

Kohärente Kontrolle und Wechselwirkung von Elektronenspins in einem (In,Ga)As/GaAs Quantenpunktensemble

Dissertation

vorgelegt an der
Fakultät für Physik
Technische Universität Dortmund
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)



von

Stefan Spatzek

Dortmund, 2. Mai 2011

Tag der mündlichen Prüfung:

17. Juni 2011

Prüfungskommission:

Prof. Dr. Manfred Bayer

Prof. Dr. Carsten Westphal

Prof. Dr. Bernhard Spaan

Dr. Bärbel Siegmann

Inhaltsverzeichnis

1 Motivation	1
1.1 Warum ist Quanteninformationsverarbeitung nützlich?	1
1.2 Quantengatter	4
2 Grundlagen	7
2.1 (In,Ga)As/GaAs Quantenpunkte	7
2.1.1 Die III-V Verbindungshalbleiter GaAs und InAs	7
2.1.2 Herstellung eines selbstorganisierten Quantenpunktensembles . . .	9
2.2 Der Elektronenspin in einem Quantenpunkt	10
2.2.1 Optische Übergänge in Quantenpunkten	10
2.2.2 Der effektive g-Faktor und die Larmorfrequenz	12
2.2.3 Abnahme der Spinpolarisation	14
2.2.4 Verschränkung zweier Spins	17
2.2.5 Der magneto-optische Faraday-Effekt	19
2.2.6 Elliptizität	20
2.3 Der Mode-Locking-Effekt in Quantenpunkten	21
2.3.1 Die Phasensynchronisationsbedingung	22
2.3.2 Phasensynchronisation durch Kerne	23
2.3.3 Anschauliche Betrachtung der Modenkopplung	25
2.3.4 Verringerung der Modenanzahl bis zur Einzelmode	25
2.3.5 Anregungsleistungsabhängigkeit der Spininitialisierung	29
2.3.6 Zusammenfassung: Elektronen-Spinkohärenz in Quantenpunkten .	31
3 Durchführung von Experimenten zur Spinkohärenz	33
3.1 Kernkomponenten des experimentellen Aufbaus	33
3.2 Zeitaufgelöste Spektroskopie durch die Pump&Probe-Technik	42
4 Untersuchungen zur Elektronen-Spinkohärenz in Quantenpunkten	45
4.1 Kenndaten der Quantenpunktprobe	46
4.2 Optische Spinanregung mit zeitlich verschiedenen Laserpulslängen	47

4.3	Vergleich zweier Detektionsmethoden: Faraday-Rotation und Elliptizität	59
4.4	Ultraschnelle optische Rotation von Elektronenspins in einem Quantenpunktensemble	68
4.5	Optische Kontrolle kohärenter Wechselwirkung von Elektronenspins . . .	78
4.6	Kurzzusammenfassung: Experimentelle Ergebnisse	93
5	Ausblick auf zukünftige Messungen	95
	Literaturverzeichnis	101
	Veröffentlichungen	109

Kapitel 1

Motivation

1.1 Warum ist Quanteninformationsverarbeitung nützlich?

In der heutigen Zeit spielt das Verarbeiten von großen Datenmengen eine immer wichtigere Rolle. Dies umfasst viele Bereiche unseres Lebens, z.B. Logistik, Ingenieurwesen, Massenmedien, Finanzwesen und die Wissenschaft. Hierfür sind hohe Rechenkapazitäten notwendig, sei es bei der virtuellen Simulation von komplexen Maschinen, das effiziente Durchsuchen von Datenbanken oder die Verarbeitung und sichere Übertragung von großen Datenmengen. Die Rechenleistung von Computern wurde in den vergangenen Jahrzehnten stark verbessert. Die ersten Computer (z.B. die *Zuse Z3*) basierten auf Relais, welche einen hohen Energieverbrauch pro Rechenschritt hatten. Im Jahr 1951 wurde diese Technologie von dem ersten kommerziellen Elektronenröhren-Computer *UNIVAC I* abgelöst [1]. Ab 1959 wurde der *Siemens 2002* ausgeliefert, dessen Rechenleistung vollständig auf Transistorbasis beruht. Mit der Erfindung seriengefertigter Silizium-Mikroprozessoren wurden Computer immer kleiner und leistungsfähiger. Der im Jahr 1969 für einen elektronischen Taschenrechner entwickelte Mikroprozessor *Intel 4004* hat eine Verarbeitungsbreite von 4 Bit und besteht aus 2300 Transistoren [2]. Heutzutage sind Computer aus unserem täglichen Leben nicht mehr wegzudenken. Mit dem „Personal Computer“ (PC) steht in 79% der deutschen Haushalte eine digitale Rechenmaschine (Stand 1.1.2009) [3]. Moderne kommerziell erhältliche Mikroprozessoren bestehen aus einigen 100 Millionen Transistoren, welche in einer 45 nm Fertigungstechnik hergestellt werden. Die Fertigungstechnik energiesparender Transistoren liegt bereits bei 32 nm [4]. Als technologische Grenze gilt eine Gatterbreite im Bereich von 10 nm [5]. Dies entspricht etwa 30 Siliziumatomen. Es ist daher nicht möglich die Transistordichte

auf einem Mikrochip wesentlich weiter zu erhöhen, um größere Leistungen zu erzielen. Ebenso müssen bei Transistoren im Nanometer-Bereich quantenmechanische Effekte berücksichtigt werden.

Der Nobelpreisträger Richard P. Feynman erkannte bereits im Jahr 1982 die Möglichkeit, dass eine Turing-Maschine auf quantenmechanischer Basis die Leistung klassischer Systeme bei weitem übertreffen kann [6]. Während die „klassischen“ Computer mit zwei Zuständen arbeiten (0 und 1) könnten Quantencomputer die Superpositionen zweier Zustände verarbeiten. Diese Zustände könnten zum Beispiel durch eine Eigenschaft von Elektronen, dem Spin, definiert werden ($|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$). Der Zustand eines klassischen Bits ist entweder 0 oder 1, während das Quantenbit eine Superposition zweier Zustände

$$\psi = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$$

annehmen kann. Die Amplituden α und β sind komplexe Zahlen, für die lediglich die Bedingung $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ gilt. Bei klassischen Systemen werden 8 Bits zu einem Byte zusammengefasst. Dies ermöglicht, dass ein Byte ganze Zahlen von 0 bis 255 darstellen kann. Ebenso lassen sich auch Quantenbits zusammenfassen. Ein n -Quantenbit System hat dabei 2^n zueinander orthogonale Zustände. Durch die Verschränkung von Quantenbits kann nur noch die Gesamtheit der Quantenbits definiert werden, ein einzelnes Quantenbit hat keinen definierten Zustand mehr. n verschränkte Quantenbits können einen beliebigen Satz von n klassischen Bits gleichzeitig darstellen. Dies führt dazu, dass ein Quantencomputer mit n verschränkten Quantenbits bis zu 2^n Rechenoperationen gleichzeitig durchführen kann [7]. Dazu wird an dieser Stelle ein einfaches Beispiel gegeben. Wird auf ein einzelnes Quantenbit eine NOT-Gatteroperation angewendet, so wird der Zustand ψ von

$$\psi = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$$

nach

$$\psi' = \alpha|\downarrow\rangle + \beta|\uparrow\rangle$$

manipuliert. Eine Gatteroperation hat in diesem Fall zwei Manipulationen durchgeführt.

Wird dieses Beispiel für zwei verschränkte Quantenbits durchgeführt, so ergibt sich eine Manipulation von

$$\psi_2 = \alpha|\uparrow\uparrow\rangle + \beta|\uparrow\downarrow\rangle + \gamma|\downarrow\uparrow\rangle + \delta|\downarrow\downarrow\rangle$$

zu

$$\psi'_2 = \alpha|\downarrow\downarrow\rangle + \beta|\downarrow\uparrow\rangle + \gamma|\uparrow\downarrow\rangle + \delta|\uparrow\uparrow\rangle.$$

Eine Gatteroperation hat damit 4 Manipulationen parallel durchgeführt. Damit ein Quantencomputer diesen Vorteil gegenüber klassischen Systemen ausnutzen kann, muss er auf Quantenalgorithmen zurückgreifen, von denen bereits zahlreiche Nützliche existieren. Beispiele hierfür sind der von P. W. Shor entwickelte Algorithmus zur Primfaktorzerlegung [8], die Fouriertransformation von D. Coppersmith [9] sowie eine effiziente Datenbanksuche von L. K. Grover [10].

Aus unserem heutigen Verständnis der Physik gibt es keinen fundamentalen Grund, weshalb die Realisierung eines Quantencomputers unmöglich wäre. „Die Frage ist daher nicht *ob*, sondern vielmehr *wann* dies stattfinden wird“ [11].

1.2 Quantengatter

Zur Realisierung eines Quantencomputers werden verschiedene Möglichkeiten einer quantenmechanischen Datenverarbeitung erforscht. Dazu gehören *Ionen in elektromagnetischen Fallen* [12], *Kernspinresonanz-Spektroskopie* [13–15], *Josephson-Kontakte* [16], *Quantenelektrodynamische Kavitäten* [17] und *Elektronenspins in Quantenpunkten* [18]. Mit der letztgenannten Methode beschäftigt sich diese Arbeit. Diese Methode bietet einen vielversprechenden Ansatz. Es sollte möglich sein, ein Quantenpunktfeld mit mehr als 100 gekoppelten Quantenpunkten zu erstellen [19]. Dabei soll der Elektronenspin in einem Quantenpunkt ein Quantenbit darstellen. Das Quantenbit wird folglich durch den Zustand eines Spin 1/2-Teilchens eindeutig definiert [20]. Das Quantenbit muss zunächst erzeugt, kontrolliert und ausgelesen werden können [21]. Diese Kernpunkte werden in dieser Arbeit durch experimentelle Messungen untersucht. Dazu werden Elektronenspins in einem negativ dotierten (In,Ga)As/GaAs Quantenpunkt-Ensemble mit Laserpulsen von unterschiedlicher zeitlicher Länge (von 2 bis zu 80 ps) polarisiert. Der Zustand der Spins kann durch zeitaufgelöste Faraday-Rotations-Messungen oder durch Messung der Elliptizität eines Lichtstrahls detektiert werden. Diese beiden Detektionsschemata werden miteinander verglichen. Bei der Realisierung eines Quantencomputers ist die Dekohärenz der Spins ein großes Hindernis. Dieses Problem kann durch Quantenfehlerkorrektur behoben werden, allerdings muss die „Schaltzeit“ der Quantenbits um den Faktor 10^4 - 10^5 kürzer als die Dekohärenzzeit sein [22–24]. Die Dekohärenzzeit von Spins in (In,Ga)As/GaAs Quantenpunkten liegt im Mikrosekunden-Bereich [25], wodurch notwendige Schaltzeiten nicht mehr durch elektrische Schaltungen erreicht werden können. Es werden Ergebnisse zur ultraschnellen optischen Spinrotation vorgestellt. Dadurch kann der Spin in jede beliebige Position auf der Oberfläche der Blochkugel gebracht werden. Der „Schaltvorgang“ erfolgt dabei in einer Pikosekunden-Zeitskala. Diese kohärente Manipulation macht aus dem Spin ein Quantenbit.

