

Blitzschnelle Quantenbits

Wie sich Spins in Halbleiter-Quantenpunkten optisch kontrollieren lassen

Alex Greilich

Richard Feynman schlug bereits 1982 vor, einen Computer zu entwickeln, der quantenmechanischen Gesetzmäßigkeiten folgt. Mittlerweile gibt es eine Fülle von Ansätzen, um die zentralen Bausteine eines Quantencomputers – Qubits – zu erzeugen und zu einer skalierbaren universellen Logik zu koppeln. Quantenpunkte, die jeweils mit einem Elektronenspin beladen sind, könnten sich besonders eignen, denn sie versprechen eine lange Kohärenzzeit in Kombination mit optischer Kontrolle.

Das Quantenbit, kurz Qubit, ist der quantenmechanische Informationsträger. Der Hauptunterschied zum klassischen Bit besteht darin, dass es neben den Werten 0 oder 1 auch einen Superpositionszustand, also eine Linearkombination, dieser beiden Werte annehmen kann. Durch die quantenmechanische Verschränkung können unterschiedliche Qubits nichtlokal miteinander koppeln: Die Manipulation eines Qubits ändert dann unweigerlich den Zustand eines zweiten, damit verschränkten Qubits. Dies erlaubt es prinzipiell, eine große Anzahl von Rechenoperationen parallel durchzuführen – die eigentliche Stärke eines Quantenrechners.

Während des letzten Jahrzehnts sind enorme Fortschritte gelungen, um Systeme, die sich als Qubits eignen, zu identifizieren. Dazu zählen beispielsweise Polarisationszustände von Photonen, elektronische Übergänge in Atomen, Spinzustände von Kernen, Spins in Halbleiter-Quantenpunkten oder supraleitende Fluss-Qubits. All diese Systeme haben ihre Stärken und Schwächen, die anhand der Kriterien zu beurteilen sind, die ein quantenmechanisches System im Hinblick auf seine Eignung für die Quanteninformationsverarbeitung erfüllen soll. Zusammengefasst bedeutet das: langlebige Kohärenz, Initialisierbarkeit in einen wohldefinierten Anfangszustand, Skalierbarkeit, eine universelle Logik aus Ein- und Zwei-Qubit-Manipulationen und eine verlässliche Korrigier- und Auslesbarkeit [1].

Hier möchte ich mich auf Halbleiter-Quantenpunkte (QP) beschränken (Abb. 1), 5 bis 30 Nanometer kleine Inseln, in denen Ladungsträger dreidimensional eingesperrt sein können. Ihre Relevanz für die Quanteninformationsverarbeitung beziehen sie unter anderem daraus, dass sie sich mit gängiger Halbleitertechnologie herstellen lassen. Zudem ist es möglich, sie

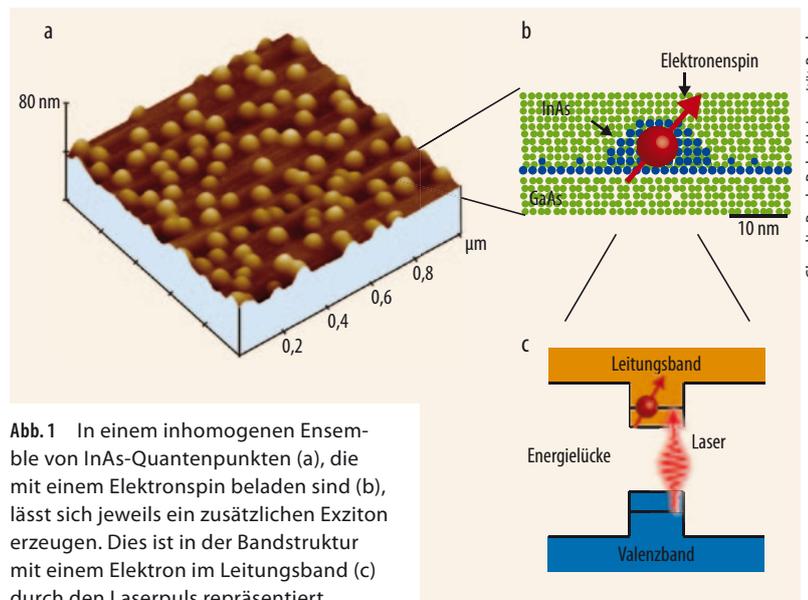


Abb. 1 In einem inhomogenen Ensemble von InAs-Quantenpunkten (a), die mit einem Elektronenspin beladen sind (b), lässt sich jeweils ein zusätzliches Exziton erzeugen. Dies ist in der Bandstruktur mit einem Elektron im Leitungsband (c) durch den Laserpuls repräsentiert.

