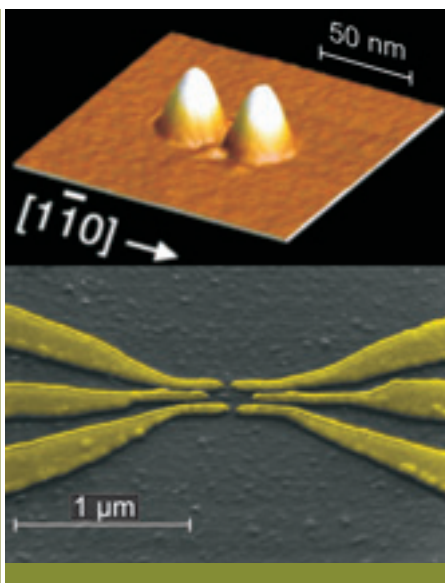


Künstliche Atome und Moleküle

maßgeschneidert aus Festkörpern



Quantenpunkte (engl. „quantum dots“, kurz QDs) sind physikalische Objekte, in denen Elektronen eingeschlossen werden, aber aufgrund ihrer räumlichen Abmessungen quantenmechanisch nur bestimmte diskrete Energieeigenzustände für die einzelnen Elektronen möglich sind. Aufgrund dieser Eigenschaft werden Quantenpunkte auch als „künstliche Atome“ bezeichnet, zwei durch quantenmechanisches Tunneln gekoppelte Quantenpunkte als „künstliche Moleküle“. Sie werden meist durch Strukturierung oder im Wachstum von Halbleitermaterialien hergestellt, so dass diese je nach physikalischer Fragestellung oder Anwendung maßgeschneidert hergestellt und angeordnet werden können. In diesem Beitrag möchten wir einen kleinen Einblick in die Eigenschaften und Möglichkeiten solcher Systeme (a) im elektrischen Transport und (b) in

Wechselwirkung mit Photonen geben. Wir wollen hier zunächst eine kurze Zusammenfassung beider Teilbereiche geben.

1. Überblick

(a) Wird ein Quantenpunkt durch quantenmechanische Tunnelbarrieren an zwei Zuleitungen gekoppelt, lässt sich der elektrische Transport durch solche „künstliche Atome“ studieren. Vor etwa zwanzig Jahren wurden weltweit solche Experimente gestartet, u.a. auch am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Stuttgart. Dominiert durch die Elektronen-Elektronen-Wechselwirkung im Quantenpunkt, verhält sich diese Anordnung wie ein Einzelelektronen-Transistor. Der Elektronen-Spin als interner Freiheitsgrad kann unter gewissen Bedingungen jedoch

dazu führen, dass die Modellvorstellung des Einzelelektronentunnelns zusammenbricht. So wurde vor zehn Jahren dann auch experimentell gezeigt, dass durch die Freiheit, den Quantenpunkt durch ein Elektron mit „Spin hoch“ oder ein Elektron mit „Spin runter“ zu besetzen, unter gewissen Umständen ein Kondo-korrelierter Vielteilchenzustand zwischen Elektronen im Quantenpunkt und Elektronen in den Zuleitungen entsteht: Der im Coulomb-Blockade-Bereich nichtleitende Quantenpunkt wird mit *abnehmender* Temperatur durch korreliertes Elektronentunneln leitend wie ein eindimensionaler Kanal.

Wie häufig in der Physik zeigen zwei auf den ersten Blick unterschiedliche Systeme doch die gleichen physikalischen Phänomene, d.h. unterliegen der gleichen physikalischen Beschreibung. Gleiches gilt für zwei elektrostatisch gekoppelte Quantenpunkte mit jeweils separaten Zuleitungen. Obwohl kein direkter Elektronenaustausch zwischen den Quantenpunkten möglich ist, tritt unter gewissen Umständen ein korrelierter quantenmechanischer Vielteilchenzustand auf, der beide Quantenpunkte hochleitend macht, obwohl im Bild des Einzelelektronentunnels bei Berücksichtigung der elektrostatischen Wechselwirkung kein elektrischer Transport bei beiden Quantenpunkten zu erwarten ist. Interpretiert man den zweierwertigen Index zur Unterscheidung beider Quantenpunktsysteme als Pseudo-Spin, so wird die Analogie zum Spin-Kondo-Effekt am einzelnen Quantenpunkt deutlich. Dieses gilt es experimentell nachzuweisen, zu untersuchen und zu kontrollieren.

(b) Quantenpunkte, die mit Hilfe epitaktischer Wachstumsverfahren aus Kombinationen unterschiedlicher Halbleitermaterialien durch den Prozess der Selbstorganisation hergestellt werden können, sind die Grundlage für verschiedenste optische Untersuchungen am Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen (IHFG) der Universität Stuttgart. Die Analyse von strahlenden Rekombinationsprozessen zwischen Elektronen und Löchern offenbaren einen tiefen Einblick in die quantenmechanische Natur dieser Nanostrukturen. Die atom-ähnliche Schalenstruktur der gebundenen elektronischen Zustände beider Ladungsträger-Spezies führt hierbei zu besonderen statistischen Eigenschaften der Emission von Lichtquanten (Photonen), wie sie an klassischen Lichtquellen des täglichen Gebrauchs nicht zu beobachten sind.

Insbesondere die grundlegende Möglichkeit zur Erzeugung von einzelnen bzw. kaskadierten Photonen „auf Abruf“ ist hierbei eine wichtige Eigenschaft, welche für die Realisierung entsprechender Emittersstrukturen in zukünftigen Bauteilen der optischen Datenverarbeitung (Quantencomputer) oder bei der absolut sicheren Übertragung von Nachrichten (Quantenkryptografie) gezielt ausgenutzt werden kann.

Die Untersuchung korrelierter Emissionsprozesse in einzelnen Quanten-

punkten erlaubt weiterhin einen faszinierenden Einblick in das rein quantenmechanische Phänomen der „Verschränkung“ von Photonen hinsichtlich ihrer Polarisierung. Experimentelle Nachweise dieser Eigenschaft konnten vor kurzem auch an Quantenpunkten erbracht werden. Gelingt es in Zukunft, verschränkte Photonenpaare deterministisch kontrolliert zu erzeugen, bedeutet dies einen Meilenstein der Entwicklung in vielen Teilgebieten der Technologie, z.B. der Nachrichtentechnik oder auch der optischen Lithographie jenseits klassischer Grenzen.

2. Elektrische Transporteigenschaften von Quantenpunkten

2.1. Materialbasis

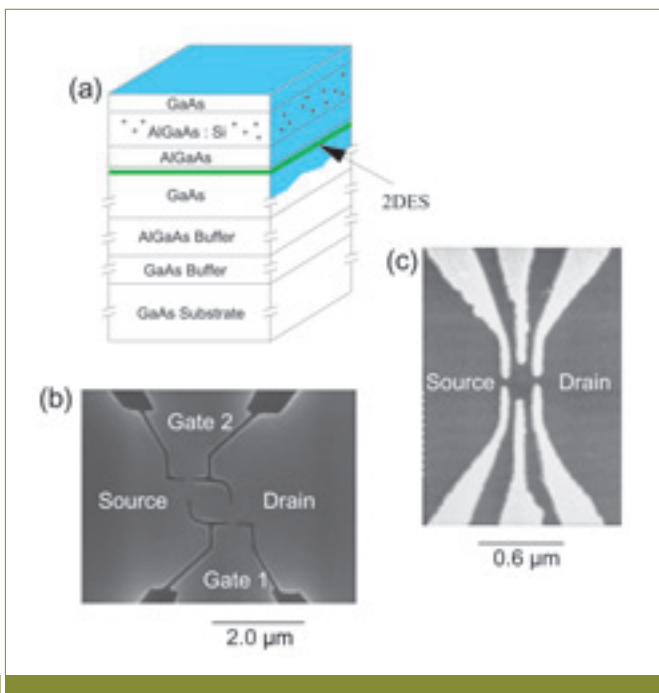
Am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung wird der elektrische Transport durch einzelne, aber auch wechselwirkende Quantenpunkte studiert. Als Basis zur Herstellung dienen Aluminium-/Galiumarsenid-Heterostrukturen: Unter Ultrahochvakuum werden Atomlagen für Atomlage GaAs bzw. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ kristallin auf ein GaAs-Substrat aufgewachsen (Molekularstrahlepitaxie). Es entsteht ein Einkristall, der aber aus verschiedenen Halbleiterschichten besteht – daher der Name „Heterostruktur“ oder „Heterokristall“. In **01a** ist eine Heterostruktur skizziert, die an der Grenzschicht zwischen GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ etwa 50 nm unter der Oberfläche ein zweidimensionales Elektronensystem liefert.