Zusätzlich wird eine kontrollierbare Verschränkung zwischen den Quantenbits benötigt [26], welches beispielsweise durch Coulomb-Wechselwirkung in zwei gekoppelten Quantenpunkten ermöglicht wird [20]. Die Wechselwirkung zweier Spins \mathbf{S}_1 und \mathbf{S}_2 kann durch einen Heisenberg-Hamiltonian

$$H_H(t) = J\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \quad (1.1)$$

ausgedrückt werden. Die Kopplungsstärke J kann in gekoppelten Quantenpunkten durch elektrische und magnetische Felder kontrolliert werden.

Bisher wurde diese Kopplung von Elektronenspins in einem Quantenpunkt-molekül, welches aus zwei Quantenpunkten besteht, nachgewiesen [27–35]. Die Wechselwirkung wird durch quantenmechanisches Tunneln ermöglicht, dies bedingt allerdings einen geringen Abstand der beiden Spins. Dieser beträgt etwa 40 nm, wobei die Kopplungskonstante im Bereich von $0,1 \mu\text{eV}$ liegt.

Ein Nachteil bei der Betrachtung von Spinensembles, gegenüber einzelnen Spins in Quantenpunkt-molekülen, ist eine durch Inhomogenitäten verursachte Dephasierung der Spin-zustände. Allerdings ist es durch periodische, optische Anregung möglich, diesen Effekt zu minimieren [36]. Die Betrachtung von Ensembles hat den Vorteil, dass durch die hohe Anzahl an Spins das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich erhöht wird. Des Weiteren ist ein Quantenbit, welches aus vielen Elektronenspins besteht, robust gegenüber dem Verlust der Kohärenz einzelner Spins.

In dieser Arbeit werden Messergebnisse dargestellt, die eine Wechselwirkung zweier Spin-Unterensembles innerhalb eines selbstorganisierten Quantenpunktensembles zeigen. Der Abstand der Spins beträgt dabei bis zu 110 nm. Die Kopplungskonstante liegt im Bereich um $1 \mu\text{eV}$ und ist daher größer als in Quantenpunkt-molekülen. Diese langreichweitige Wechselwirkung, welche die Kopplung von vielen Quantenbits ermöglichen würde, ist daher von hohem Interesse. Es wird gezeigt, dass sich in einem selbstorganisierten Quantenpunktensemble eine kontrollierbare Verschränkung zweier Quantenbits erzeugen lässt. Des Weiteren wird dargestellt, dass sich der Zustand dieses 2-Quantenbit-Gatters durch optische Methoden manipulieren lässt. Im Ausblick werden erste Messungen einer Quantenbit-Tomographie dargestellt, welche das Auslesen der drei senkrecht zueinander stehenden Spinkomponenten S_x , S_y und S_z ermöglicht.

Kapitel 2

Grundlagen

In dieser Arbeit wird die Manipulation von Spins in Halbleiter-Nanostrukturen betrachtet. Dazu werden in diesem Kapitel theoretische Grundlagen erläutert, die zum Verständnis der durchgeführten Experimente und deren Auswertung beitragen sollen.

2.1 (In,Ga)As/GaAs Quantenpunkte

In diesem Abschnitt werden zunächst grundlegende physikalische Eigenschaften der Materialien *Indiumarsenid* und *Galliumarsenid* beschrieben. Anschließend wird die Methode zur Herstellung eines *selbstorganisierten Quantenpunktensembles* beschrieben.

2.1.1 Die III-V Verbindungshalbleiter GaAs und InAs

An dieser Stelle sollen einige Eigenschaften von GaAs und InAs erläutert werden. Diese Verbindungshalbleiter bestehen aus Elementen der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente. Ihre Kristallstruktur besteht aus zwei kubisch-flächenzentrierten Gittern (fcc) aus Ga bzw. In und As, die um ein Viertel ihrer Raumdiagonalen verschoben sind. Diese Struktur wird als Zinkblende-Struktur bezeichnet. Die Gitterkonstante a beider Halbleiter ist unterschiedlich. Sie beträgt $a_{\text{GaAs}} = 0,5646 \text{ nm}$ bzw. $a_{\text{InAs}} = 0,6048 \text{ nm}$ bei Raumtemperatur [37].

Beide Verbindungshalbleiter haben eine direkte Bandstruktur. Dies bedeutet, dass die Bandlücke E_g im Zentrum der Brillouin-Zone minimal ist. An diesem Γ -Punkt hat das Leitungsband ein Minimum und Valenzband ein Maximum [38]. Dadurch kann mittels

eines Photons ein Elektron-Loch-Paar (Exziton) erzeugt werden. Bei dem in der Elektronik häufig verwendeten Silizium ist dies aufgrund einer indirekten Bandstruktur nur mit einem zusätzlichen Impulsübertrag möglich, welcher z.B. durch ein Phonon erfolgen kann. Dies stellt für die gewünschte Erzeugung von Exzitonen ein Hindernis dar, weshalb für optische Anregungen direkte Halbleiter bevorzugt werden.

In der Atomphysik wird ein Orbital der Wellenfunktion nach dem Bahndrehimpuls $l = 0, 1, 2, 3$ auch s, p, d, f genannt. Dies wird auf die Festkörperphysik übertragen [39]. In den verwendeten Halbleitern ist das Leitungsband im Γ -Punkt s -artig. Dies ermöglicht, aufgrund der Spinartung, zwei verschiedene Spinzustände $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$. Das Valenzband ist p -artig und hat eine dreifache Entartung der magnetischen Quantenzahl $m = -1, 0, +1$, wobei jeder dieser drei Zustände spinentartet ist. Die Russel-Saunders-Kopplung (Spin-Bahn-Kopplung, LS-Kopplung) beschreibt den Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} als vektorielle Summe des Bahndrehimpulses \mathbf{L} und des Spins \mathbf{S} ($\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$). Dadurch wird das Valenzband in ein Leichtlochband $j = 3/2, j_z = \pm 1/2$, ein Schwerlochband $j = 3/2, j_z = \pm 3/2$ und ein abgespaltenes Lochband $j = 1/2, j_z = \pm 1/2$ aufgespalten [40]. Im Zentrum der Brillouin-Zone sind Leicht- und Schwerlochband entartet, während das abgespaltene Lochband um die Energie E_{SO} (split-off) weiter abgesenkt ist. Das abgespaltene Lochband kann vernachlässigt werden, wenn die Energie der anregenden Photonen geringer ist als die Summe aus der Bandlücke und der Abspaltungsenergie E_{SO} . Die Bezeichnungen *Leichtloch* und *Schwerloch* sind auf verschiedene *effektive Massen* zurückzuführen. Diese physikalische Größe wurde eingeführt, da es bei der Berechnung von Teilchenbewegungen innerhalb eines periodischen Potentialverlauf häufig gelingt, den Potentialverlauf zu vernachlässigen, wenn für das Teilchen eine effektive Masse angenommen wird. Die effektive Masse hängt mit der Krümmung der Bandkante zusammen [41]:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \quad (2.1)$$

Die effektive Masse m^* des schweren Loches beträgt in GaAs $0,5 m_e$ ($0,41 m_e$ in InAs) und die des leichten Loches $0,082 m_e$ ($0,025 m_e$) [40]. m_e ist wiederum die Ruhemasse eines freien Elektrons, welche 511 keV beträgt. Auch die Masse eines Elektrons unterscheidet sich im Halbleiter von diesem Wert. Sie beträgt in GaAs $0,066 m_e$ ($0,026 m_e$ in InAs).

Abbildung 2.1 zeigt die schematische Struktur der Bandkanten um den Γ -Punkt für den direkten Halbleiter InAs. Der Bandverlauf von GaAs gleicht dem von InAs in diesem Bereich qualitativ [42].

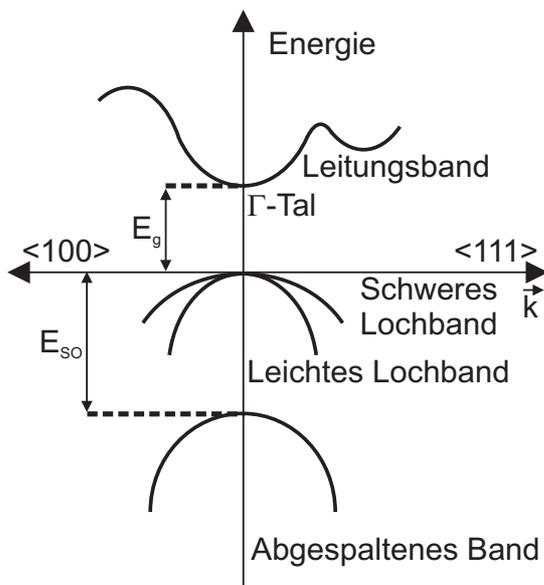


Abbildung 2.1

Schematische Bandstruktur von InAs in der Nähe des Γ -Tals entlang der $\langle 100 \rangle$ und $\langle 111 \rangle$ Richtung im k -Raum. Dargestellt sind das Leitungsband, Leichtlochband, Schwerlochband und das abgespaltene Lochband. Die Energie der Bandlücke beträgt bei einer Temperatur von 300 K für dieses Material $E_g = 0,354 \text{ eV}$. Die Energie des abgespaltenen Lochbandes ist um $E_{SO} = 0,35 \text{ eV}$ weiter abgesenkt. Der Verlauf der Bandstruktur von GaAs ähnelt dem von InAs, allerdings ist die Energie der Bandlücke mit $1,424 \text{ eV}$ deutlich größer. Entwurf nach [43].