in elektronische Strukturen wie Dioden zur Ladungskontrolle [2] oder photonische Strukturen aus Resonatoren und Wellenleitern zur optischen Kontrolle [3] einzubetten. Die direkte Bandlücke vieler Halbleitermaterialien und die damit verbundene Möglichkeit zur optischen Anregung legen nahe, die energetisch niedrigste dieser Anregungen, das Exziton, als Qubit zu verwenden: Sein großes optisches Dipolmoment in Quantenpunkten könnte eine kohärente Manipulation bis hinauf zu Frequenzen im Terahertz-Bereich (THz) ermöglichen [4]. Dies übersteigt die entsprechenden Frequenzen von Kernspins (MHz) oder Elektronen-

KOMPAKT

- Ein Elektronenspin, der in einem Quantenpunkt eingeschlossen ist, lässt sich durch Laserpulse effizient manipulieren. Wegen des großen Dipolmoments des Übergangs ist dies optisch sehr schnell möglich.
- Eine gepulste optische Anregung synchronisiert die Spinpräzessionen in einem inhomogenen Spinensemble so, dass sich eine periodisch wiederkehrende makroskopische Spinpolarisation einstellt.
- Zwei Spins, die sich in unterschiedlichen, über eine Tunnelbarriere hinweg wechselwirkenden Quantenpunkten befinden, bilden einen verschränkten Zustand.
- Durch geeignete Wahl der Dauer von Kontroll-Laserpulsen lassen sich einzelne Spins in dem verschränkten Zustand oder der Zustand als Ganzes manipulieren.

Dr. Alex Greilich, Experimentelle Physik 2, Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund, Otto-Hahn-Str. 4, 44227 Dortmund – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Walter-Schottky-Preises 2012 auf der DPG-Jahrestagung in Berlin.

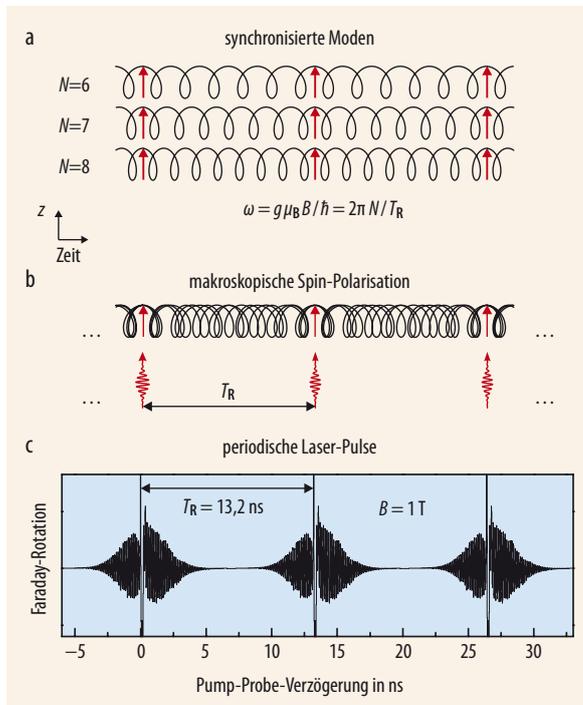


Abb. 2 Synchronisierte Spins führen eine ganzzahlige Anzahl von Larmor-Präzessionen während zweier Laserpulse durch (a). Die Überlagerung der Beiträge mehrerer Spins bewirkt eine Spinpolarisation (b). Das gemessene Signal eines inhomogenen Ensembles von Spins in Quantenpunkten ($T = 2\text{ K}$, $B = 1\text{ T}$) zeigt, dass die Stärke des Signals der Faraday-Rotation proportional zur Spinpolarisation entlang der optischen Achse ist (c).

spins (GHz) und könnte einen erheblichen Geschwindigkeitsvorteil bedeuten.

