es anschließend über eine weitere parametrische Down-Konversion möglich, vier verschränkte Photonen zu erzeugen. Ähnliche Streuprozesse sollten auch in Halbleiter-Mikroresonatoren möglich sein, wurden bislang aber noch nicht beobachtet. Mikroresonatoren würden den Vorteil einer Miniaturisierung bieten.

### Quantenoptisch angeregt

Neben der Beobachtung quantenoptischer Effekte in der Emission von Halbleitersystemen kann man auch daran denken, quantenoptische Lichtfelder als Anregungsquellen zu verwenden. Als einfachstes Beispiel wurde in Ref. [22] die Anregung mit inkohärentem Licht analysiert und gezeigt, dass es dadurch möglich sein sollte, direkt einen quantenstatistisch entarteten Exzitonenzustand zu erzeugen. Inkohärentes Licht, z. B. von einer thermischen Quelle, hat keine klassische Phaseninformation und zeigt demzufolge auch keine klassischen Interferenzen. Quantenmechanisch ist es durch seine Intensität und verschwindende Felderwartungswerte charakterisiert. In Halbleitern führt unter anderem der spontane strahlende Zerfall von Exzitonen mit verschwindend kleinem Schwerpunktsimpuls zur Emission inkohärenten Lichts. Der dazu inverse Prozess ist demnach die Absorption von inkohärentem anstelle des üblichen kohärenten, klassischen Lichts. Bei der Absorption von klassischem Licht entstehen zunächst eine Interbandpolarisation und anschließend durch Streuung eine inkohärente Verteilung von La-

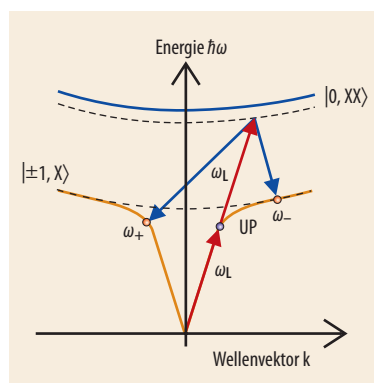


Abb. 5 Der resonante Hyper-Raman-Streuprozess im  $k$ -Raum (vgl. Abb. 3). Auf dem unteren Polaritonast UP liegen die beiden Endzustände  $\omega_{\pm}$ , die außerhalb des Kristalls zu polarisationsverschränkten Photonen führen.  $\omega_L$  bezeichnet den Anregungslaser (nach [21]).

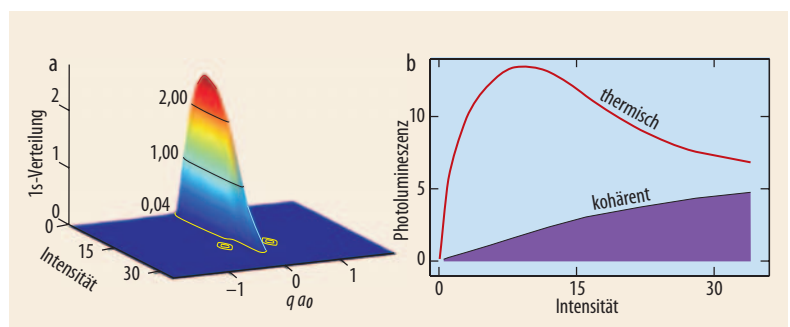


Abb. 6 Berechnete Verteilungsfunktion der 1s-Exzitonen als Funktion des normierten Schwerpunktsimpulses  $q a_0$  nach resonanter Anregung mit thermischem Licht (a): Die schmale Impulsbreite der Verteilungsfunktion ist charakteristisch für ein System mit räumlich langreichweitiger Ordnung. Mit wachsender Intensität der resonanten Anregung nimmt die Exzitonenbesetzung solange zu, bis die fermionischen Phasenraumeffekte der Elektron-Loch-Paare zur graduellen

Ionisation (abfallende Exzitonenbesetzung) führen. Dieses Verhalten schlägt sich in einem nichtmonotonen Verlauf der exzitonenischen Lumineszenz als Funktion der Pumpintensität nieder (b). Die Anregung mit thermischem Licht liefert zunächst eine gegenüber der klassischen Anregung (mit kohärentem Licht) stark erhöhte Lumineszenz, die bei stärkerer Anregung auf den Wert abfällt, der durch Pumpen mit kohärentem (klassischem) Licht erreicht würde (nach [22]).



Trägern. Im Gegensatz dazu führt die Quantenabsorption direkt zur Exzitonenerzeugung in den optisch aktiven Zuständen. Diese Zustände sind u. a. durch nahezu verschwindenden Schwerpunktsimpuls charakterisiert.

Abb. 6 zeigt ein Beispiel für eine durch inkohärente Absorption erzeugte Exzitonverteilung. Die nahezu singuläre Population der Zustände mit niedrigem Schwerpunktsimpuls signalisiert die langreichweitige Ordnung in dem erzeugten Exzitonenzustand. Während im Bereich schwacher Anregung die Exzitonpopulation proportional zur Anregungsintensität zunimmt, erreicht sie für stärkere Anregung ein Maximum und fällt dann sogar wieder ab! Als Ursache dieser Abnahme kann man die Fermi-Natur der konstituierenden Elektronen und Löcher identifizieren, die den Phasenraum für die Exzitonbildung massiv einschränkt. Im Experiment sollte sich diese nicht monotone Bildungsrate z. B. dadurch manifestieren, dass man in der spontanen Emission der erzeugten Exzitonen nach einer anfänglichen mit der Anregungsintensität wachsenden Emission das Erreichen eines Maximums mit nachfolgender Emissionsabnahme beobachten sollte. Dieses Verhalten steht im starken Gegensatz zu der spontanen Emission nach kohärenter Anregung, da hier die Emission in der Regel proportional mit der Anregungsintensität anwächst.