2.1.2 Herstellung eines selbstorganisierten Quantenpunktensembles

An dieser Stelle wird das allgemeine Verfahren beschrieben, mit dem die verwendete Quantenpunktprobe hergestellt wurde. Bei der Molekularstrahlepitaxie (MBE - molecular beam epitaxy) werden die verwendeten Ausgangsstoffe In, Ga und As erhitzt bis sie verdampfen. Dies geschieht in einem Ultrahochvakuum bei einem Druck von etwa 10^{-10} mbar , wodurch die mittlere freie Weglänge der verdampften Teilchen über 1000 m beträgt [44]. Dadurch können diese mittels mechanischer Blenden zu einem Teilchenstrahl gebündelt werden, welcher auf eine GaAs-Substratoberfläche gerichtet ist. Das Substrat wird wiederum erwärmt, um eine chemische Reaktion zu ermöglichen und um die Diffusion auf der Oberfläche zu erhöhen [45]. Effusoren innerhalb der Apparatur können Dotierstoffe in der gewünschten Konzentration einbringen. Bei der verwendeten Quantenpunktprobe wurde diese so dosiert, dass im Mittel ein zusätzliches Elektron pro Quantenpunkt vorhanden ist [46]. Die durchgeführte Wachstumstechnik ist die Stranski-Krastanov-MBE-Methode [47]. Dabei wird auf das GaAs-Substrat InAs abgeschieden. Aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstante kommt es dabei zu Verspannungen. Zunächst bildet sich eine zweidimensionale Benetzungsschicht (engl.: Wettinglayer) bis eine kritische Bedeckung aus $\approx 1,7$ Monolagen entstanden ist [48, 49]. Danach bilden sich Inseln, aus denen die Quantenpunkte entstehen [50]. Die Quantenpunkte haben eine Höhe von $5 - 10 \text{ nm}$, der Durchmesser beträgt $20 - 30 \text{ nm}$ [51]. Die Größe und die Verteilung der Quantenpunkte variiert und ist von der Wachstumstemperatur, dem Verhältnis von In und Ga innerhalb der Wettinglayer und der Schichtdicke abhängig. Nach dem

Wachsvorgang wurde die Quantenpunktprobe bei einer Temperatur von 945 °C ausgeheilt, um Gitterfehler zu reduzieren und um die Struktur der einzelnen Quantenpunkte anzugleichen. Dadurch verringert sich die Linienbreite der Photolumineszenz [52].

2.2 Der Elektronenspin in einem Quantenpunkt

In diesem Abschnitt werden Eigenschaften der Elektronenspins innerhalb eines Quantenpunktensembles beschrieben. Innerhalb eines Quantenpunktes befindet sich das Elektron mit Impuls p in einem Potentialtopf, dessen Längenskalen vergleichbar mit der De-Broglie-Wellenlänge ($\lambda_{\text{De-Broglie}} = h/p$) ist. Es ist folglich in allen drei Raumdimensionen beschränkt. Dadurch unterscheidet sich das Elektron in einem Quantenpunkt in einigen Eigenschaften von einem freien Elektron. Ein wichtiger Unterschied ist, dass ein Elektron in einem Quantenpunkt diskrete Energieniveaus besitzt, wodurch es Energie nicht mehr kontinuierlich aufnehmen kann.

Zunächst wird die optische Erzeugung einer Spinpolarisation beschrieben. Anschließend folgt die zeitliche Dynamik in einem senkrecht zur optischen Strahlausbreitung angelegten Magnetfeld. Die Spinpolarisation kann z. B. durch Messung der Faraday-Rotation oder der Elliptizität eines Probestrahls (engl.: to probe - prüfen, untersuchen) bestimmt werden. Die Mechanismen, die dieses ermöglichen, werden ebenfalls vorgestellt. Des Weiteren beinhaltet dieser Abschnitt experimentelle Ergebnisse zur Spinkohärenz in einem Quantenpunktensemble, die vor Beginn dieser Arbeit entstanden sind. Diese bilden eine wichtige Grundlage für die im experimentellen Teil vorgestellten Messungen.

2.2.1 Optische Übergänge in Quantenpunkten

Optische Auswahlregeln ermöglichen die Erzeugung einer Elektronen-Spinpolarisation in Quantenpunkten. Dabei muss, unter Vernachlässigung von 2-Photonen Absorptionsprozessen oder Prozesse höherer Ordnung, die Bandlücke geringer sein als die Photonenenergie um die Energieerhaltung zu erfüllen [53]. Um eine hohe Spinpolarisation zu erreichen sollen Übergänge vom abgespaltenen Lochband in das Leitungsband vermieden werden [54]. Dies wird dadurch erreicht, dass die Photonenenergie für diesen Übergang zu gering ist. Ebenso kommt es durch die räumliche Beschränkung in den Quantenpunkten zu einer Aufhebung der Entartung zwischen leichten und schweren Löchern bei $k = 0$, da die Energie des Leichtlochbandes um einige 10 meV weiter abgesenkt wird [51]. Daher sollen diese Löcher in den folgenden Betrachtungen vernachlässigt werden.



Abbildung 2.2

Schematische Darstellung der erlaubten Übergänge durch optische Anregung.

Abbildung (a) zeigt dies für einen undotierten Quantenpunkt. Durch optische Übergänge wird ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, wobei der Gesamtspin ± 1 beträgt.

Dunkle Exzitonen mit Spin ± 2 können vernachlässigt werden. In Abbildung (b) befindet sich, aufgrund von Dotierung, bereits ein Elektron im Grundzustand. Durch Einstrahlung von Licht wird ein Trion erzeugt, welches aus einem Elektronenspin-Singulett und einem Loch besteht. Entwurf nach [55].

In einem undotierten Quantenpunkt ist die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares (Exziton) die einfachste optische Anregung [55]. Abbildung 2.2 (a) stellt die erlaubten optischen Übergänge schematisch dar. Unter Erhaltung des Drehimpulses erzeugt linkshändig zirkular polarisiertes Licht (σ^-) ein Exziton mit Drehimpuls -1 , welches aus einem Elektron mit Zustand Spin-up $|\uparrow\rangle$ ($j_{e,z} = +1/2$) und einem schweren Loch mit Zustand Spin-down $|\downarrow\rangle$ ($j_{h,z} = -3/2$) besteht. Analog dazu erzeugt rechtshändig zirkular polarisiertes Licht (σ^+) ein Exziton $|\downarrow\uparrow\rangle$ mit Drehimpuls $+1$. Des Weiteren könnten *dunkle Exzitonen*, die aus $|\downarrow\downarrow\rangle$ oder $|\uparrow\uparrow\rangle$ bestehen, existieren. Um diese durch optische Anregung zu erzeugen, muss zunächst ein *Bieexziton* generiert werden [56]. Da hierfür ein Photon mit höherer Energie benötigt wird, werden in dieser Arbeit dunkle Exzitonen nicht weiter berücksichtigt. Abbildung 2.2 (b) stellt die erlaubten optischen Übergänge für einen, mit einem Elektron geladenen, Quantenpunkt dar. Befindet sich das Elektron zunächst im $|\downarrow\rangle$ -Zustand, so kann durch σ^- polarisiertes Licht ein Trion gebildet werden, welches aus einem Spin-Singulett und einem Loch besteht $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$. Eine Anregung mit σ^+ polarisiertem Licht kann, aufgrund des Pauli-Verbotes, nicht stattfinden. Analog dazu kann ein Elektron im $|\uparrow\rangle$ -Zustand nur durch Licht mit einer Helizität von $+1$ in den Trionenzustand überführt werden.

Das Elektron in einem geladenen Quantenpunkt befindet sich zunächst in einem beliebigen Grundzustand

$$\psi = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle.$$

Für die komplexen Amplituden gilt $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Die Polarisation des Elektronenspins wird durch den Spinvektor $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$ definiert [57].

$$\begin{aligned} S_x &= \text{Re}(\alpha\beta^*) \\ S_y &= -\text{Im}(\alpha\beta^*) \\ S_z &= (|\alpha|^2 - |\beta|^2)/2 \end{aligned}$$

Analog dazu wird der Spinvektor der Trionenpolarisation $\mathbf{J} = (J_x, J_y, J_z)$ eingeführt. Ein ultrakurzer, resonanter Puls (hier: σ^+) vermischt den Elektronen- mit dem Trionenzustand in eine kohärente Superposition. Bei maximaler Trionen-Anregungseffizienz ergibt sich für den Mischzustand

$$\psi_{\text{ET}} = \beta|\downarrow\rangle - i\alpha|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle.$$

Beträgt die ursprüngliche Komponente $S_z = 0$, so wird diese auf $-0,25$ verändert, die anderen beiden Komponenten S_x und S_y verschwinden [58, 59]. Durch die optische Anregung wurde somit eine Spinpolarisation entgegen der Ausbreitungsrichtung des Lichtes erzeugt. Die Auswirkung eines, senkrecht zu dieser Spinpolarisation, angelegten Magnetfeldes wird im folgenden Unterabschnitt beschrieben.

2.2.2 Der effektive g-Faktor und die Larmorfrequenz

Ein magnetisches Feld koppelt über den Spin auf geladene Teilchen. Das magnetische Moment μ dieses Teilchens ist im freien Raum gegeben durch

$$\mu = -g \mu_B \mathbf{S}. \quad (2.2)$$

Die Konstante μ_B ist das Bohrsche Magneton, die physikalische Größe g wird als „Landé g-Faktor“ bezeichnet, welcher für das freie Elektron $g = 2,0023$ beträgt [40]. Der g-Faktor

eines im Quantenpunkt lokalisierten Elektrons unterscheidet sich von diesem Wert. Analog zur effektiven Masse wird deshalb ein „effektiver g-Faktor“ g_e eingeführt, welcher neben dem Material der Quantenpunktprobe von Temperatur und Dotierung abhängt [60]. In neutralen Quantenpunkten kann durch optische Anregung ein Exziton erzeugt werden, wobei dessen Elektron und Loch verschiedene effektive g-Faktoren besitzen. Die Summe aus diesen ergibt ungefähr den des Exzitons [61]. Für folgende Betrachtung wird die Ausbreitungsrichtung des Lichtes als z bezeichnet und die Richtung des externen Magnetfeldes x ist senkrecht dazu. Die übrige Raumdimension wird y genannt. Ist der Spin eines Elektrons senkrecht zu einem äußeren Magnetfeld B ausgerichtet, so präzediert sein magnetisches Moment um dieses mit der „Larmorfrequenz“ ω_L . Dies tritt aufgrund einer kohärenten Superposition der zwei Eigenzustände für $s = +1/2$ und $s = -1/2$ auf. Die beiden Spinzustände werden durch das Magnetfeld energetisch aufgespalten. Der Betrag dieser Aufspaltung $\Delta E_{\pm 1/2}$ hängt vom effektiven g-Faktor ab. Die beiden Energieeigenzustände $|s_x\rangle_+$ und $|s_x\rangle_-$ sind zeitunabhängig, wodurch der Zeitentwicklungsoperator den Erwartungswert $\langle s_x \rangle = 0$ liefert [62]. Die anderen Spinkomponenten $|s_y\rangle_{\pm}$ und $|s_z\rangle_{\pm}$ lassen sich in der Basis dieser Eigenzustände ausdrücken, wodurch sich von Null verschiedene Erwartungswerte ergeben.