Die Dauer einer Manipulation ist aber immer mit der Kohärenzzeit eines Qubits zu vergleichen, also der Lebensdauer seines quantenmechanischen Superpositionszustands. Leider schränkt die kurze Zerfallszeit eines Exzitons in der Größenordnung einer Nanosekunde seine Nutzbarkeit als Qubit erheblich ein. Das Problem ist dadurch zu lösen, dass man den Quantenpunkt durch gezielte Dotierung oder elektrische Kontaktierung mit einem Ladungsträger, der sich dort nahezu unbegrenzt speichern lässt, belädt und die quantenmechanische Information in seinen Spin-Freiheitsgrad kodiert (Abb. 1c). Ein Lichtpuls kann ein zusätzliches Exziton erzeugen und darüber hinaus auf den Spin wirken und diesen beeinflussen, etwa unter

Ausnutzung des Pauli-Prinzips für die Besetzung der diskreten Zustände im Quantenpunkt. Die Lebensdauer des Elektronenspins beträgt bei tiefen Temperaturen Millisekunden [5], seine Kohärenzzeit liegt im Bereich von Mikrosekunden [6]. Damit wären mit Pikosekunden-Laserpulsen bis zu 10^6 Spin-Manipulationen innerhalb der Kohärenzzeit möglich. Prinzipiell liegt diese Zahl oberhalb der 10^4 benötigten Operationen, die unter sonst idealen Bedingungen erforderlich sind, um Quanten-Fehlerkorrektur-Algorithmen durchzuführen [7]. Die Aussicht, eine lange Kohärenzzeit mit optischer Kontrolle zu kombinieren, hat intensive Bemühungen ausgelöst, schnelle optische Spin-Manipulation in Quantenpunkten zu realisieren.

Von der Initialisierung ...

Der erste Schritt, um Spinanregungen manipulieren zu können, ist die Präparation ihres Anfangszustands, die „Initialisierung“. Das Standardverfahren hierzu ist das optische Pumpen, das seit über 60 Jahren aus der Atomphysik bekannt ist [8]. Dabei wird die Spin-Population aus einem Eigenzustand optisch über einen gemeinsamen Anregungszustand in einen anderen Eigenzustand durch spontane Relaxation übertragen. Die gleiche Methode eignet sich auch dazu, wie wir später sehen werden, auch dazu dienen, den Spin in einem Quantenpunkt zu polarisieren. Bei dieser Methode muss man sich wegen der unvermeidlichen Inhomogenitäten der Spin-Eigenschaften in einem QP-Ensemble auf die Manipulation an einem einzelnen Quantenpunkt beschränken. Dies ist technisch jedoch viel zu aufwändig.

Allerdings gibt es ein Verfahren, mit dem es gelingt, viele Spins trotz ihrer Unterschiede parallel zueinander einzustellen. Die Verwendung eines Spin-Ensembles führt zu einem starken optischen Signal und reduziert damit die Messzeit drastisch. Dabei werden insgesamt etwa eine Million Elektronenspins in einem Ensemble von jeweils einfach geladenen Quantenpunkten durch eine periodische Abfolge von Pikosekunden-Laserpulsen polarisiert. Anschließend ist ihre Larmor-Präzession mit der Frequenz $\omega = g\mu_B B/\hbar$ um ein senkrecht zu den Spins orientiertes Magnetfeld zu beobachten (g -Faktor des Elektronenspins, μ_B : Bohrsches Magneton, \hbar : Planck-Konstante). Die Messung erfolgt über die Faraday-Rotation, bei der eine Spin-Polarisation durch die Drehung der linearen Polarisation eines weiteren Laserstrahls erfasst wird [9]. Die Polarisation der Spins [10, 11] ist wie folgt zu verstehen: Die Dauer der Laserpulse ist wesentlich kürzer als die Periode einer Spinpräzession, sodass während eines Pumpimpulses zum Zeitpunkt $t = 0$ eine „Momentaufnahme“ des Systems vorliegt, da sein Zustand de facto eingefroren ist. Das Pumplicht erhöht die Spin-Polarisation entlang der optischen Achse (z -Richtung in Abb. 2b). Diese Polarisation präzediert dann in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld mit der Larmor-Frequenz ω und addiert sich vektoriell zu der