Zweidimensional heißt, dass die Bewegung der Elektronen in der Schicht senkrecht zu den Kristallschichten quantenmechanisch völlig eingefroren ist, und die Elektronen sich nur parallel zur Grenzschichtebene quasi frei, jedoch mit einer kleinen effektiven Masse, gegeben durch die Bandstruktur des GaAs, bewegen können. Abhängig von der Qualität der Heterostruktur können die Elektronen in der

SUMMARY

Quantenpunkte – auch „künstliche Atome“ genannt – sind hervorragende Untersuchungsobjekte, um grundlegende quantenmechanische Effekte zu studieren. Realisiert in Halbleitermaterialien durch den räumlichen Einschluss von Ladungsträgern auf ein Volumen im Nanometerbereich, zeigen sie faszinierende Eigenschaften im elektrischen Transport und in der Wechselwirkung mit Licht. Räumlich fixiert, können Quantenpunkte auf vielfältige Weise miteinander wechselwirken, so auch „künstliche Moleküle“ bilden. Dieses gibt weitere Möglichkeiten zur Untersuchung fundamentaler physikalischer Fragestellungen, aber auch für Anwendungen. So werden Quantenpunkte als Schlüsselbaustein in der festkörperbasierten Quanteninformationsverarbeitung und -übertragung diskutiert.

Quantum dots – also denoted as artificial atoms – are designed objects to explore, to study and to apply quantum mechanical phenomena. They are usually realized by spatially confining free charge carriers in a semiconductor volume of less than hundred nanometers, and show fascinating properties in electrical transport and in interaction with light. Two or more quantum dots can be spatially arranged and interact, for instance, by forming an artificial molecule. Quantum dots are discussed as key elements for solid-state based quantum information processing and transmission.



(a) Typischer Aufbau einer GaAs/Al_{0,33}Ga_{0,67}As-Heterostruktur, die ein zweidimensionales Elektronensystem in GaAs an der Grenzschicht zu AlGaAs besitzt. Zum Definieren von Quantenpunkten mit Zuleitungen („Source“ und „Drain“) und weiteren Kontrollelektroden („Gate“) wird das zweidimensionale Elektronensystem lateral strukturiert durch Ätzen von Gräben in die Heterostruktur (b) oder durch elektrostatisches Verarmen mittels strukturierter Metallelektroden („split gates“) auf der Heterostruktur Oberfläche (c).

(a) A typical layer sequence of a GaAs/Al_{0,33}Ga_{0,67}As heterostructure containing a two-dimensional electron system in GaAs at the interface to AlGaAs. For defining the quantum dot with source and drain leads, the two-dimensional electron system is laterally divided by etching grooves into the heterostructure (b) or by electrostatic depletion via structured metal electrodes (split-gates) on top of the heterostructure (c).

Schicht bei Flüssighelium-Temperaturen mehrere zehn Mikrometer weit ballistisch fliegen, bevor sie gestreut werden.

2.2. Definition der Quantenpunkte/Modellsystem

Die Bewegung der Elektronen in der zweidimensionalen Schicht lässt sich weiter einschränken durch Hineinätzen in die Heterostruktur (01b) oder durch elektrostatische Verarmung mittels strukturierter Metallelektroden auf der Oberfläche (01c). Der Vorteil dieser Herstellungstechniken ist, dass die Eigenschaften im Experiment in-situ mittels angelegter elektrischer Spannungen verändert werden können. So definierte Quantenpunktsysteme dienten schon in der Vergangenheit als Modellsysteme, um den elektrischen Transport durch quantenmechanisch lokalisierte Zustände zu studieren. Sie geben auch Einblick, welche Effekte beim elektrischen Transport durch einzelne Atome oder Moleküle zu erwarten sind. Nachteil ist, dass aufgrund der Größe dieser Strukturen von wenigen Hundert Nanometern die relevanten Energien klein sind, d.h. erst bei sehr tiefen Temperaturen nahe dem absoluten Temperaturnullpunkt merkbar werden. Deshalb müssen die Experimente in einem ³He-⁴He-Mischungskryostaten unter 0,1 Kelvin durchgeführt werden. Erst bei räumlichen Abmessungen der Quantenpunkte von wenigen Nanometern überschreiten die Abstände in den Energie-

eigenwerten für die Elektronen im Quantenpunkt die thermische Energie $k_B T$ von etwa 26 meV bei Raumtemperatur.

2.3. Coulomb-Blockade/ Einzelelektronenladeeffekt

Aufgrund der elektrostatischen Abstoßung zwischen Elektronen kostet es elektrostatische Energie, um den Quantenpunkt zu beladen. Als Konsequenz ist der elektrische Transport durch einen Quantenpunkt unterdrückt. Die Änderung des elektrostatischen Potentials des Quantenpunkts durch Erhöhen einer Spannung an einer naheliegenden kapazitiv ankoppelnden Elektrode („Gate“) überwindet zunächst die Coulomb-Blockade: Für eine bestimmte „Gate“-Spannungserhöhung wird der Ladungszustand zwischen N und $N+1$ Elektronen auf dem Quantenpunkt energetisch äquivalent, der Ladungszustand des Quantenpunktes fluktuiert. Mit weiterer „Gate“-Spannungserhöhung wird wieder ein stabiler Ladungszustand – jedoch mit einem Elektron mehr auf dem Quantenpunkt – erreicht. Es liegt wieder Coulomb-Blockade vor. Eine „Gate“-Spannungserhöhung über einen größeren Bereich führt dazu, dass der Wechsel zwischen stabilem und fluktuierendem Ladungszustand sukzessive für höhere Elektronenzahlen auf dem Quantenpunkt auftritt. Zwischen den Zuleitungen wird eine sich wiederholende Modulation des elektrischen Leitwerts beobachtet, was das Schalten zwischen Bereichen des Einzelelektronentunnels und der Coulomb-Blockade widerspiegelt („Coulomb-Blockade-Oszillationen“). Die Anordnung verhält sich wie ein Einzelelektronen-Transistor. 02a zeigt den Strom als Funktion der „Source“-„Drain“-Spannung und einer „Gate“-Spannung für einen „Split-gate“-Quantenpunkt (01c). Sichtbar sind die nahezu rautenförmigen Bereiche mit unterdrücktem Leitwert (Coulomb-Blockade-Bereich) und anschließenden Bereichen des Einzelelektronentunnels. Mit höherer „Source“-„Drain“-Spannung kann dann energetisch auch Multielektronentunneln auftreten.

2.4. Spin/AndersonStörstellenmodell/ Kondo-Effekt

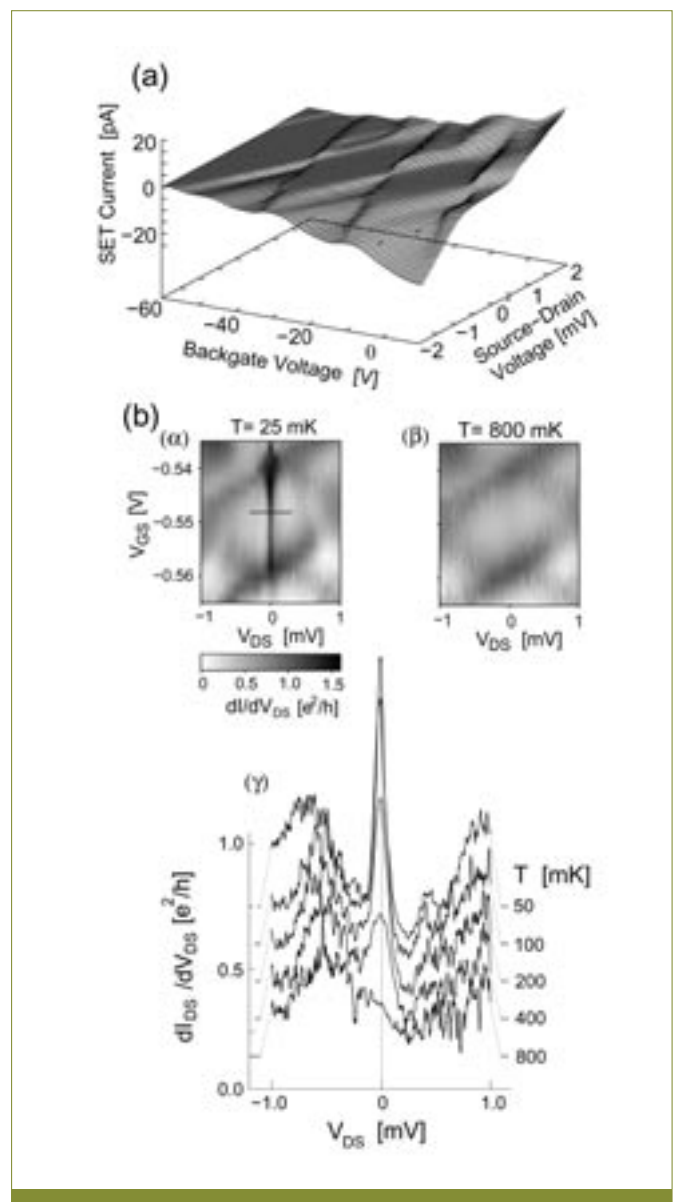
Befindet sich der Quantenpunkt im Coulomb-Blockade-Bereich, d.h. ist die Ladung auf N Elektronen fixiert, besteht aber die Freiheit, das N -te Elektron mit Spinorien-