$$|s_y\rangle_{\pm} = 1/\sqrt{2} \cdot (|s_x\rangle_+ \pm i|s_x\rangle_-), \langle s_y \rangle = \hbar/2 \cdot \sin(\omega_L t) \quad (2.3)$$

$$|s_z\rangle_{\pm} = 1/\sqrt{2} \cdot (|s_x\rangle_+ \pm |s_x\rangle_-), \langle s_z \rangle = \hbar/2 \cdot \cos(\omega_L t) \quad (2.4)$$

Dadurch ergibt sich eine periodische Änderung der Phasenbeziehung zwischen den Zuständen mit der Larmorfrequenz, welche durch den Betrag des Magnetfeldes in x -Richtung und den effektiven g-Faktor bestimmt wird.

$$\Delta E_{\pm 1/2} = g_e \mu_B B = \hbar \omega_L \quad (2.5)$$

Da die effektiven g-Faktoren der einzelnen Dotierelektronen sich durch Inhomogenitäten innerhalb des Quantenpunktensembles unterscheiden, variiert auch deren Frequenz der Larmorpräzession. Die daraus resultierende Dephasierung verursacht eine Abnahme der Spinpolarisation.

2.2.3 Abnahme der Spinpolarisation

Wird zu einem Zeitpunkt eine Spinpolarisation erzeugt, so verringert sich deren Amplitude mit der Zeit. Dies beruht zum einen auf der Spinrelaxation und auf der Spindephasierung [59]. Zunächst soll erläutert werden, wie die Begriffe in dieser Arbeit verwendet werden.

Durch Inhomogenitäten verursachte Spindephasierung

Unter Spindephasierung soll in dieser Arbeit ein Auseinanderlaufen der Phase der Spins verstanden werden. Zur Erläuterung des Begriffes wird angenommen, dass zu einem Zeitpunkt $t = 0$ eine Anzahl von N Spins in z -Richtung polarisiert sind. Es werden keine zusätzlichen Spins zu einem späteren Zeitpunkt neu polarisiert und die einzelnen Spins „leben“ beliebig lange. Die Spins präzedieren um ein Magnetfeld, wobei die Spins in den Quantenpunkten leicht unterschiedliche Präzessionsfrequenzen haben. Dies ist auf die inhomogene Verbreiterung des Spinlevels innerhalb des Ensembles zurückzuführen (z.B. leichte Variation in Größe und Form der Quantenpunkte), wodurch die Elektronen verschiedene effektive g -Faktoren besitzen. Nach einer gewissen Zeit haben die Spin mit durchschnittlichem g -Faktor eine ganzzahlige Anzahl an Präzessionen durchgeführt, wodurch diese wieder in z -Richtung polarisiert sind. Schnellere oder langsamere Spins erzeugen dementsprechend eine Spinpolarisation in andere Richtungen. Dadurch ist die über N Spins aufsummierte Spinpolarisation geringer, als zum Zeitpunkt $t = 0$. Spindephasierung soll also als Ensemble-Effekt verstanden werden, der bei Messungen mit identischen Quantenpunkten nicht existieren würde. Die durch Inhomogenitäten verursachte Dephasierungszeit T_{inh} hängt dementsprechend von der Variation der g -Faktoren Δg_e und dem Magnetfeld B ab.

$$T_{\text{inh}} = \frac{\hbar}{\mu_B \Delta g_e B} \quad (2.6)$$

Ohne angelegtes externes Magnetfeld verursacht das Kern-Hyperfeinfeld die Elektronen-Spindephasierung. Die Amplitude sowie die Ausrichtung des Kernfeldes innerhalb jedes Quantenpunktes ist zufällig. Dadurch präzedieren die Elektronen mit unterschiedlicher Frequenz und um verschiedene räumliche Achsen. Die dadurch verursachte Dephasierungszeit

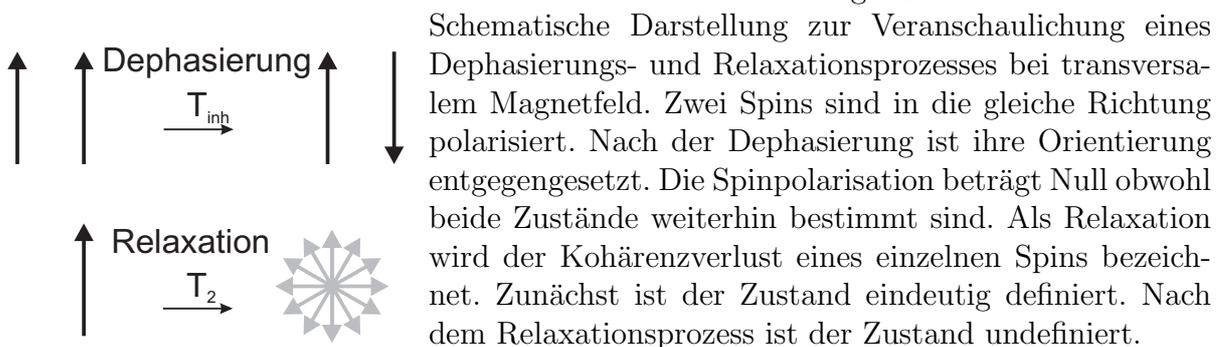
$$T_{\text{inh}} = \frac{\hbar}{\mu_B g_e \Delta B_N} \quad (2.7)$$

ist in GaAs-Quantenpunkten im Bereich von 1 ns [63]. ΔB_N ist die gemittelte Amplitude des Kernfeldes, welches dementsprechend im Bereich von 10 mT liegt. In hohen externen Magnetfeldern $B \gg \Delta B_N$ hat das Kernfeld keinen wesentlichen Einfluss auf die Präzessionsrichtung und Frequenz. Dadurch resultiert die Dephasierung nahezu vollständig aus der inhomogenen Verbreiterung der Spinlevels innerhalb des Ensembles.

Spinrelaxation

Die Spinrelaxation kann bereits bei Betrachtung eines einzelnen Spins beobachtet werden. Sie bezeichnet den Verlust der Phasenkohärenz eines einzelnen Spins. Der Spin präzediert um ein effektives Magnetfeld, welches sich aus dem externen Magnetfeld und dem Kernfeld zusammensetzt. Die Amplitude und die Richtung des Kernfeldes sind zufällig und ändern sich mit der Zeit. Dadurch kann irgendwann der Ausgangszustand des Spins nicht mehr zurückverfolgt werden. Diese Zeit wird als transversale Spinrelaxationszeit T_2 bezeichnet. Bei den im Experiment vorliegenden tiefen Temperaturen von 6 K ist in negativ dotierten (In,Ga)As/GaAs Quantenpunkten dies der Hauptrelaxationsmechanismus [63–65]. Die transversale Spinrelaxationszeit liegt im Mikrosekunden-Bereich. Die longitudinale Spinrelaxationszeit T_1 muss bei einem, parallel zur Spinausrichtung, angelegten Magnetfeld beachtet werden. Ein longitudinales Magnetfeld führt zu einer Aufhebung der Spinentartung. Aufgrund der Energieerhaltung muss bei einem Übergang, vom energetisch höheren in einen tieferen Zustand, Energie, z.B. auf das Atomgitter durch ein Phonon, übertragen werden. Aus diesem Grund ist $T_1 \gg T_2$ [66]. Sie beträgt bis zu $T_1 = 20$ ms [67].

Abbildung 2.3



Abnahme der Spinpolarisation im Quantenpunktensemble

Die Abklingdauer der Spinpolarisation im Quantenpunktensemble T_2^* setzt sich aus der Spinrelaxationszeit T_2 und der durch Inhomogenitäten verursachten Spindephasierungszeit T_{inh} nach Gleichung (2.8) zusammen [66].

$$1/T_2^* = 1/T_2 + 1/T_{inh} \quad (2.8)$$

Die Spinrelaxationszeit T_2 beträgt in der verwendeten Quantenpunktprobe etwa $3 \mu\text{s}$ [25], die durch Inhomogenitäten verursachte Abnahme der Spinpolarisation beträgt in unseren Experimenten etwa eine Nanosekunde. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit die Abnahme der Spinpolarisation ebenfalls als Dephasierung bezeichnet, die Spinrelaxation wird bei Verwendung dieses Begriffes vernachlässigt. Abbildung 2.3 zeigt eine schematische Darstellung zur Spinrelaxation und Spindephasierung.

Neben Erzeugung einer langlebigen Spinpolarisation der Dotierelektronen werden in neutralen Quantenpunkten des Ensembles Exzitonen generiert. Auch diese erzeugen eine Polarisation, welche mit ansteigender Zeit abnimmt. Die Abklingdauer beträgt, aufgrund der relativ geringen Exzitonenlebensdauer, etwa 300 ps [68].

Abbildung 2.4 zeigt die z -Komponente der Spinpolarisation eines Quantenpunktensembles bei verschiedenen Magnetfeldern. Zum Zeitpunkt 0 ns wird die Spinpolarisation erzeugt. Durch das externe Magnetfeld von 0,5 T (rote Kurve) oder 2,0 T (blaue Kurve), welches senkrecht zur Richtung der erzeugten Elektronen-Spinpolarisation angelegt ist, präzediert das magnetische Moment der Spins um dieses Magnetfeld mit der Larmorfrequenz. Aufgrund der inhomogenen Verbreiterung der Spinlevels dephasiert das Spinensemble bei 2 T schneller als bei 0,5 T. Dies äußert sich in einem Abklingen der Präzessionsamplitude.