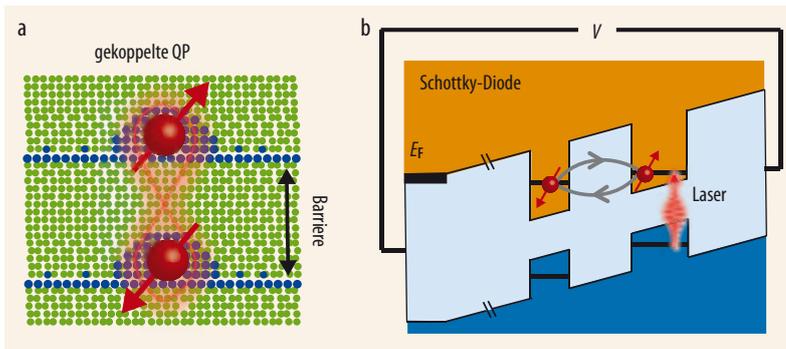


Abb. 3 Die Austauschwechselwirkung zweier verschränkter Spins in benachbarten Quantenpunkten (a) lässt sich in einer Schottky-Diode kontrollieren. Der Laserpuls symbolisiert die optische Kontrolle eines einzelnen Spins (b).

Polarisation, die bereits vor dem Puls vorlag. Beleuchtet man nun die Probe periodisch (mit einer Frequenz, die derjenigen der Larmor-Präzession entspricht), verstärkt sich die Polarisation, die bei $t = 0$ erzeugt wurde, durch alle weiteren Pulse zu den Zeiten $t = 2\pi N/\omega$, da sich die optisch erzeugten Spinkohärenzen phasenrichtig überlagern.

Für dieses Schema spielen Unterschiede zwischen den optischen Übergangsenergien im QP-Ensemble keine entscheidende Rolle mehr, da der zur Anregung verwendete, gepulste Laser mit seiner endlichen spektralen Breite ein ganzes Spektrum an Übergängen abdecken kann. Zwar sorgen Laserpulse dafür, dass die Spins aller Elektronen im optisch angeregten Ensemble umklappen, aber nur für etwa ein Drittel dieser Spins entspricht die Laserpulswiederholrate einem ganzzahligen Vielfachen der Larmor-Frequenz, $\omega = 2\pi N/T_R$, wobei T_R der Abstand der Laserpulse ist. Diese Elektronenspins werden mit dem Laser synchronisiert, was zu einer konstruktiven Interferenz ihrer Spinpolarisation nach jedem Intervall T_R führt (Abb. 2a+b). Die Synchronisation der Spinpräzessionsmoden ähnelt der Kopplung von Resonator-Moden im gepulsten Lasersystem: In unserem Fall geht die Modenkopplung des gepulsten Lasersystems in eine Modenkopplung der Spins in den Quantenpunkten über.

Da der Laser eine breite Verteilung an Elektronenspins mit unterschiedlichen g -Faktoren und damit unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen erzeugt, kommt es zu einer Dephasierung der makroskopischen Spinpolarisation auf Nanosekunden-Skala (Abb. 2c): Die Spins geraten bei ihrer Präzession außer Phase, jeder einzelne Spin behält dabei jedoch seine Kohärenz. Allerdings stellt sich die makroskopische Kohärenz vor jedem Laserpuls aufgrund der Synchronisierung der Spins wieder ein. Bei der verringerten Wiederholrate der Laserpulse und der gemessenen Amplitude der Spinpolarisation nach Wiederausbildung der makroskopischen Polarisation ist es möglich, die Kohärenzzeit der einzelnen Spins im inhomogenen Ensemble zu bestimmen. Bei tiefen Temperaturen beträgt sie drei Mikrosekunden, was gut mit anderen Untersuchungen zur Elektronspinkohärenz übereinstimmt [6]. Das verwendete Laserprotokoll ist bemerkenswerterweise weit weniger anspruchsvoll als die Spin-Echo-Techniken, bei denen es erforderlich ist, die Eigenschaften der Pulse sehr genau zu kontrollieren.