tierung „hoch“ oder Spin „runter“ zu wählen, so geschieht Überraschendes: Der Spin als interner Freiheitsgrad führt dazu, dass ein Kondo-korrelierter Vielteilchenzustand zwischen Quantenpunkt und Zuleitungen entsteht, mit der Folge, dass die Coulomb-Blockade im elektrischen Transport mit weiterer Verringerung der Temperatur umgangen wird. Eine Basis zur theoretischen Beschreibung ist das Störstellenmodell, welches P. W. Anderson 1961 zur einfachen Modellierung einer einzelnen magnetischen Verunreinigung in einem Metall einführte. Schon in den 1930er Jahren hatte man beobachtet, dass der spezifische elektrische Widerstand von Metallen, etwa Kupfer, mit magnetischen Verunreinigungen, etwa Eisenatomen, bei tiefen Temperaturen logarithmisch ansteigt. Die Erklärung gelang erst 1964 durch den Theoretiker Jun Kondo.

Das Störstellenmodell von P. W. Anderson beschreibt einen lokalisierten Zustand an einem Störstellenatom (oder im Quantenpunkt), welches durch quantenmechanisches Tunneln an einen Fermi-See von Elektronen beider Spinorientierungen angekoppelt ist. Das Energieniveau des lokalisierten Zustandes liegt unterhalb der Fermi-Energie des Elektronensees, ist somit immer besetzt. Die Besetzung durch ein zweites Elektron mit der anderen Spinorientierung ist aufgrund der abstoßenden Coulomb-Wechselwirkung unterdrückt. Die theoretische Behandlung zeigt, dass durch korreliertes Tunneln der Spinzustand des lokalisierten Zustandes fluktuiert, der Ladungszustand der Störstelle (Quantenpunkt) nicht verändert wird. Es entsteht um die Störstelle herum ein korrelierter Vielteilchenzustand. Bei Metallen mit magnetischen Verunreinigungen erhöht dies den spezifischen Widerstand, da die Leitungsbandelektronen am um die Störstelle räumlich ausgedehnten Vielteilchenzustand gestreut werden. Dagegen entsteht beim Quantenpunkt elektrische Leitfähigkeit aufgrund korrelierter Tunneln von Elektronen zwischen beiden Zuleitungen. Dieser Zustand bildet sich aber erst bei tiefen Temperaturen heraus. Als Maß gilt die sogenannte Kondo-Temperatur, die u.a. auch von der Stärke der quantenmechanischen Ankopplung der Quantenpunktzustände an die Zuleitungszustände abhängt. Mit zunehmender Tunnelankopplung steigt die Kondo-Temperatur. **02b** zeigt die Messung eines Coulomb-Blockade-Bereichs: Bei erhöhten Temperaturen (800 mK) ist der elektrische Transport unterdrückt, während mit Verringerung der Temperatur der Leitwert zunächst logarithmisch ansteigt und bei einem Wert über e^2/h sättigt (e bezeichnet hierbei die Elementarladung, h das Planck'sche Wirkungsquantum). Bei gleicher Tunnelankopplung an beide Zuleitungen würde der Leitwert bei tiefen Temperaturen sogar den Wert $2e^2/h \approx (13 \text{ k}\Omega)^{-1}$ erreichen. Dies entspricht dem Leitwert eines spin-entarteten eindimensionalen Elektronenkanals.

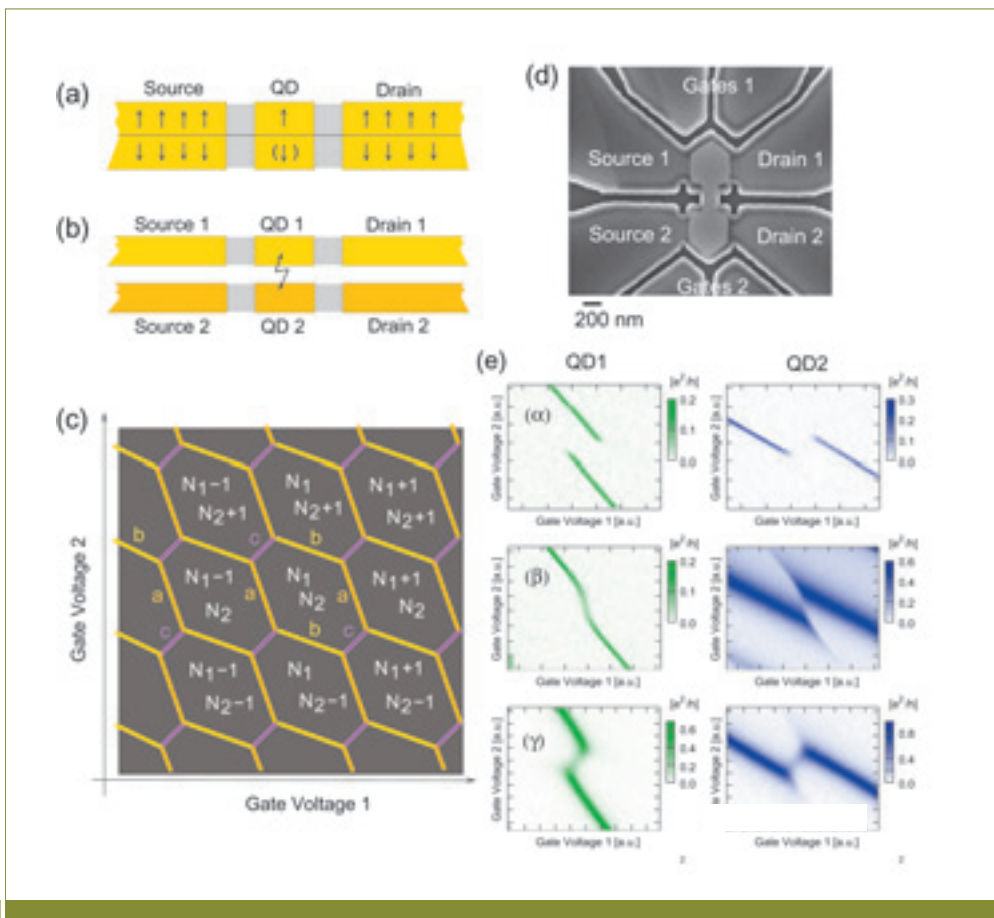
2.5. Anderson-Störstellen-Modell/ Zwei elektrostatisch wechselwirkende Quantenpunktsysteme

Das Anderson-Störstellen-Modell, welches zu dem eben beschriebenen Kondo-Effekt führt, beschreibt formal zwei separate Elektronensysteme – das „Spin hoch“ und das



a) Elektrischer Strom durch einen Quantenpunkt-Einzelelektronen-Transistor als Funktion der „Source“-„Drain“-Spannung V_{DS} und einer „Gate“-Spannung V_{GS} . Es treten raute-förmige Bereiche mit unterdrückter Leitfähigkeit auf (Coulomb-Blockade). (b) Differentieller Leitwert dI/dV_{DS} im Bereich einer Coulomb-Blockade bei erhöhter Tunnelankopplung des Quantenpunktes an die Zuleitungen für die Temperaturen $T = 25 \text{ mK}$ (α) und $T = 800 \text{ mK}$ (β). Der Quantenpunkt zeigt im Bereich der Coulomb-Blockade einen hohen Leitwert bei $V_{DS} = 0$, der mit zunehmender Temperatur verschwindet (γ). (J. Schmid, MPI-FKF, Promotion 2000 an Universität Stuttgart)