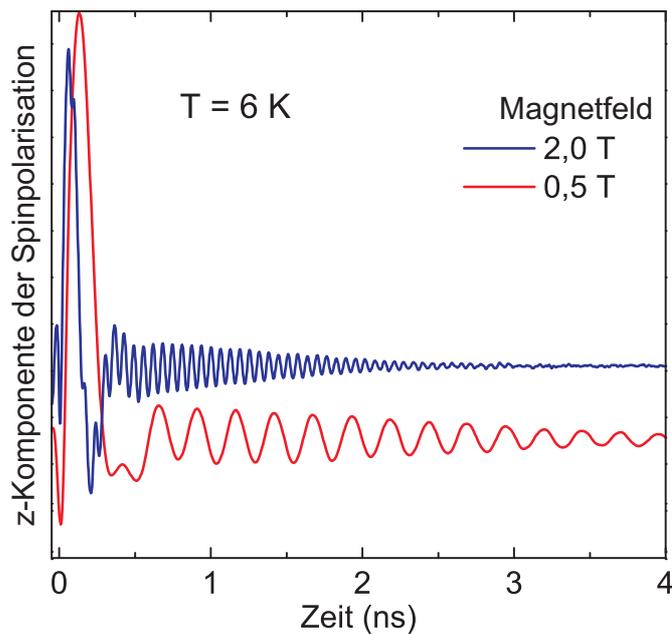


Abbildung 2.4

Die rote Kurve zeigt den zeitlichen Verlauf der z -Komponente der Spinpolarisation bei einem Magnetfeld von 0,5 T. Die blaue Kurve stellt die Spinpolarisation bei 2,0 T dar. Die Spins der Dotierelektronen präzedieren mit der Larmorfrequenz, welche proportional zur Stärke des Magnetfeldes ist. Durch Dephasierung nimmt die Amplitude des Messsignals mit der Zeit ab.

2.2.4 Verschränkung zweier Spins

Dieser Unterabschnitt beschäftigt sich mit der Frage:

Was ist Verschränkung?

Diese Frage lässt sich jedoch nicht eindeutig beantworten. *Verschränkung* ist, nach Erwin Schrödinger, „die wesentliche Charakteristik der Quantenmechanik“ [69]. Dadurch ist sie schwer mit unserer „alltäglichen Auffassung von Realität“ in Übereinstimmung zu bringen [70]. Ein System wird als *verschränkt* bezeichnet, wenn es nicht in seine zwei (oder mehrere) reine Zustände faktorisiert ist [71, 72]. Dies kann der Fall für ein Singulett zweier Spin 1/2-Teilchen sein, welches durch die Wellenfunktion ψ beschrieben wird.

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow_1\downarrow_2\rangle - |\downarrow_1\uparrow_2\rangle) \quad (2.9)$$

Bei einer Messung des Zustandes von Spin 1 tauchen beide Ergebnisse $|\uparrow_1\rangle$ und $|\downarrow_1\rangle$ **zufällig** und mit gleicher **Wahrscheinlichkeit** auf. Das Resultat wird, nach der *Kopenhagener Deutung*, erst durch die Messung selber entschieden und kann nicht vorhergesagt werden [73]. Jedoch ist jedes Messergebnis von Spin 1 mit dem von Spin 2 korreliert [74]. Aus einem Messergebnis von $|\uparrow_1\rangle$ folgt also für Spin 2 der Zustand $|\downarrow_2\rangle$ bzw. analog dazu folgt aus $|\downarrow_1\rangle$ für Spin 2 $|\uparrow_2\rangle$. Die Eigenschaften der einzelnen Spins sind nach Gleichung (2.9) unbestimmt, das Gesamtsystem ist dagegen durch die Wellenfunktion vollständig bestimmt. Dieses Phänomen wurde von A. Einstein, B. Podolski und N. Rosen

als „spukhafte Fernwirkung“ bezeichnet. Sie misstrauten der Quantentheorie und der Verschränkung [75]. Würde man den Zustand eines Teilchens messen, so stünde instantan der Zustand seines Partners fest, unabhängig von der Entfernung der beiden verschränkten Teilchen. Dazu müsse jedoch ein Informationsaustausch mit Überlichtgeschwindigkeit stattfinden, welches ausgeschlossen sei. Der Zustand müsse also schon **vor** der Messung durch „verborgene Variablen“ bestimmt sein. Diese, als EPR-Paradoxon bekannte, Theorie ist *lokal* und *real*. Ob ein System mindestens eine dieser beiden Bedingungen **nicht** erfüllt, kann durch die *Bellsche Ungleichung* bestimmt werden [76]. Die Herleitung dieser Gleichung erfolgt am Beispiel des Spin-Singulett. Durch einen Stern-Gerlach-Magneten können ausgewählte Komponenten zweier Spins, \mathbf{S}_1 und \mathbf{S}_2 , gemessen werden. Liefert eine Messung der \mathbf{S}_1 -Komponente in Richtung des Einheitsvektors \mathbf{a} das Ergebnis $+1$, so beträgt das Ergebnis für Spin \mathbf{S}_2 den Wert -1 . Die Messungen sollen sich, aufgrund der Lokalität, nicht gegenseitig beeinflussen. Es wäre daher möglich, die Komponente \mathbf{a} von \mathbf{S}_1 zu detektieren und unabhängig davon eine zweite Komponente \mathbf{b} von \mathbf{S}_2 . Die beiden Spins seien lediglich durch (versteckte) Variablen Λ verbunden, wobei dies auch ein Satz von diskreten oder kontinuierlichen Parametern sein kann. Für die Messergebnisse einer einzelnen Messung gelte weiterhin $A(\mathbf{a}, \Lambda) = \pm 1$ und $B(\mathbf{b}, \Lambda) = \pm 1$. Wenn $\rho(\Lambda)$ die Wahrscheinlichkeitsverteilung von Λ ist, so ergibt sich für den Erwartungswert P :

$$P(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \int d\Lambda \rho(\Lambda) A(\mathbf{a}, \Lambda) B(\mathbf{b}, \Lambda). \quad (2.10)$$

Für $\mathbf{a} = \mathbf{b}$ muss der Erwartungswert $P(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = -1$ vorliegen. Unter der Voraussetzung, dass ρ normiert ist, muss $A(\mathbf{a}, \Lambda) = -B(\mathbf{a}, \Lambda)$ sein. Dadurch kann Gleichung (2.10) als

$$P(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = - \int d\Lambda \rho(\Lambda) A(\mathbf{a}, \Lambda) A(\mathbf{b}, \Lambda) \quad (2.11)$$

ausgedrückt werden. Unter Hinzunahme eines weiteren Einheitsvektors \mathbf{c} gilt:

$$P(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - P(\mathbf{a}, \mathbf{c}) = - \int d\Lambda \rho(\Lambda) [A(\mathbf{a}, \Lambda) A(\mathbf{b}, \Lambda) - A(\mathbf{a}, \Lambda) A(\mathbf{c}, \Lambda)] \quad (2.12)$$

$$= \int d\Lambda \rho(\Lambda) A(\mathbf{a}, \Lambda) A(\mathbf{b}, \Lambda) [A(\mathbf{b}, \Lambda) A(\mathbf{c}, \Lambda) - 1]. \quad (2.13)$$

Daraus folgt die *Bellsche Ungleichung*

$$1 + P(\mathbf{b}, \mathbf{c}) \geq |P(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - P(\mathbf{a}, \mathbf{c})|. \quad (2.14)$$

Im Jahr 1969 wurde ein Experiment vorgeschlagen (CHSH-Test), mit der die Bellsche Ungleichung an Messungen von Photonenpolarisationen überprüft werden kann [77].

13 Jahre später konnte die Verletzung der Bellschen Ungleichung experimentell nachgewiesen werden [78, 79]. Dies ist im Widerspruch zur Theorie der verborgenen Variablen, jedoch nicht zur Quantenmechanik. Im Jahr 2008 wurden die Ergebnisse eines Experimentes veröffentlicht, in denen die Detektoren zur Messung der Photonenpolarisation 18 km voneinander entfernt waren [80]. Ebenso wurde nachgewiesen, dass die Geschwindigkeit des „Informationsaustausch“ der beiden Photonen die Lichtgeschwindigkeit um mindestens vier Größenordnungen übertrifft [81]. Die Verletzung der Bellschen Ungleichung wurde bisher nicht nur an Photonen, sondern auch an $^9\text{Be}^+$ Ionen nachgewiesen [82].

2.2.5 Der magneto-optische Faraday-Effekt

Wird linear polarisiertes Licht durch eine Quantenpunktprobe transmittiert, in der keine Spinpolarisation vorhanden ist, so bleibt die Polarisationsrichtung des Lichtes unverändert. Existiert jedoch ein durch Spinpolarisation verursachtes Magnetfeld B_{Spin} , wobei dessen Feldlinien innerhalb der Probe parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung ausgerichtet sind, so dreht sich die lineare Polarisationssebene um einen Winkel θ . Dieser Winkel ist proportional zu B_{Spin} , der Dicke der Probe l und der material- und wellenlängenabhängigen Verdet-Konstanten $V(\lambda)$ [83]:

$$\theta = V(\lambda) l B_{\text{Spin}}. \quad (2.15)$$

Eine anschauliche Beschreibung des Faraday-Effektes liefert die atomistische Deutung [84]. Ladungen werden durch das elektrische Feld der Lichtwelle in Schwingungen versetzt, wodurch Dispersion verursacht wird. Diese Ladungen präzedieren zusätzlich um ein in Strahlrichtung orientiertes Magnetfeld mit der Larmorfrequenz. Relativ zu diesen Ladungen haben links- und rechtszirkular polarisierte Lichtwellen verschiedenen Frequenzen, wodurch wiederum der Brechungsindex $n(\lambda)$ der Probe für beide zirkuläre Lichtkomponenten verschieden ist. Dadurch verschieben sich in der Quantenpunktprobe die Phasen

der Lichtwellen, wodurch die lineare Polarisation gedreht wird. Die Verdet-Konstante ist folglich abhängig von der Dispersion des Probenmaterials.

$$V(\lambda) \propto \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \quad (2.16)$$

Der Faraday-Effekt beruht letztendlich auf der Zeeman-Aufspaltung, die durch ein Magnetfeld in Strahlrichtung verursacht wird. Dies führt dazu, dass die Absorptionslinien für σ^- und σ^+ polarisiertes Licht energetisch verschieden sind.

Das Magnetfeld, welches bei den in dieser Arbeit dargestellten Experimenten die gemessene Faraday-Rotation verursacht, wird durch die Spinpolarisation von Elektronen, Exzitonen und Löchern erzeugt. Das senkrecht dazu angelegte externe Magnetfeld liefert bei optimaler Ausrichtung keinen Beitrag. Die dennoch parallel zur Strahlrichtung existierende Komponente ist zeitlich konstant, wodurch dieser Anteil lediglich einen Offset im Faraday-Rotationswinkel verursacht.