... zur Kontrolle und Kopplung

Der nächste Schritt besteht darin, eine universelle Logik für die Spinanregungen zu erstellen. Um für einen Quantenrechner nützlich zu sein, sollten Spin-Qubits in einem Gatter miteinander verschränkbar und auf Zeiten deutlich kürzer als die Kohärenzzeit manipulierbar sein. Verschränkung erfordert eine Wechselwirkung zwischen den Spins, deren Stärke bestimmt, wie schnell sich kohärente Operationen an ihnen ausfüh-

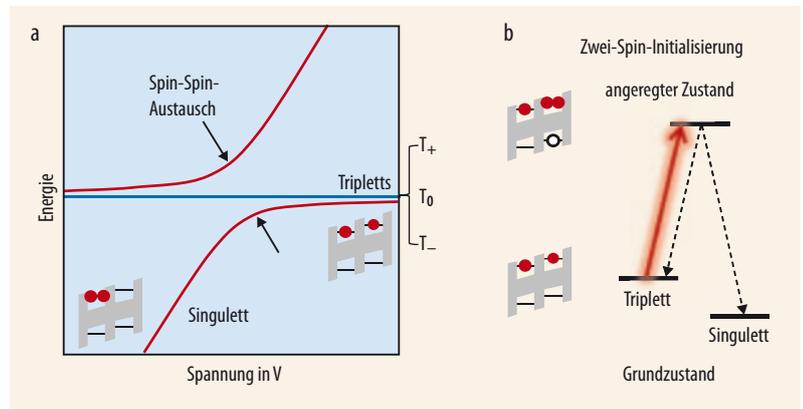


Abb. 4 Die Austauschenergie hängt von der angelegten Spannung ab (a): Die Zwei-Spin-Zustände spalten in ein Singulett und drei entartete Triplets auf. Die Potentialtöpfe deuten die Elektronenkonfiguration abhängig von der angelegten Spannung an. Bei einer Spannung oberhalb der Austausch-Anti-

kreuzung sind die zwei Spins räumlich getrennt in jeweils einem Quantenpunkt lokalisiert. Bei resonanter optischer Anregung des Triplets ($B = 0$) lässt sich der Singulett-Zustand durch optisches Pumpen initialisieren (roter Pfeil: Laserenergie, schwarze Linien: Relaxation in den Grundzustand).

ren lassen. Zur Verschränkung wurde eine Reihe von Mechanismen für optisch adressierte Spins vorgeschlagen, wie eine Kopplung über Photonen in optischen Kavitäten oder über Coulomb- bzw. Tunnelwechselwirkung in benachbarten Quantenpunkten.

Wir haben ein optisches Zwei-Qubit-Gatter auf Grundlage einer kurzreichweitigen kinetischen Austauschwechselwirkung genutzt, die auf kohärentem Tunneln zwischen zwei gekoppelten Quantenpunkten in einem „QP-Molekül“ basiert [12] (Abb. 3). Jeder Quantenpunkt ist für sich mit einem einzelnen Elektron beladen, und das Molekül ist in eine Schottky-Diode integriert (Abb. 3b). Die Stärke der Kopplung zwischen den Elektronenspins lässt sich über die an die Diode angelegte Spannung einstellen. Die Austausch-Kopplung führt zu einem Spin-Singulett- und einem Spin-Triplett-Zustand (Abb. 4a). Für den Betrieb als Gatter gilt es nun, den Zwei-Spin-Zustand zu initialisieren, zu kontrollieren und zu manipulieren.