(a) Current through a quantum dot system as a function of the source-drain voltage V_{DS} and a gate voltage V_{GS} , showing the typical Coulomb blockade regimes. (b) Differential conductance dI/dV_{DS} around a Coulomb-blockade region at enhanced tunnel coupling of the quantum dot to its leads for temperatures $T = 25 \text{ mK}$ (α) and $T = 800 \text{ mK}$ (β). In the region of Coulomb blockade, the quantum dot shows large conductance at $V_{DS} = 0$ which disappears with increasing temperature (γ). (from J. Schmid, MPI-FKF, PhD 2000 at University of Stuttgart)



03

Ein Quantenpunktsystem mit Spinentartung (a), sowie zwei elektrostatisch gekoppelte Quantenpunktsysteme mit elektrostatischer Entartung in Besetzung des Quantenpunktes 1 oder 2 (b) stellen Realisierungen des Anderson-Störstellen-Modells dar. (c) Charakteristische wabenförmige Bereiche für stabile Ladungskonfigurationen auf den Quantenpunkten als Funktion zweier „Gate“-Spannungen. Entlang einer „c“-Linie wird die Bildung eines Kondo-Zustandes erwartet. (d) Lateral angeordnete Quantenpunktsysteme, hergestellt durch Ätzen von Gräben in die Heterostruktur. Starke elektrostatische Wechselwirkung wird durch eine Metallelektrode, die beide Quantenpunkte überdeckt, erreicht. (e) Leitwert von Quantenpunkt 1 (links) und 2 (rechts) als Funktion zweier „Gate“-Spannungen im Bereich einer „c“-Linie. Von (α) nach (β) wurde Tunnelkopplung von Quantenpunkt 2 an dessen Zuleitungen erhöht, zwischen (α) und (γ) die Tunnelkopplung beider Quantenpunkte. (A. Hübel, MPI-FKF, Promotion 2007)

A quantum dot system with spin degeneracy (a) and two electrostatically coupled quantum dot system with an electrostatic degeneracy in occupying the quantum dot 1 or 2 (b) represent realizations of the Anderson impurity model. (c) Characteristic honeycomb-like regions of charge stability on the two quantum dots as a function of two gate voltages. Along a „c“-line, the formation of a Kondo-like state is expected. (d) Laterally arranged quantum dot systems, defined by etching grooves into the heterostructure containing a two-dimensional electron system. Strong electrostatic interaction is achieved by a floating metal electrode covering both quantum dots. (e) Conductance of quantum dot 1 (left) and 2 (right) as a function of two gate voltages in the vicinity of a „c“-line. From (α) to (β), the tunnel coupling of quantum dot 2 is enhanced, from (α) to (γ) the tunnel coupling of both quantum dots were simultaneously enhanced.

„Spin runter“-System, welche beide in den Zuleitungen und auf dem Quantenpunkt präsent sind (03a). Beide Elektronensysteme wechselwirken an einer Stelle – dem Quantenpunkt, da dort eine Besetzung nur durch das eine oder andere Elektronensystem erfolgen kann. Es gibt im Modell keinen expliziten Wechsel von Elektronen mit „Spin hoch“ zu „Spin runter“ oder umgekehrt, d.h. Elektronen besetzen und verlassen den Quantenpunkt ohne ihre Spinorientierung zu verlieren. Auf dem Quantenpunkt fluktuert der Spinzustand im Kondo-Zustand allein aufgrund korrelierter Elektronentunnels, d.h. quantenmechanische Fluktuationen führen zum permanenten Austausch des Elektrons auf dem Quantenpunkt.

Zwei unabhängig elektrisch kontaktierte Quantenpunkte

mit rein elektrostatischer Wechselwirkung können zur Unterscheidung mit einem zweiwertigen Index (Pseudospin) markiert werden (03b) und stellen damit auch zwei separate Elektronensysteme dar, die an einer Stelle – den Quantenpunkten – elektrostatisch miteinander wechselwirken. Sie besitzen ein charakteristisches, wabenförmiges Ladungsstabilitätsdiagramm als Funktion zweier „Gate“-Spannungen, die die elektrostatischen Potentiale der Quantenpunkte unterschiedlich schieben (03c). Bei kleinen „Source“-„Drain“-Spannungen ist Elektronentransport nur entlang von Grenzlinien möglich: Entlang der Grenzlinien „a“ und „b“, auf der sich die Zahl der Elektronen in einem Quantenpunkt verändert, während diese im anderen unverändert bleibt, ist Einzelelektronentunneln durch den entsprechenden Quantenpunkt möglich. Entlang von Grenzlinien, markiert mit einem „c“, auf der sich beim Überqueren die Zahl um Eins in einem Quantenpunkt erhöht, während sie sich im anderen um Eins erniedrigt, ist Einzelelektronentunneln weder im oberen noch im unteren Quantenpunkt erlaubt. Solch eine Grenzlinie „c“ ist nur zu finden, falls eine ausgeprägte elektrostatische Wechselwirkung zwischen den Quantenpunkten vorliegt, ansonsten kommen die beiden Trippelpunkte an den Enden der „c“-Linie zur Deckung. Die Grenzlinie „c“ ist ausgeprägter je größer die Wechselwirkung.

Entlang der Grenzlinie „c“ liegt eine elektrostatische Entartung zwischen Ladungszuständen, z.B. (N_1, N_2+1)

und (N_1+1, N_2) Elektronen auf den beiden Quantenpunkten vor. Dies lässt sich auch als Entartung des Pseudospins interpretieren: Einer der Quantenpunkte ist immer mit einem zusätzlichen Elektron besetzt, das Elektron kann alternativ im Quantenpunkt 1 (Pseudospin „hoch“) oder 2 (Pseudospin „runter“) sitzen, die Elektronen verbleiben aber in ihrem Quantenpunktsystem 1 oder 2. So kann die Anordnung als eine Pseudospin-Realisierung des Anderson-Störstellen-Modells verstanden werden. Demnach ist zu erwarten, dass quantenmechanische Korrelationen die Coulomb-Blockade im elektrischen Transport für beide Quantenpunkte umgehen sollten. Es entsteht ein korrelierter Vielteilchenzustand, der beide Quantenpunkte umfasst, obwohl kein direkter Elektronenaustausch zwischen den beiden Quantenpunktsystemen möglich ist. Eine Absenkung der Temperatur unter die für das System charakteristische Kondo-Temperatur sollte zu einem hohen Leitwert durch beide Quantenpunkte führen.

Um dies experimentell nachzuweisen, haben wir in den letzten Jahren zwei Anordnungen von zwei elektrostatisch stark wechselwirkenden Quantenpunktsystemen realisiert.

In einer ersten Anordnung sind die beiden Quantenpunktsysteme übereinander in einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit zwei zweidimensionalen Elektronensystemen gestapelt. Der geringe Abstand von etwa 60 nm garantiert eine starke elektrostatische Wechselwirkung, und zeigt erwartete Signaturen von Kondo-Physik, doch hat diese Realisierung den Nachteil, dass nicht alle Tunnelan Kopplungen der beiden Quantenpunkte an ihre Zuleitungen frei einstellbar sind (U. Wilhelm, Promotion 2000). Deshalb sind wir wieder auf lateral in einem zweidimensionalen Elektronensystem angeordnete Quantenpunktsysteme zurückgegangen, haben aber nach Wegen gesucht, die elektrostatische Wechselwirkung in solchen Strukturen zu verstärken. Dies gelang durch Aufbringen einer elektrisch isolierten Metallelektrode, die beide Quantenpunkte überdeckt (03c) (A. Hübel, Promotion 2007). Messungen des Leitwerts im Bereich der „c“-Linie im Ladungsstabilitätsdiagramm für verschiedene Tunnelan Kopplungen an die Zuleitungen (03d) und Temperaturen zeigen, dass korreliertes Elektronentunneln in diesem System auftritt.

Theoretische Berechnungen unterstützen, dass dies auf Kondo-artiges Verhalten aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung zurückzuführen ist.

Wir können festhalten: Zwei elektrostatisch gekoppelte Quantenpunkte mit separaten Zuleitungen verhalten sich unter gewissen Umständen analog zu einem einzelnen Quantenpunktsystem mit Spin-Entartung. Da der Polarisationsgrad der Spinorientierung im Strom des Kondo-korrelierten Quantenpunktes schwer bestimmbar ist, um etwa theoretische Vorhersagen unter erhöhter „Source“-„Drain“-Spannung zu überprüfen, lassen sich in der Anordnung mit zwei Quantenpunkten trivial die Ströme durch beide Quantenpunkte, d.h. die (Pseudo-)Spinpolarisation, für verschiedene Parametereinstellungen messen. Die Möglichkeiten des gekoppelten Systems sind jedoch noch vielfältiger: Es wurde in theoretischen Arbeiten dargelegt, dass bei der gemeinsamen Behandlung des wahren Elektronenspins und des Pseudospins unter gewissen Umständen und moderaten Magnetfeldern ein hochgradig spinpolarisierter Elektronenstrom in einem der beiden Quantenpunktsysteme erzeugt wird. Die Kontrollmöglichkeiten über den spinpolarisierten Strom wären vielseitig, da die Parametereinstellungen für beide Quantenpunkte abgestimmt werden können. Dies ist durch künftige Experimente nachzuweisen.