2.2.6 Elliptizität

Eine weitere Möglichkeit zur Detektion der Spinkohärenz ist die Messung der Elliptizität des Probestrahls. Bevor der Probestrahl die Quantenpunktprobe durchläuft, ist dieser linear polarisiert. Die links- und rechtszirkular polarisierten Anteile sind folglich gleich. Sind die Elektronenspins in z -Richtung orientiert, so kann ein Teil des rechtszirkularen polarisierten Lichtes absorbiert werden. Für linkszirkular polarisiertes Licht ist dies aufgrund des Pauli-Prinzips nicht möglich. Durch die unterschiedliche Absorption wird der zuvor lineare Probepuls elliptisch polarisiert. Der Grad der Elliptizität wird durch das Verhältnis der beiden zirkularen Lichtkomponenten bestimmt, welche zur Detektion der Polarisation des Spinensembles gemessen werden.

Abbildung 2.5 zeigt die Polarisation eines Lichtstrahls vor und nach Durchlaufen der polarisierten Quantenpunktprobe. Bei der Detektion der Spinpolarisation mittels Elliptizität wird ausschließlich die zusätzliche zirkulare Komponente (hier: σ^-) detektiert, bei Messung der Faraday-Rotation wird ausschließlich die Drehung des linearen Anteils ermittelt.

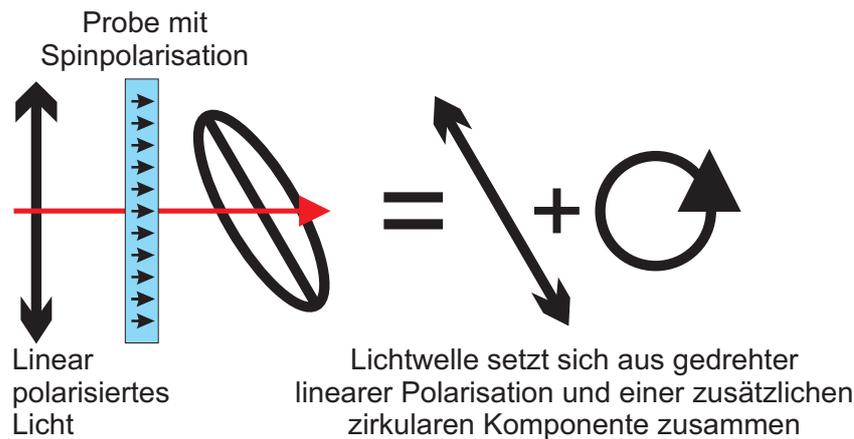


Abbildung 2.5

Der linear polarisierte Lichtstrahl wird durch Faraday-Rotation gedreht und durch Absorption elliptisch polarisiert. Zur Detektion der Spinpolarisation durch den Faraday-Effekt kann die Drehung der linearen Komponente gemessen werden. Durch Absorption eines Anteils von σ^+ polarisiertes Lichtes in der Probe besitzt der Lichtstrahl eine zusätzliche σ^- -Komponente, deren Detektion alternativ zur Bestimmung der Spinpolarisation verwendet werden kann.

2.3 Der Mode-Locking-Effekt in Quantenpunkten

Werden die um ein Magnetfeld präzedierenden Elektronenspins in dem verwendeten Quantenpunktensemble mit einem Pulszug angeregt, dessen Anregungsperiode T_{REP} wesentlich geringer als die Spinrelaxationszeit ist, so kann schon vor Eintreffen eines Pulses ein Ansteigen des Messsignals beobachtet werden. Bild 2.6 zeigt das Messsignal bei einem Magnetfeld von $B = 1 \text{ T}$ und einer Pulsperiode von $T_{\text{REP}} = 13,2 \text{ ns}$, gemessen durch die Faraday-Rotation des Probepulses. Zum Zeitpunkt $t = 0$ trifft ein Pumpimpuls ein, wodurch ein Peak zu erkennen ist. Dies ist nicht der erste Puls des Pulszuges, sondern mehr als 10^9 Pulse haben bereits alle $13,2 \text{ ns}$ eine Spinpolarisation erzeugt. Auf der positiven Seite ist eine langlebige, kosinusförmige Oszillation zu erkennen, deren Amplitude aufgrund von Dephasierung mit der Zeit abnimmt. Kurz nach dem Puls ist zudem noch ein Signalanteil, verursacht durch Löcher, zu erkennen. Bei negativen Zeiten ist die langlebige Spinkohärenz, welche zum Peak hin ansteigt, wieder zu erkennen. Die Frequenz gleicht der Frequenz der langlebigen Oszillation auf der positiven Seite. Es handelt sich dabei um die von Elektronen in dotierten Quantenpunkten verursachte Spinpolarisation. Das Ansteigen der Amplitude wird als Mode-Locking (Modenkopplung) bezeichnet. In der Dissertation von Alex Greilich [68] aus dem Jahr 2007 sind zahlreiche Untersuchungen zu diesem Effekt zusammengefasst. Da diese Erkenntnisse für Teile dieser Arbeit von großer Bedeutung sind, werden die Wichtigsten in diesem Abschnitt zusammengefasst.

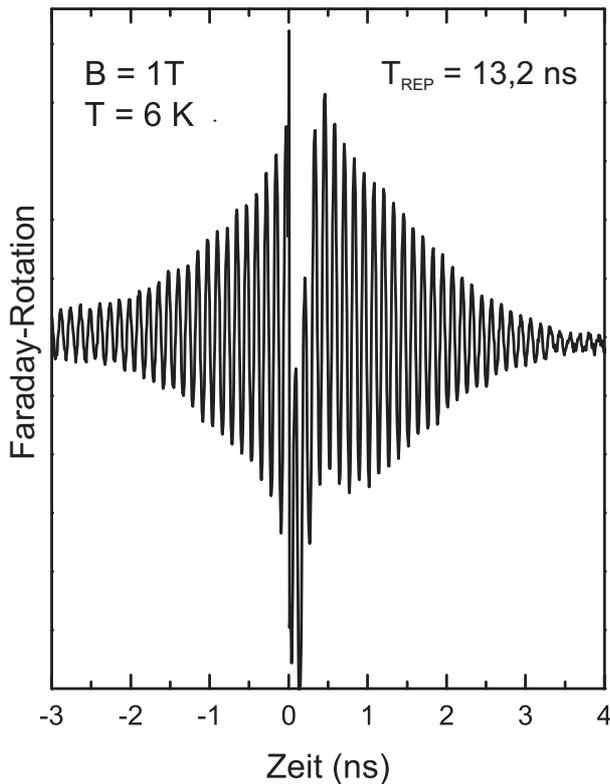


Abbildung 2.6

Erzeugung und Detektion einer Spinpolarisation durch zeitaufgelöste Pump&Probe-Faraday-Rotation. Durch Modenkopplung der langlebigen Spinkohärenz steigt die Polarisation vor dem Pumpimpuls an. Anschließend dephasiert das Spinensemble. Die Proben­temperatur beträgt während der Messung 6 K und ein 1 T starkes Magnetfeld ist senkrecht zur Wachstums­richtung der Quantenpunktprobe angelegt.

2.3.1 Die Phasensynchronisationsbedingung

Das Ansteigen der Amplitudeneinhüllenden wird durch modengekoppelte Spins erzeugt, welche die Phasensynchronisationsbedingung

$$\omega_L = N \cdot 2\pi / T_{\text{REP}} \quad (2.17)$$

erfüllen, wobei ω_L die Larmorfrequenz der Dotierelektronen ist. Die Größe N ist eine natürliche Zahl, welche die Anzahl der Präzessionen innerhalb der Anregungsperiode angibt [85]. Durch den Einfluss von Kernspins präzedieren nahezu sämtliche Spins der Dotierelektronen auf einer dieser „erlaubten“ Moden (die Erläuterung dazu folgt im nachfolgenden Unterabschnitt 2.3.2). Zum Zeitpunkt des Pumpimpulses (hier: σ^+) befinden sich die Spins im gleichen Zustand $|\downarrow\rangle$. Durch die Präzession auf verschiedenen Moden dephasiert das Spinensemble schließlich, bis keine Spinpolarisation mehr detektierbar ist. Bevor der nächste Pumpimpuls eintrifft „laufen“ die Spins wieder in Phase, wodurch die Spinkohärenz wieder detektierbar wird.

2.3.2 Phasensynchronisation durch Kerne

Der Einfluss der Kernspins auf die Elektronen-Spinkohärenz wird durch Verwenden von zwei identischen Pumpimpulsen (Pump 1 und Pump 2), welche im Abstand T_D auf das Spinensemble wirken, verdeutlicht. Diese Anregungssequenz wird mit dem Zeitabstand T_{REP} periodisch wiederholt. Die Spins, welche zum modengekoppelten Signal beitragen, müssen nun zwei Phasensynchronisationsbedingungen erfüllen:

$$\omega_L = N \cdot 2\pi/T_D \quad (2.18)$$

und

$$\omega_L = N' \cdot 2\pi/(T_{REP} - T_D). \quad (2.19)$$

Die obere, schwarze Kurve in Abbildung 2.7 zeigt zunächst das Messsignal, wenn nur der Pump 1 zur Erzeugung der Spinkohärenz verwendet wird. Durch die Modenkopplung steigt das Messsignal vor dem Pumpimpuls an und die Elektronenspins dephasieren nach dessen Eintreffen. Die mittlere rote Kurve zeigt die Messkurve, wenn der um $T_D = 795$ ps zeitverzögerte Pump 2 die Spinkohärenz erzeugt. Die untere blaue Kurve zeigt das Messsignal bei Verwendung der beiden aufeinanderfolgenden Pumpimpulse. Sowohl vor Pump 1 als auch vor Pump 2 steigt die Amplitude der Einhüllenden an.