Zur Initialisierung überführt optisches Pumpen die beiden Elektronenspins in den verschränkten Anfangszustand, der ein Spin-Singulett darstellt. Dazu bringt man einen schmalbandigen Dauerstrich-Laser in Resonanz mit dem optischen Übergang in den Triplett-Zustand und transferiert die Spin-Polarisation in den Singulett-Zustand (Abb. 4b). In diesen Zuständen wirkt die Austauschwechselwirkung zwischen den Spinanregungen. Ihre Auswirkungen gilt es zu berücksichtigen, um optische Kontrolle eines einzelnen Spins („Ein-Qubit-

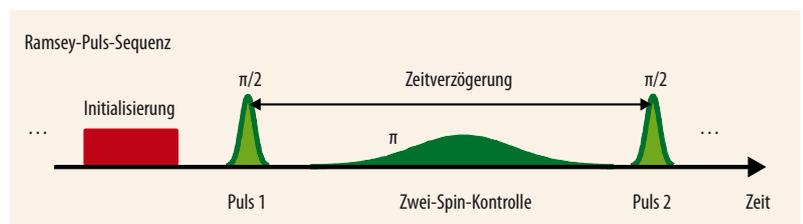


Abb. 5 Ramsey-Puls-Sequenz mit Initialisierungspuls und zwei Steuerungspulsen, die eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ an einem Spin hervorrufen.

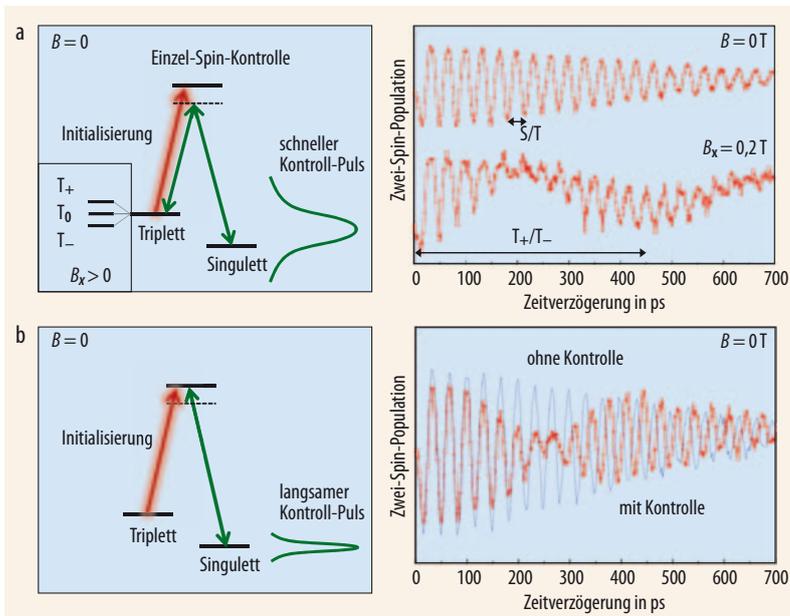


Abb. 6 Schnelle optische Pulse, die spektral beide Eigenzustände abdecken und somit nur auf einen Spin wirken, eignen sich zur Einzel-Spin-Kontrolle (a, vgl. Text). Das Ramsey-Signal (rechts) zeigt, dass sich der Zwei-Spin-Zustandsraum vollständig abdecken lässt durch

ein zusätzliches orthogonales Magnetfeld (B_x), das die Triplett-Zustände aufspaltet. Den langsameren Puls schaltet man zusätzlich ein (b), um ein Zwei-Spin-Gatter zu erzeugen, mit dem der gesamte verschränkte Zustand manipuliert wird.

Gatter“) oder beider Spins („Zwei-Qubit-Gatter“) zu erreichen.

Zur Kontrolle des verschränkten Spinzustands dient ein Ramsey-artiges Experiment, bei dem zwei $\pi/2$ -Steuerungspulse von jeweils 13 ps Dauer, aber variablem zeitlichen Abstand voneinander, angelegt werden [13] (Abb. 5). Die Dauer sind absichtlich so kurz gewählt, damit die gekoppelten Spins keine Zeit zur Wechselwirkung haben. Wegen ihrer Kürze können die Pulse die Phase eines Spins verändern, ohne dass dies den zweiten Spin beeinflusst. Nach dem Puls treten die Spins wieder miteinander in Wechselwirkung, aus der heraus sich ein Superpositionszustand von Singulett und Triplett bildet. Dieser Charakter zeigt sich anhand der nachfolgenden Präzession um ein Austauschfeld.