3. Optische Eigenschaften von Halbleiter-Quantenpunkten

Im Gegensatz zu den im vorigen Abschnitt ausführlich beschriebenen, über elektrostatisch steuerbare Potentialbarrieren definierten Quantenpunkten für Elektronentransportmessungen wird am Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen (IHFG) der Universität Stuttgart eine gänzlich andere Spezies von nanoskopischen Modellsystemen, sogenannte selbstorganisierte Halbleiter-Quantenpunkte, für vielfältige optische Untersuchungen eingesetzt.

3.1. Herstellung

In diesem Fall handelt es sich um quasi-null-dimensionale, nur wenige zehn Nanometer (Millionstel Millimeter) große Kristallite eines Halbleitermaterials (z.B. Indium-Arsenid „InAs“), die in die Kristallmatrix eines zweiten umgebenden Halbleiters mit

größerer elektronischer Bandlückenenergie (z.B. Gallium-Arsenid „GaAs“) eingebettet sind. Die Herstellung solcher Quantenpunkte erfolgt durch molekularstrahl-epitaktische oder auch gasphasenepitaktische Abscheidung des gewünschten Quantenpunktmaterials (hier: Indium und Arsen) auf einem präparierten und vorgereinigten Substrat-Wafer (GaAs) unter genau definierten Wachstumsbedingungen von Temperatur und Materialfluss. Speziell im Wachstumsmodus nach Stranski und Krastanow kommt es bei der Abscheidung des Materials auf dem Substrat zunächst zur Ausbildung einer geschlossenen Kristallschicht, die eine Dicke von nur wenigen Atomlagen aufweist. Diese ersten Schichten wachsen zunächst „pseudomorph“, also mit derselben Gitterperiode (d.h. dem Atomabstand in den einzelnen Lagen) wie das Substrat. Da es sich aber eigentlich bei dem aufwachsenden Material um eine andere Spezies von Kristall handelt, die durch eine etwas größere Gitterperiode (hier: +7%) charakterisiert ist, entsteht mit jeder weiteren Schicht eine Erhöhung der kompressiven Verspannung des Gitters. Wird nun eine materialspezifische „kritische Schichtdicke“ von typischerweise nur wenigen Angström (10^{-10} m) überschritten, so entlädt sich die aufgesammelte Verspannungsenergie plötzlich durch Bildung kleiner kristalliner Inselstrukturen auf der Oberfläche, die praktisch die Urform der gewünschten Quantenpunkte darstellen. Ein solcher (noch unvollendeter) selbstorganisierter Quantenpunkt besteht aus etwa 10^4 bis 10^5 Atomen des epitaktisch abgeschiedenen Materials, wobei sowohl Größe als auch Form innerhalb des gesamten Quantenpunkt-Ensembles statistischen Schwankungen unterliegen. Als letzten Schritt der Epitaxie werden die Punkte schließlich mit einer weiteren Schicht des Substratkristalls überwachsen, um nun einen vollständigen Einschluss der Punkte zu erreichen. In unserem Fall fungiert dabei das GaAs als drei-dimensionaler Potentialtopf, der gebundene Zustände sowohl von Elektronen (e^-) sowie Löchern (h^+ ; auch „Defektelektronen“ genannt) in Form von „Schalen“ diskreter Energie im InAs-Quantenpunkt erzeugt. Von dieser Quantisierung der Zustände rührt die vielzitierte formale Analogie zwischen Quantenpunkten als „künstlichen Atomen“ und „echten Atomen“ her.

3.2. Optische Spektroskopie

Die beschriebene Art von Strukturen erlaubt es nun, sowohl verschiedene Wechselwirkungsmechanismen zwischen gleichartigen und verschiedenen Ladungsträgern innerhalb eines einzelnen Quantenpunkts sowie beim Einfang oder „Tunneln“ aus der umgebenden Barriere, als auch das dynamische Verhalten spontaner strahlender Elektron-Loch-Rekombinationsprozesse unter Aussendung eines Lichtquants (Photons) zu studieren. Um derartige Photolumineszenz-Prozesse im Detail und ohne störende thermische Einflüsse beobachten zu können, werden Quantenpunktproben zunächst auf tiefe Temperaturen von etwa 4 Kelvin (entsprechend -269°C) durch flüssiges Helium abgekühlt und anschließend hochauflösend mikroskopisch mit Hilfe von laserspektroskopischen Verfahren untersucht. Die Absorption von Laserlicht mit einstellbarer Wellenlänge λ (d.h. Energie $E = hc/\lambda$) und Intensität wird hier dazu verwendet, Elektronen (e^-) und Löcher (h^+) entweder nichtresonant in der direkten Umgebung weniger Quantenpunkte oder idealerweise resonant innerhalb eines einzelnen Quantenpunkts anzuregen. Je nach Art der Anregung können so verschiedene Besetzungszustände präpariert werden, deren strahlende Rekombination spektral und/oder zeitlich aufgelöst untersucht wird. Moderne hochempfindliche Detektoren in Kombination mit schmalbandigen optischen Filtern erlauben es hierbei sogar, einzelne Photonen solcher Emissionsereignisse getrennt nachzuweisen. Welche Einblicke in die Quantenwelt dadurch möglich werden, soll im Folgenden beschrieben werden.

3.3. Exzitonen, Multiexzitonen und nichtklassisches Licht

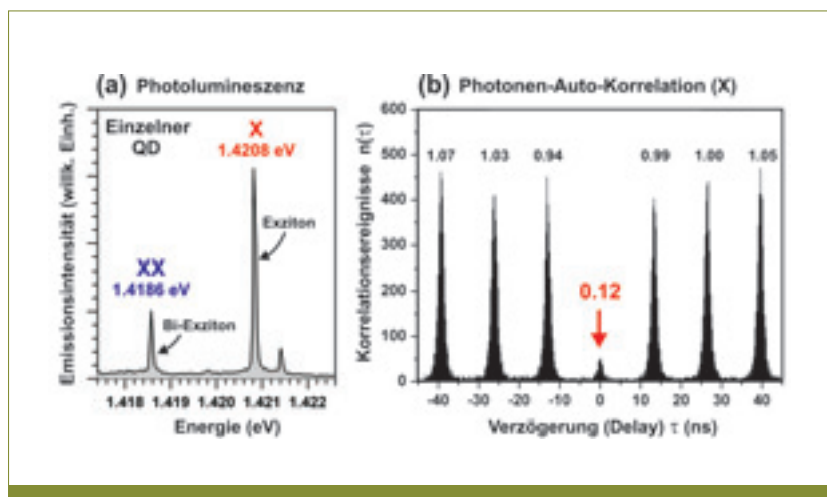
Die einfachste Form eines optisch aktiven Zwei-Teilchen-Ladungsträgerzustandes in einem Quantenpunkt repräsentiert das sog. „Exziton“ (Symbol: X), ein durch Coulomb-Wechselwirkung gebundenes und durch das Einschlusspotential des Quantenpunkts stark lokalisiertes Elektron-Loch-Paar. Ein solcher Besetzungszustand, bei dem die energetisch niedrigsten Schalen in Leitungs- und Valenzband mit jeweils einem Ladungsträger gerade zur Hälfte besetzt sind, entspricht einem angeregten Zustand, der nach einer charakteristischen Lebensdauer von etwa 1 ns

(10^{-9} s) spontan wieder zerfällt. Bei diesem strahlenden Rekombinationsprozess wird gerade die Energiedifferenz zwischen dem angeregten Ausgangszustand („Exziton“) und dem Grundzustand des unbesetzten Quantenpunkts („Vakuumzustand“) in Form eines einzelnen Photons freigesetzt.