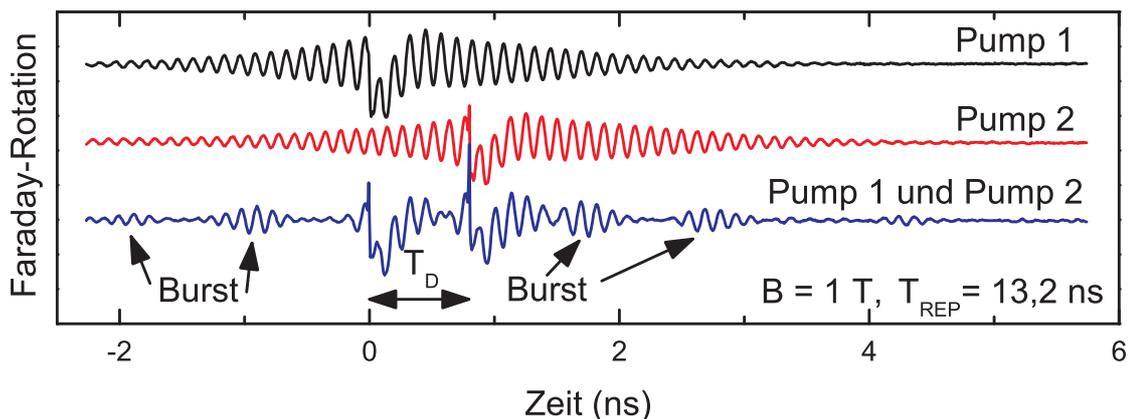


Abbildung 2.7

Die obere schwarze Messkurve zeigt die durch den Pump 1 erzeugte Spinpolarisation, die mittlere rote Kurve diejenige von Pump 2. Beide Pulse sind um 795 ps zeitlich versetzt. Die untere rote Kurve zeigt das Faraday-Rotation-Signal mit beiden Anregungspulsen. Die Spins müssen nun zwei Phasensynchronisationsbedingungen erfüllen, wodurch mehrere „Burst“ entstehen.

Nach den Pulsen ist wieder eine Dephasierung erkennbar. Zum Zeitpunkt $2T_D$ ist ebenfalls ein Ansteigen des Signals deutlich erkennbar, welches anschließend wieder dephasiert. Der gleiche Effekt findet zum Zeitpunkt $3T_D$ und auch bei negativen Zeiten statt. Dies wird durch die Spins ermöglicht, welche die beiden Phasensynchronisationsbedingungen 2.18 und 2.19 erfüllen.

Diese Fokussierung auf diskrete Moden wird durch Kernspins verursacht [85]. Dies kann durch folgende Messung belegt werden. Nachdem die Pulssequenz mit zwei Pumpimpulsen 20 min auf die Probe wirkt, wird der Strahlengang des zweiten Pumpimpulses unterbrochen und der Pump 1 bleibt geöffnet. Trotzdem verhält sich das Faraday-Rotations-Signal weiterhin, als wäre auch der zweite Puls geöffnet. Die Elektronenspins erfüllen also weiterhin beide Phasensynchronisationsbedingungen. Die dadurch auftretenden Burst können auch noch nach einigen zehn Minuten nachgewiesen werden. Dies ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Dieses Verhalten kann nur durch einen Einfluss von Kernspins erklärt werden, welche eine Relaxationszeit in der Größenordnung von 10 min haben [86]. Die anschauliche Betrachtung dazu ist im nachfolgenden Unterabschnitt gegeben.

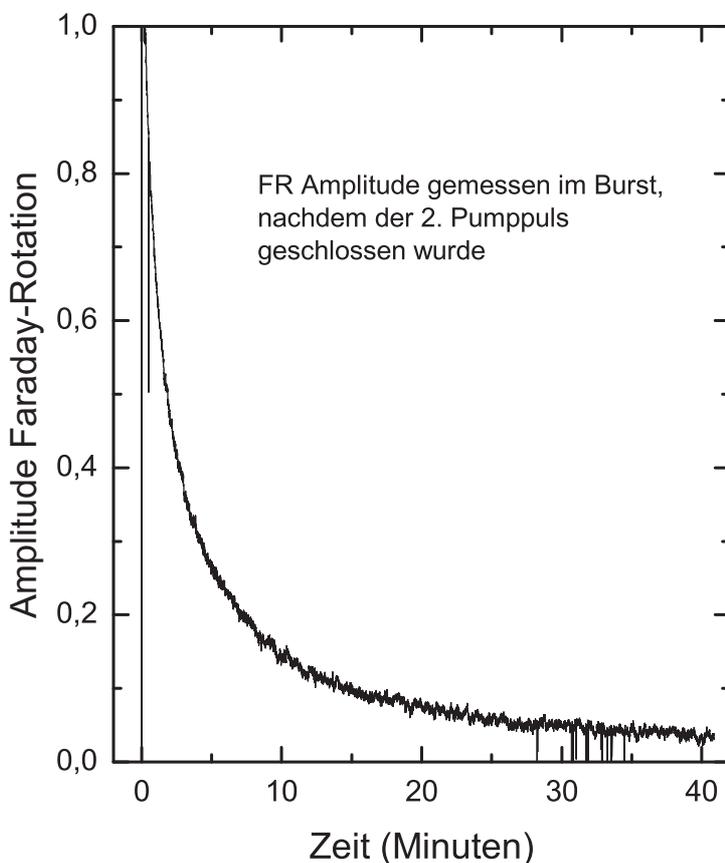


Abbildung 2.8

Nachdem das Spinensemble 20 min mit einer Pulssequenz, bestehend aus zwei Pumpimpulsen, polarisiert wurde, wird der zweite Pumpimpuls geschlossen ($t = 0$). Der erste Pumpimpuls und der Probepuls bleiben geöffnet. Dennoch interferieren die Elektronenspins weiterhin konstruktiv, als wenn der zweite Puls noch eintreffen würde. Die dargestellte Spinpolarisation wird im Maximum eines „Burst“ gemessen. Auch nach über über 40 min ist eine konstruktive Interferenz zu erkennen. Aufgenommen bei $T = 6 \text{ K}$, $B = 6 \text{ T}$ von A. Grelich (2007).

2.3.3 Anschauliche Betrachtung der Modenkopplung

Anschaulich betrachtet kann die Modenkopplung auf folgende Weise begründet werden. Ein Pumpuls (hier: σ^+) erzeugt eine Elektronen-Spinpolarisation und Trionen, welche wiederum zerfallen. Der Elektronenspin präzediert daraufhin um das Magnetfeld, welches sich wiederum aus dem konstanten externen Magnetfeld und einem, durch die zufällige Polarisation von Kernspins, erzeugten Feld zusammensetzt. Erfüllt das Elektron bereits die Phasensynchronisationsbedingung und ist zum Zeitpunkt des nächsten Pumpulses bereits im $|\downarrow\rangle$ Zustand, so findet aufgrund des Pauli-Verbots, keine optische Anregung statt. Durch die Probertemperatur von etwa 6 K bleibt das Kernfeld bis zu Stunden konstant [87, 88]. Das Elektron erfüllt folglich die Phasensynchronisationsbedingung bis es relaxiert. Für den Fall, dass die Phasensynchronisationsbedingung nicht erfüllt wird, erzeugt der Pumpuls wieder ein Trion. Dadurch findet ein Energieübertrag auf das Elektron statt, welches durch die Fermi-Kontakt-Hyperfeinwechselwirkung mit dem Kernspinsystem wechselwirkt. Das Kernfeld verändert daraufhin zufällig seine Amplitude und Orientierung [89], wodurch sich auch die Präzessionsfrequenz des Elektrons ändert. Es besteht die Möglichkeit, dass nun die Phasensynchronisationsbedingung erfüllt wird. Ist dies weiterhin nicht der Fall, wiederholt sich der Vorgang.

2.3.4 Verringerung der Modenanzahl bis zur Einzelmode

Obwohl die Kerne innerhalb der Quantenpunkte durch die Elektron-Kern-Hyperfeinwechselwirkung für die Spinrelaxation hauptverantwortlich sind, kann diese Wechselwirkung auch positiv ausgenutzt werden. In den vorherigen Abschnitten wurde beschrieben, dass die Elektronenspins auf diskreten Moden um das Magnetfeld präzedieren. Ebenso wurde gezeigt, dass durch das Einbringen eines zweiten Pumpulses die Phasensynchronisationsbedingung verändert werden kann. Wir haben den Einfluss der Kerne ausgenutzt, um die Anzahl der erlaubten Moden soweit zu reduzieren, dass fast sämtliche ausgerichtete Spins auf einer einzelnen Mode präzedieren [36].

Die Präzessionsfrequenz ω_L eines Elektronenspins ist

$$\omega_L = \mu_B g_e B / \hbar + \omega_{N,x}. \quad (2.20)$$

Der erste Term ist die Präzessionsfrequenz unter Vernachlässigung des Kernmagnetfeldes. Die Größe $\omega_{N,x}$ gibt die Frequenzänderung, verursacht durch dieses Feld, an. Die im Abschnitt zuvor beschriebenen Bursts zeigen, dass die Kernpolarisation sich zeitlich sehr

langsam ändert, sobald der Elektronenspin auf eine erlaubte Mode fokussiert wurde. Der Abstand zweier erlaubter Moden beträgt $2\pi/T_{REP}$. Die Anzahl an verschiedenen Moden M , auf denen Spins präzedieren, ist folglich

$$M = \Delta\omega(\Delta g_e, \Delta\omega_{N,x}) \cdot T_{REP}/2\pi, \quad (2.21)$$

wobei $\Delta\omega(\Delta g_e, \Delta\omega_{N,x})$ die volle Halbwertsbreite der Streuung der Präzessionsfrequenzen ist. Diese setzt sich nach Gleichung (2.22) aus der Variation der g-Faktoren und $\omega_{N,x}$ zusammen.

$$\Delta\omega(\Delta g_e, \Delta\omega_{N,x}) = \sqrt{(\mu_B \Delta g_e B / \hbar)^2 + \Delta\omega_{N,x}^2} \quad (2.22)$$

Die Anzahl der Moden soll experimentell minimiert werden.

1. Der Verlauf des g-Faktors ist nahezu linear abhängig von der Anregungsenergie innerhalb des Quantenpunktensembles. Daher kann Δg_e durch die Verringerung der spektralen Breite der Laserpulse minimiert werden. Es werden dazu Laserpulse mit einer vollen Halbwertsbreite von 2,3 meV (1,5 nm) verwendet. Δg_e beträgt bei dieser Anregung etwa 0,004 [57].
2. Das externe Magnetfeld B kann auf wenige Millitesla reduziert werden. Es muss jedoch größer sein als das Kernmagnetfeld, da ansonsten die Larmorpräzession durch dieses Feld wesentlich beeinflusst wird. Dieses würde zu einer starken Dephasierung führen (siehe Unterabschnitt 2.2.3). Das Kernfeld hat in den verwendeten Quantenpunkten eine Amplitude von etwa 7,5 mT [90, 91]. Zusätzlich muss beachtet werden, dass dieses Kernfeld in den einzelnen Quantenpunkten zur Frequenzsynchronisation während der Messungen konstant bleiben muss. Dazu muss das externe Magnetfeld größer sein als das durch die präzedierenden Elektronen verursachte Knight-Field, welches wiederum auf die Kernspins wirkt. Dieses beträgt in den verwendeten Quantenpunkten 1 – 3 mT [92].
3. Die statistische Frequenzstreuung $\Delta\omega_{N,x}$, welche durch das zufällig polarisierte Kernfeld verursacht wird, beträgt in den verwendeten Quantenpunkten im Mittel 0,74 GHz (volle Halbwertsbreite) [36] und kann nicht für das Experiment minimiert werden.