Der erste Puls erzeugt eine Superposition zwischen dem Singulett- und dem T_0 -Triplett-Zustand (Abb. 6a). Der zweite Puls bringt das System in einen Eigenzustand der Austauschwechselwirkung zurück. Danach wird die Population des Triplett-Zustands ausgelesen, die proportional zur zwischen den Pulsen akkumulierten Phase (oder zur Zeitverzögerung zwischen den beiden Pulsen) ist. Wenn zudem ein orthogonales Magnetfeld (B_x) anliegt, spalten die Triplett-Zustände ebenfalls auf, sodass sich bei Variation der Laserleistung und des Pulsabstands jeder beliebige Zwei-Spin-Zustand einstellen kann, allgemein beschrieben durch $|\psi\rangle = \alpha|\uparrow\downarrow\rangle + \beta|\downarrow\uparrow\rangle + \gamma|\uparrow\uparrow\rangle + \delta|\downarrow\downarrow\rangle$ [12].

Aber auch der verschränkte Zustand lässt sich als Ganzes optisch manipulieren. Dazu dienen Laserpulse, die länger andauern (150 ps) als die charakteristische Wechselwirkungszeit zwischen den Spins (Abb. 6b). Eine längere Pulsdauer entspricht einer schmaleren energie-

tischen Breite. Ein solcher Puls erzeugt eine zusätzliche Phase, welche die Wechselwirkung beschleunigt oder abbremst. Dies ist in der Abbildung als Phasenverschiebung bei der Präzession zwischen Singulett und Triplett zu erkennen. Die Kombination von kurzen und langen Laserpulsen führt zur Kontrolle der Spin-zustände auf einer Zeitskala von Nanosekunden.

Obwohl damit eine Verschränkung für zwei Qubits realisiert wurde, stellt die Kopplung und Verschränkung mehrerer Qubits weiterhin eine enorme Herausforderung dar. Eine Lösung hierfür könnten eine Kopplung der Quantenpunkte über angeregte elektronische Molekülzustände oder die Integration von Quantenpunkten in photonische Kristalle bieten, um eine langreichweitige Kopplung über Photonen zu erreichen.

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt Manfred Bayer, Dmitri R. Yakovlev und den anderen Mitarbeitern der Experimentellen Physik 2 der Technischen Universität Dortmund. Zudem bedanke ich mich bei Samuel G. Carter, Danny Kim, Allan S. Bracker und Daniel Gammon vom Naval Research Laboratory, Washington DC, USA. Die Arbeiten wären nicht möglich gewesen ohne die großzügige Unterstützung durch die DFG und das BMBF.

Literatur

- [1] T. D. Ladd et al., Nature **464** (2010)
- [2] R. J. Warburton et al., Nature **405**, 926 (2000)
- [3] D. Englund et al., Optics Express **15**, 5550 (2007)
- [4] N. H. Bonadeo et al., Science **282**, 1473 (1998)
- [5] M. Kroutvar et al., Nature **432**, 81 (2004)
- [6] A. Greilich et al., Science **313**, 341 (2006)
- [7] G. Burkard et al., Prog. Phys. **48**, 965 (2000)
- [8] J. Brossel und A. Kastler, Comp. Rend. **229**, 1213 (1949)
- [9] D. D. Awschalom und N. Samarth, in: Semiconductor Spintronics and Quantum Computation, D. D. Awschalom, D. Loss und N. Samarth (Hrsg.), Springer, Berlin 2002, S. 147
- [10] W. E. Bell und A. L. Bloom, Phys. Rev. Lett. **6**, 280 (1961)
- [11] A. Shabaev et al., Phys. Rev. B **68**, 201305(R) (2003)
- [12] D. Kim et al., Nat. Phys. **7**, 233 (2011)
- [13] A. J. Ramsay, Semicond. Sci. Technol. **25**, 103001 (2010)

DER AUTOR

Alex Greilich hat in Velikij Novgorod/Russland Physik studiert und an der TU Dortmund promoviert. Dort befasste er sich mit der kohärenten Spektroskopie an Elektronspins in Quantenpunkten. Während der Promotion in Dortmund und der anschließenden zweijährigen Postdoktorandenzeit am Naval Research Laboratory in Washington D.C. (USA) ist es ihm gelungen, wegweisende Experimente zur kohärenten optischen Spinkontrolle durchzuführen.



J. Röhl