Beobachtet man den Prozess spontaner Emission dieser charakteristischen exzitonischen Photonen eines einzelnen Quantenpunktes durch Integration über viele Anregungszyklen hinweg, so ergibt sich eine scharfe Einzellinie (X) im Spektrum wie in **04a** gezeigt. In Abhängigkeit von der optischen Anregungsintensität können neben Exzitonen darüber hinaus aber auch Quantenpunkt-Zustände präpariert

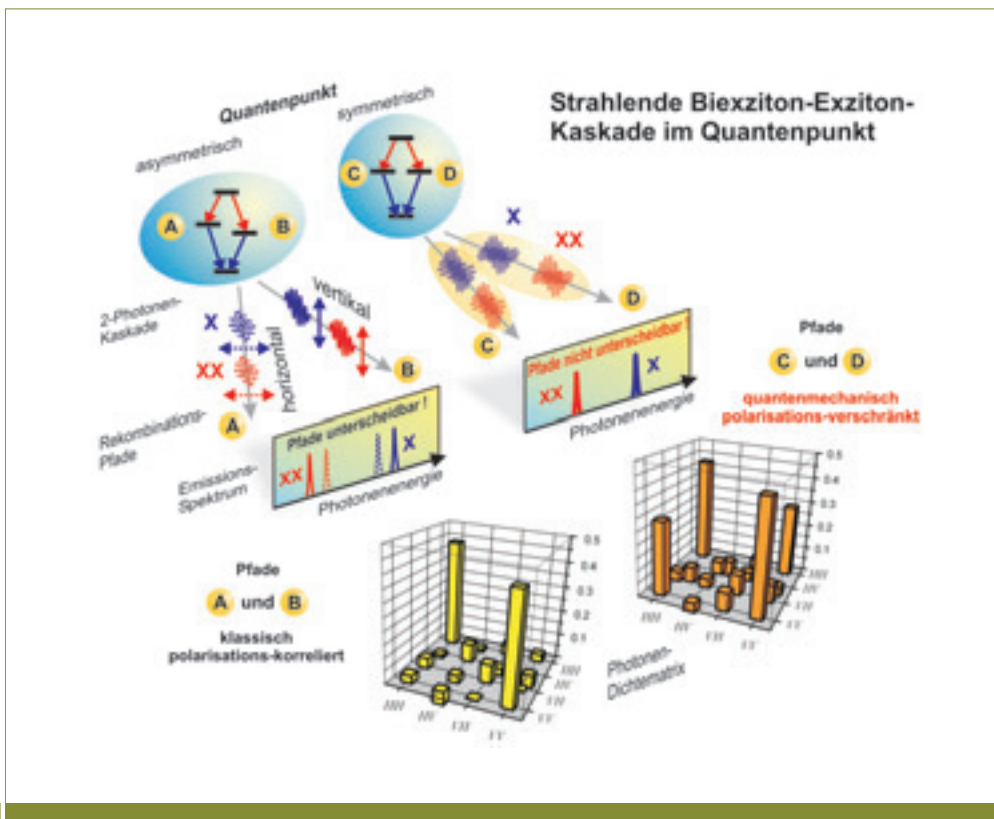
werden, bei denen nicht nur einzelne, sondern im Mittel gleich zwei oder mehr angeregte Elektron-Loch-Paare die energetisch niedrigsten Zustände in den Schalen besetzen. Den Zustand von jeweils zwei wechselwirkenden Elektron-Loch-Paaren zeigt **04a** als zusätzliche Rekombinationslinie des „Bi-Exzitons“ (XX), dessen Photonen-Energie von der des Exzitons (X) verschieden ist. Grund hierfür ist die gegenseitige Coulomb-Wechselwirkung der e-h-Paare in der niedrigsten Schale, die sowohl attraktiven (anziehenden) wie repulsiven (abstoßenden) Charakter haben kann. Bei dem hier gezeigten Quantenpunkt überwiegt die anziehende Wechselwirkung der e-h-Paare – zu sehen an der spektralen Rotverschiebung der Rekombinationslinie des Biexzitons gegenüber der des Exzitons. Diese Energiedifferenz wird oft auch als „Biexziton-Bindungsenergie“ bezeichnet.

Der besondere „nicht-klassische“ Charakter der Photonenemission aus einem einzelnen QD-Zerfallskanal erschließt sich direkt anhand von speziellen Statistikmessungen (sog. Auto-Korrelationsmessungen), bei denen die Häufigkeitsverteilung der Emission zweier aufeinander folgender Photonen (z.B. des Exzitons X) als Funktion ihres zeitlichen Abstandes (Verzögerung τ) gemessen wird. In **04b** ist das Ergebnis einer solchen Messung gezeigt, bei der der exzitonische Zustand des QDs gepulst mit einer Periode von 13 ns angeregt wurde. Speziell das Messsignal bei Verzögerungszeit null verrät das erwähnte nicht-klassische Verhalten, da sich hier eine nahezu vollständige Unterdrückung von gleichzeitig auftretenden Photonen aus diesem Zerfallskanal widerspiegelt, während Photonenpaare aus unterschiedlichen Anregungszyklen keine Korrelation aufweisen und der Poisson-Statistik (Wert = 1) unterliegen. Der hier beobachtbare nicht-klassische (auch: „Sub-Poisson“-) Charakter des Lichts ergibt sich aus der Tatsache, dass sich der QD nach Emission eines Photons nicht sofort im Ausgangszustand befindet, sondern für die erneute Aussendung eines gleichen Photons zunächst wieder angeregt werden muss. Dieser Sachverhalt unterbindet das gleichzeitige Auftreten von zwei (oder mehr) Photonen – wie es in völligem Gegensatz dazu in klassischen Lichtquellen wie etwa glühenden Körpern, Plasmen oder



(a) Zeitlich integriertes Photolumineszenzspektrum eines einzelnen Halbleiter-Quantenpunkts, in dem die spontanen strahlenden Rekombinationen des exzitonischen (X) und des bi-exzitonischen Zustands (XX) als diskrete Linien zu sehen sind; (b) Photonen-Auto-Korrelationsmessung an der Exziton-Linie unter gepulster Anregung: Der nichtklassische Charakter der Photonenemission einzelner QDs zeigt sich in der ausgeprägten Unterdrückung von Ereignissen, bei denen gleichzeitig zwei oder mehr Photonen aus ein und demselben Zerfallskanal (hier: X) auftreten. In der Sprache der Quantenmechanik bezeichnet man die Unterdrückung des normierten Korrelationssignals < 0.5 bei Verzögerung $\tau = 0$ als „Anti-Bunching“ im Sinne von „zeitlich abstandhalten den Photonen“.

(a) Time-integrated photoluminescence spectra of a single semiconductor quantum dot, revealing the characteristic discrete line signatures of spontaneous radiative recombination from the excitonic (X) and bi-excitonic (XX) state; (b) Results of a photon-autocorrelation measurement of the exciton line under pulsed optical excitation: the non-classical character is reflected in a strong suppression of simultaneous multi-photon emission events from the same decay channel (here: X). Quantum mechanically, the pronounced suppression effect of correlation signal < 0.5 around zero delay ($\tau = 0$) is known as „photon anti-bunching“, i.e. the non-classical phenomenon of temporally separated photon emission processes.



05

Schema der Erzeugung klassisch korrelierter sowie „polarisations-verschränkter“ Paare von Lichtquanten (Photonen) aus der strahlenden Biexziton-Exziton-Rekombination eines einzelnen Quantenpunkts. Im „klassischen Fall“ (Pfade „A“ und „B“) können die Lichtquanten anhand ihrer Polarisation und Energie klar unterschieden werden. „Polarisations-verschränkte“ Photonen hingegen (Pfade „C“ und „D“) befinden sich in einem quantenmechanischen Superpositions-Zustand, der sich durch starke Korrelation der beiden Photonen auszeichnet. Aufschluss über den gesamten Grad der Verschränkung des beobachteten Photonen-Zustands liefert hier die sog. Zwei-Photonen-Dichtematrix.

Generation scheme of „classically correlated“ and „polarization-entangled“ photon pairs from a single quantum dot. In the „classical“ case (paths „A“ and „B“) the emitted photons can be distinguished in terms of polarization and energy, whereas „entangled“ photon pairs are in a superposition state of strong correlation. The degree of entanglement of this state can be extracted from a measurement of the so-called photon density matrix.

auch Laserquellen zu beobachten ist. Neben der zuvor beschriebenen Möglichkeit der getriggerten Erzeugung von einzelnen Photonen aus dem Exziton-Zerfall kann natürlich ebenso die bi-exzitonische Rekombination (XX) eines QDs durch spektrale Filterung genutzt werden, um Einzelphotonen bei entsprechender anderer Energie zu erzeugen.

Darüber hinaus ist es ebenfalls möglich, durch geeignete optische Anregung einzelne Quantenpunkte zunächst gezielt mit zwei e-h-Paaren zu besetzen und somit den biexzitonischen Zustand zu präparieren, der anschließend unter sequentieller Aussendung von einem XX- und einem X-Photon in den Vakuumzustand rekombiniert.