### Ausblick

Im Vergleich zur Quantenoptik mit Atomen steht die Halbleiter-Quantenoptik noch am Anfang. Dennoch ist es bereits gelungen, eine Reihe nichtklassischer Effekte zu beobachten. Während Quantenpunktsysteme in ihrem Verhalten deutliche Analogien zu atomaren Systemen zeigen, spielt bei Quantenfilmen die Coulomb-Korrelation der Ladungsträger eine entscheidende Rolle. In dem Sinn, in dem man Quantenoptik in atomaren Systemen als Management der Gesamtwellenfunktion betrachten kann, lässt sich die Halbleiter-Quantenoptik als Kontrolle der Vielteilchenkorrelationsfunktion von Licht und Materie verstehen.

Das Anwendungspotenzial der Halbleiter-Quantenoptik ist erheblich. Die zunehmende Miniaturisierung (< 1 µm) und immer schnellere Taktung (mit Schaltzeiten < 1 ps) der Bauelemente in der Optoelektronik ist essenziell für die Weiterentwicklung relevanter Schlüsseltechnologien, z. B. in der Computer- und der Telekommunikationsindustrie. Um diese neuen Bauelemente zu modellieren und zu beschreiben, reicht die klassische Theorie nicht mehr aus, da Quanteneffekte oft dominieren. Mehr noch, die Quantenmechanik selbst eröffnet neue Anwendungsmöglichkeiten, wie z. B. in den Feldern der Sicherheitstechnik (Verschlüsselung) und den massiv parallelen Quan-

ten-Computern. Diese Anwendungen basieren auf der kontrollierten Manipulation der Quantenzustände von Licht und Materie. Aufgrund der überragenden Bedeutung, die Halbleiter bereits heute in der Welt der elektronischen und opto-elektronischen Bauelemente haben, haben sie sicher auch das wesentliche Potenzial für technologisch erfolgreiche und kommerziell realisierbare Quanten-Bauelemente.

### Literatur

- [1] H. Hertz, 1888, abgedruckt in: Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Bd 251, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig (1971)
- [2] A. Einstein, Annalen der Physik **17**, 132 (1905)
- [3] S. Haroche und J.-M. Raimond, Exploring the Quantum, Oxford University Press, Oxford (2006); W. Vogel und D.-G. Welsch, Quantum Optics, Wiley-VCH, Weinheim (2006)
- [4] A. Qurjoutsev et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 213601 (2006)
- [5] H. Haug und S. W. Koch, Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors, 4. Aufl., World Scientific Publ., Singapore (2004)
- [6] E. Jaynes und F. Cummings, Proc. IEEE **51**, 89 (1963)
- [7] G. Khitrova et al., Rev. Mod. Phys. **71**, 1591 (1999)
- [8] M. Brune et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 1800 (1996)
- [9] C. Weisbuch et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992)
- [10] J. P. Reithmaier et al., Nature **432**, 197 (2004)
- [11] T. Yoshie et al., Nature **432**, 200 (2004)
- [12] P. Michler (Hrsg.), Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications and New Concepts, Topics in Applied Physics **90**, Springer, Berlin, Heidelberg, New York (2003)
- [13] Ch. Santori et al., Nature **419**, 594 (2002)
- [14] O. Benson et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 2513 (2000)
- [15] D. James et al., Phys. Rev. A **64**, 052312 (2001)
- [16] N. Akopian et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 130501 (2006)
- [17] R. Young et al., New J. Physics **8**, 29 (2006)
- [18] R. Hafenbrak et al., New J. Physics **9**, 315 (2007)
- [19] W. Hoyer et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 067401 (2004)
- [20] G. Edamatsu et al., Nature **431**, 167 (2004)
- [21] siehe z. B. B. Hönerlage et al., Phys. Rep. **124**, 161 (1985)
- [22] M. Kira und S. W. Koch, Prog. Quantum Electron. **30**, 155 (2006)

### DIE AUTOREN

**Heinrich Stolz** (FV Halbleiterphysik) ist seit 1996 Professor für Halbleiterphysik an der Uni Rostock. Er hat an der TU Darmstadt Physik studiert und 1979 an der Uni Paderborn promoviert, wo er sich 1993 auch habilitierte. Er beschäftigt sich insbesondere mit der Ultrakurzzeit-Spektroskopie in Halbleitern.

**Mackillo Kira** hat in Helsinki und Espoo (Finnland) Physik studiert und 1996 in Theoretischer Physik an der Helsinki University of Technology promoviert. 2002 kam er an die Uni Marburg, zunächst als Juniorprofessor und seit 2006 als Professor für Theoretische Halbleiterphysik. Zur Zeit liegt sein Forschungsschwerpunkt auf einer mikroskopischen Theorie zur einheitlichen Beschreibung von quantenoptischen und Vielteilchenphänomenen in Halbleitern.

**Stephan W. Koch** (FV Halbleiterphysik) hat in Frankfurt Physik studiert, 1979 promoviert und, nach Forschungsaufenthalten bei den IBM Research Labs, sich 1983 auch habilitiert. Anschließend ging er in die USA, wo er zunächst Associate und ab 1989 Full Professor an der University of Arizona in Tucson war. 1993 folgte er einem Ruf an die Uni Marburg, blieb aber bis heute Adjunct Professor in Arizona. Stephan Koch ist Herausgeber des Lehrbuchs *Physik*, der deutschen Übersetzung von *Fundamentals of Physics* von Halliday, Resnick und Walker.