Aufgrund der bedeutend kürzeren Lebensdauer des Bi-Exzitons von nur etwa 500 ps (vgl. Exziton: ~ 1 ns) bilden diese zwei Prozesse also eine Zwei-Photonen-Kaskade, die – wie im folgenden beschrieben – zur Erzeugung eines weiteren quantenmechanischen Phänomens, der „Polarisations-Verschränkung“ von Photonenpaaren, genutzt werden kann. Der experimentelle Nachweis dieses Effekts konnte kürzlich auch am Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen (IHFG) erbracht werden.

3.4. Erzeugung von polarisationsverschränkten Photonenpaaren

Wie in 05 schematisch gezeigt wird, können bei der kaskadierten Emission von je einem XX-Photon und einem X-Photon von einem einzelnen Quantenpunkt zwei Grenzfälle unterschieden werden. Die Rekombinationspfade „A“ und „B“ repräsentieren den Fall einer „klassischen“ Korrelation, die sich durch gleichartige lineare Polarisation der Photonenpaare (hier: horizontal oder vertikal) auszeichnet. Bedingt durch eine häufig zugrunde liegende leichte strukturelle Asymmetrie selbst-organisiert gewachsener Quantenpunkte zeigt das Emissionsspektrum von XX und X in diesem Fall eine auflösbare Feinstrukturaufspaltung in sogenannte Dubletts. Sowohl anhand dieser Feinstruktur als auch durch die gleichartige Linearpolarisation beider aufeinanderfolgender Photonen können die Pfade „A“ und „B“ der Kaskade also klar voneinander unterschieden werden: XX- und X-Rekombination sind hier „klassisch polarisations-korreliert“.

Ein völlig anderes Szenario stellt sich im Falle einer nahezu verschwindenden Feinstruktur oder gar vollständiger Ent-

artung der Emissionskomponenten von Bi-Exziton und Exziton dar: Aufgrund der in diesem Fall nicht spektral unterscheidbaren Rekombinationspfade „C“ und „D“ muss der Gesamtzustand der kaskadierten Photonenpaare nun als Superposition (d.h. Linearkombination) aus den beiden möglichen Zerfalls-Pfaden mit entsprechender Polarisierung beschrieben werden. Bei einem solchen Zwei-Photonen-Zustand handelt es sich um „polarisationsverschränkte“ Photonenpaare, ein rein quantenmechanisch beschreibbares Phänomen ohne klassisches Analogon.

In dieser Superposition ist der Polarisationszustand jedes einzelnen der beiden verschränkten Photonen zunächst komplett unbestimmt. Erst die gezielte Messung des Polarisationszustands eines der beiden emittierten Photonen ergibt dann aber sofort auch eine direkte Aussage über die Polarisierung des zweiten Photons aus derselben Kaskade. In der Sprechweise der Quantenmechanik „zwingt“ erst diese nachträgliche Messung der Polarisierung den verschränkten Superpositionszustand zum ‚Kollaps‘ in den vom Experimentator gewählten Messzustand der Polarisierung. Der zuvor unbestimmte Zustand des zweiten (korrelierten) Photons wird hierbei instantan, abhängig vom Resultat der Messung am ersten Photon, festgelegt. Interessanterweise können beide verschränkten Photonen auch weit voneinander gemessen werden, ohne dass die zuvor beschriebene starke Korrelation verloren geht.

Am IHFG ist es nun gelungen, solche verschränkten Photonenpaare mit Hilfe eines einzelnen InAs/GaAs-Halbleiter-QDs getriggert zu erzeugen und anschließend nachzuweisen (Quelle: R. Hafnabrak, S. M. Ulrich, P. Michler, L. Wang, A. Rastelli, and O. G. Schmidt: *Triggered polarization-entangled photon pairs from a single quantum dot up to 30 K*, *New Journal of Physics* 9, 315 (2007)). Unter schneller periodischer Anregung des Quantenpunkts mittels gepulsten Laserlichts wurden hierzu XX- und X-Photonen der Lumineszenz polarisationsabhängig miteinander zeitlich korreliert. Aus Messungen einer Vielzahl unterschiedlicher Kombinationsmöglichkeiten der Polarisierung war es so möglich, die Gesamtkorrelation und somit den Grad der Verschränkung des Zustandes mit einem Quanten-Tomographieverfahren zu ermitteln.

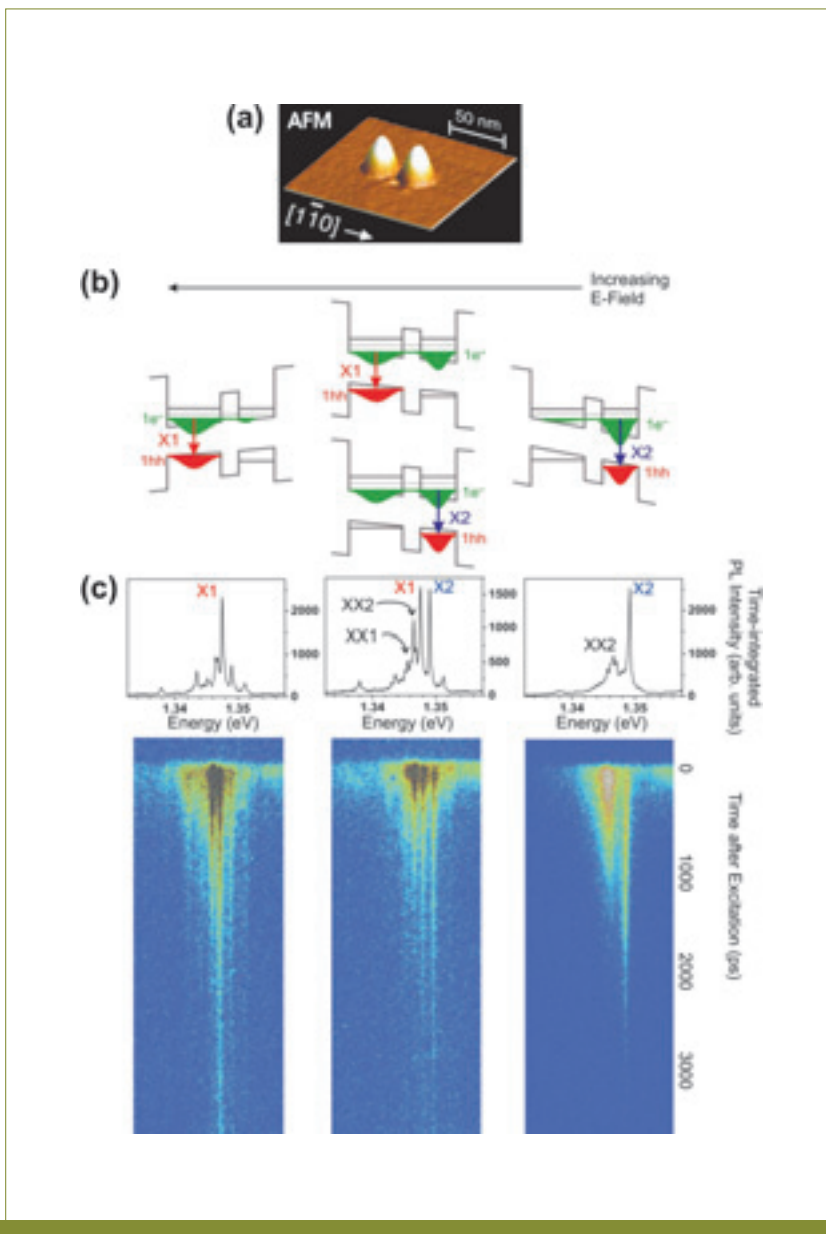
Das Ergebnis in Form der bestimmten Zwei-Photonen-Dichtematrix ist im unteren Teil von **05** gezeigt. Als eindeutiges Indiz für den hohen Verschränkungsgrad der hier erzeugten Photonenpaare (mit bis zu 72 Prozent bzgl. perfekter Verschränkung) erkennt man den Beitrag der Nebendiagonalelemente der Matrix (rechtes Bild), die im „klassischen“ Fall unterscheidbarer Zerfallspfade (linkes Bild) nicht zu erwarten sind. Während die hier gezeigten Ergebnisse zunächst bei Temperaturen von $T = 4 \text{ K}$ (-269°C) gemessen wurden, ist es weiterhin erstmals gelungen, einen nahezu unveränderten Verschränkungsgrad von ~ 68 Prozent bis zu $T = 30 \text{ K}$ (-243°C) nachzuweisen.

Als wichtiges Ziel laufender Untersuchungen am IHFG ist die Optimierung der verwendeten Quantenpunkte hinsichtlich ihrer Temperaturstabilität angestrebt, mit denen möglicherweise Verschränkung sogar bei deutlich höheren Temperaturen oberhalb von 77 K (Siedepunkt von Stickstoff) und damit anwendungstechnisch relevanten Bereichen realisiert werden kann.

3.5. Gekoppelte Quantenpunkte

Mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie kann man lateral sehr dicht nebeneinander liegende Quantenpunkte herstellen. **06a** zeigt eine Rasterkraftmikroskopieaufnahme (AFM) zweier lateraler Quantenpunktmoleküle, die aus jeweils zwei individuellen (In,Ga)As Quantenpunkten bestehen (Quelle: G. Beirne et al., *Phys. Rev. Lett.* 96, 137401 (2006)). Die Quantenpunkte können durch einen kurzen optischen Laserpuls gezielt mit Elektron-Loch-Paaren gefüllt werden. Die von den Elektronen eingenommenen Energiezustände hängen von der Größe, der Form, und dem verwendeten Materialsystem der jeweiligen Quantenpunkte ab. Wenn die elektronischen Energieniveaus des linken und rechten Quantenpunktes energetisch sehr nahe beieinander liegen, tritt resonantes Tunneln auf. Das bedeutet, dass z.B. ein Elektron über den beiden Quantenpunkten delokalisiert und somit keinem individuellen Quantenpunkt mehr zugehörig ist.

Das kontrollierte Erzeugen und Nachweisen derartiger Zustände ist die Grundvoraussetzung für Konzepte, die momentan für die Quanteninformationsverarbeitung diskutiert werden. So ermöglicht die hier verwendete laterale Geometrie gegenüber



(a) Rasterkraftmikroskopieaufnahme (AFM) eines einzelnen Moleküls aus zwei lateral gekoppelten $(\text{In,Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ -Quantenpunkten; (b) Schematische Darstellung der elektronischen Quantenpunkt-Molekül-Wellenfunktionen in Abhängigkeit von der angelegten lateralen Stärke eines elektrischen Feldes; drei Fälle relativen „Tunings“ zwischen den beiden Quantenpunkten können anhand ihrer resultierenden Gesamtwellenfunktionen und den entsprechenden exzitonischen (X1, X2) Übergängen unterschieden werden; (c) Zeitintegrierte Photolumineszenzspektren eines einzelnen Moleküls (entsprechend den drei Fällen in der oberen Abbildung) und dazugehörige zeitaufgelöste Spektren.

(a) Atomic force microscopy (AFM) image of a single molecule of two laterally coupled $(\text{In,Ga})\text{As}/\text{FGaAs}$ semiconductor quantum dots; (b) Sketch of the electronic wave function of a quantum dot molecule (QDM) as a function of lateral electric field strength; three different conditions of relative ‘tuning’ between the two dots can be distinguished in terms of their resulting total wave function and the corresponding excitonic transitions (X1, X2); (c) Time-integrated QDM emission spectra and corresponding time-resolved spectra.

den bisher realisierten vertikalen Ansätzen die Kopplung in zwei Dimensionen. Dies ermöglicht eine Hochskalierung auf eine sehr große Zahl von Quantenpunkten. Eine weitere Besonderheit dieser Quantenpunkt-moleküle ist ihre Anordnung entlang ausgezeichneter Kristallachsen. Diese ermöglicht es, Elektroden zur Erzeugung elektrischer Felder auf der Probe aufzubringen. Mit Hilfe der Felder kann der Grad der Delokalisierung gesteuert beziehungsweise ein Elektron gezielt vom linken zum rechten Quantenpunkt transportiert werden (06b). Information über den bevorzugten Aufenthaltsort erhält man aus der strahlenden Rekombination des Elektrons mit einem jeweils ortsfesten Loch in den jeweiligen Quantenpunkten. Mit der hochempfindlichen optischen Spektroskopie ist es möglich, den Aufenthaltsort der Elektronen in Abhängigkeit des elektrischen Feldes zu studieren.

Photonenstatistikmessungen zeigen, dass auch die Quantenpunkt-moleküle sehr gute Einzelphotonenquellen sind. Man hat hier den zusätzlichen Vorteil, dass über eine von außen angelegte Spannung, eine in der Wellenlänge abstimmbare Einzelphotonenlichtquelle verwirklicht werden kann.

Darüber hinaus erhält man mit Hilfe von zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen Aufschluss über die Dynamik des Ladungsträgertransfers zwischen den benachbarten Quantenpunkten. Im Falle des ungekoppelten Systems (06c, Abb. ganz links bzw. rechts) beobachtet man nach einem anfänglichen Plateau bei der exzitonischen Rekombination monoexponentielle Zerfälle für die Exzitonen (~ 1 ns) und Bi-Exzitonen (~ 500 ps) in Übereinstimmung mit den Werten für strahlende Zerfallskaskaden an einzelnen Quantenpunkten (s.o.).

Im Kopplungsfall (06c, mittlere Abb.) hingegen beobachtet man bei nicht-resonanter Anregung in die Barriere einen biexponentiellen Zerfall. Eine Auswertung der Daten ergibt einen anfänglichen schnellen Zerfall (~ 100 ps) der hauptsächlich dem Tunnelprozess zugeordnet werden kann. Die zweite, längere Zerfallszeit (~ 900 ps) entspricht der strahlenden Rekombinationszeit in den einzelnen Quantenpunkten. Noch interessanter wäre es, den zeitlichen Zerfall nach resonanter Anregung eines der beiden Quantenpunkte zu studieren. Hierbei sollte man

die kohärenten Tunnelprozesse zwischen den Quantenpunkten in ihrer Dynamik studieren können. Diese Experimente stehen noch aus, und sind in naher Zukunft

am Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen geplant.

J. Weis, S. M. Ulrich und P. Michler

DIE AUTOREN

PETER MICHLER

ist seit 2006 Leiter des neu gegründeten „Instituts für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen“ (IHFG, ehemals „Institut für Strahlenphysik“ (IFS)) der Universität Stuttgart. Die Forschungsschwerpunkte des IHFG auf dem Gebiet der Halbleiteroptik umfassen die Untersuchung der quantenoptischen Eigenschaften von Halbleiter-Nanostrukturen (Quantenpunkte, Quantenpunkt-moleküle), Kohärenzeigenschaften und Photonenstatistik von Mikrolasern sowie Resonator-Quantenelektrodynamik in Halbleitern. Weiterhin umfasst der Bereich Epitaxie die Herstellung und Charakterisierung von Gruppe-III-V (Arsenide, Phosphide, Nitride) Halbleiter-Quantenpunkt- sowie Quantentrog-Strukturen und Mikrolasern (VCSELs) mittels MOVPE.



SVEN MARCUS ULRICH

studierte Physik an der Universität Bremen, wo er 2001 sein Diplom mit einer Arbeit zum Thema „Optische Spektroskopie der Donator-Akzeptor-Paarrekombination in GaN:Mg“ ablegte. Nach einem Wechsel an die Universität Stuttgart (2003) als wissenschaftlicher Mitarbeiter promovierte er 2006 mit dem Thema „Non-classical and stimulated photon emission processes from self-assembled semiconductor quantum dots“. Zu seinen aktuellen Forschungsgebieten als Post-Doc am Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen zählen die Erzeugung nichtklassischer und verschränkter Lichtzustände mittels einzelner Quantenpunkte und die Untersuchung der spontanen strahlenden Rekombination sowie stimulierten Emission (Lasing) von Quantenpunkten in Mikroresonatoren.



Kontakt

Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen, Universität Stuttgart
Allmandring 3, 70569 Stuttgart, Tel.: 0711/685-63871, Fax: 0711/685-63866
E-Mail: sekr@ihfg.uni-stuttgart.de, Internet: www.ihfg.uni-stuttgart.de

JÜRGEN WEIS

studierte Physik an der Universität Ulm, fertigte seine Promotionsarbeit am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung (MPI-FKF) an und promovierte 1994 an der Universität Stuttgart. Nach einem Forschungsaufenthalt bei AT&T Bell Labs ist er seit 1996 wissenschaftlicher Mitarbeiter am MPI-FKF in der Abteilung von Prof. K. von Klitzing. Nach Habilitation im Jahre 2002 ist er seit 2006 außerplanmäßiger Professor an der Universität Stuttgart. Er beschäftigt sich mit elektrischen Eigenschaften niederdimensionaler Elektronensysteme sowie der Rastersondenmikroskopie solcher Systeme bei tiefsten Temperaturen und hohen Magnetfeldern.



Kontakt

Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
Heisenbergstraße 1, 70569 Stuttgart, Tel.: 0711/689-1329
E-Mail: j.weis@fkf.mpg.de, Internet: www.fkf.mpg.de/klitzing