4. Die Wiederholperiode des Lasers beträgt 13,2 ns. Diese wurde durch Verwendung eines Strahlteilers halbiert. Ein Teilstrahl muss einen Umweg zurücklegen, der möglichst exakt der halben Wiederholrate entspricht. Die Wiederholperiode wird folglich auf 6,6 ns reduziert. Von einer weiteren Reduzierung wurde abgesehen, da zum Nachweisen der Einzelmode einige Präzessionen zwischen zwei Pumpimpulsen stattfinden müssen.

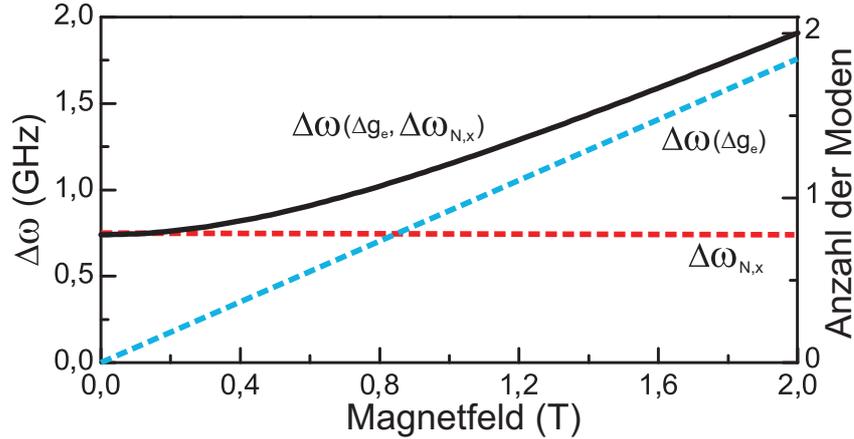


Abbildung 2.9

Bei niedrigen Magnetfelder ist die Frequenzstreuung der Elektronenspins im wesentlichen durch das zufällige Kernfeld bestimmt. Dadurch wird die minimal zu erreichende Modenanzahl auf etwa 0,8 begrenzt. Durch Erhöhung des Magnetfeldes muss der Einfluss der Frequenzstreuung, aufgrund der g-Faktor-Variation, berücksichtigt werden.

Abbildung 2.9 zeigt die Frequenzstreuung $\Delta\omega$ der Elektronenspins, verursacht durch das Kernfeld $\Delta\omega_{N,x}$ (gestrichelte rote Linie). Die durch Variation der g-Faktoren verursachte Frequenzstreuung $\Delta\omega(\Delta g_e) = \mu_B \Delta g_e B / \hbar$ ist als blaue gestrichelte Linie eingezeichnet. Die schwarze Linie gibt die nach Gleichung (2.22) zusammengesetzte Frequenzstreuung an. Die daraus minimal zu erzielende Anzahl der Präzessionsmoden ist, in Abhängigkeit vom Magnetfeld B , in der rechten Skala angegeben.

Abbildung 2.10 (a) zeigt Faraday-Rotations-Signale bei Magnetfeldern um $B = 1$ T. Die Wiederholperiode der Anregung beträgt 6,6 ns. Bei der oberen ($B = 1,016$ T) und unteren ($B = 0,996$ T) blauen Kurve dephasiert das Spinensemble zwischen den Anregungspulsen. Bei etwa 3,3 ns ist die Amplitude des Faraday-Rotation-Signals auf nahezu Null abgefallen. Die mittlere rote Kurve ($B = 1,006$ T) zeigt eine wesentlich geringere Dephasierung. Der Abstand zweier erlaubter Moden $2\pi/T_{\text{REP}}$ ist bei der verwendeten Wiederholperiode etwa 1 GHz, welches bei einem effektiven Elektron g-Faktor von etwa $g_e = 0,54$ nach Gleichung (2.23)

$$\Delta B = \frac{2\pi}{T_{\text{REP}}} \cdot \frac{\hbar}{ge\mu_B} \quad (2.23)$$

einem Abstand von etwa 20 mT entspricht. Abbildung 2.10 (b) zeigt die Fast-Fourier Transformation von Messkurven zwischen Magnetfeldern von $B = 0,996$ T bis $B = 1,020$ T. Die rote Kurve aus Abbildung (a) präzediert hauptsächlich auf der 52. Mode bei einer Frequenz von etwa $\omega = 49,4$ GHz. Zusätzlich existieren zwei Nebenmoden, wodurch die leichte Dephasierung zu erklären ist. Die blauen Kurven bestehen aus zwei gleichwertigen Hauptmoden, wodurch eine stärkere Dephasierung bis 3,3 ns stattfindet. Danach interferieren die Moden wieder konstruktiv. Die grauen Spektren zeigen, dass bei Erhöhung des externen Magnetfeldes die Elektronenspins auf Moden höherer Frequenz präzedieren. Ebenfalls ist erkennbar, dass keine messbare Präzession auf Frequenzen zwischen den erlaubten Moden stattfindet.

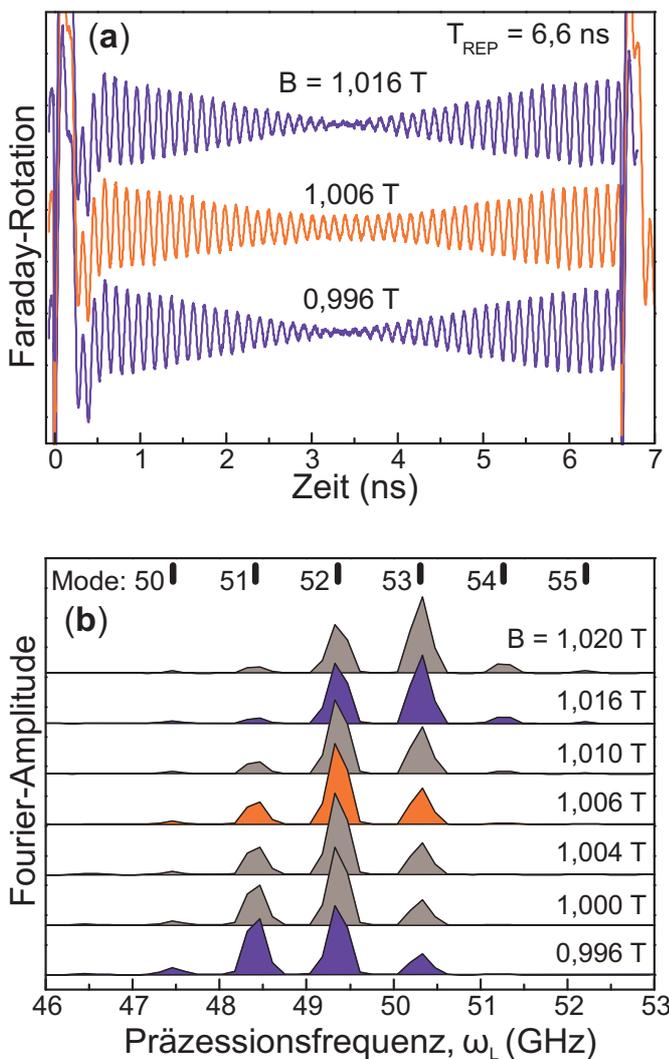


Abbildung 2.10

(a) Faraday-Rotations-Signale bei Magnetfeldern um 1 T und einer Anregungsperiode von etwa 6,6 ns. Die blauen Kurven dephasieren schneller als die Rote. Der Abstand des Magnetfeldes der blauen Kurven beträgt 20 mT, die Rote wurde bei dem dazwischenliegenden Feld aufgenommen. (b) Fast-Fourier-Transformation der Messkurven. Die Elektronenspins der roten Messkurve präzedieren auf einer Hauptmode mit zwei Nebenmoden geringerer Amplitude. Durch Einstellen des Magnetfeldes kann die Präzession des Spinensembles auch auf zwei gleichwertigen Hauptmoden verteilt werden. Dies ist in den blauen Kurven dargestellt. Die grauen Fast-Fourier-Spektren verdeutlichen, dass bei Erhöhung des Magnetfeldes die Spinpräzessionen sich auf höherfrequente Moden verschieben.

2.3.5 Anregungsleistungsabhängigkeit der Spininitialisierung

Im Unterabschnitt 2.2.1 „Optische Übergänge in Quantenpunkten“ wurde die Erzeugung einer Spinpolarisation aus einem beliebigen Zustand $\psi = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$ mit zirkularen Lichtpulsen bereits beschrieben. Dabei wurde die vereinfachte Annahme gemacht, dass ein σ^+ polarisierter Puls den $|\uparrow\rangle$ Zustand vollständig in einen $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ anregt. Die Anregungseffizienz ist jedoch nicht linear von der Anregungsleistung der Pumpulse abhängig, sondern sie oszilliert mit der Rabi-Frequenz Ω [93, 94].

$$\Omega = \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}/\hbar \quad (2.24)$$

Die Größe \mathbf{d} ist das Matrixelement des Dipolüberganges und \mathbf{E} die Amplitude des elektrischen Feldes der Lichtwelle. Dies folgt aus einer störungstheoretischen Betrachtung in denen ein 2-Niveau-System durch das elektrische Feld der Lichtwelle gestört wird. Das Ansteigen der Besetzungswahrscheinlichkeit in den energetisch höheren Zustand entspricht dabei der Absorption des Lichtes [95]. Es wird der Begriff „Pulsfläche“ Θ eingeführt, welcher sich aus

$$\Theta = \frac{2}{\hbar} \int \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t) dt \quad (2.25)$$

zusammensetzt. Durch einen σ^+ polarisierten Lichtpuls mit Pulsfläche Θ wird aus einem beliebigen Zustand ψ folgende Superposition zwischen Elektron- und Trionzustand erzeugt [57]:

$$\psi = \alpha \cos(\Theta/2)|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle - i\alpha \sin(\Theta/2)|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle. \quad (2.26)$$

Eine maximale Spinpolarisation wird folglich für eine Pulsfläche $\Theta = \pi$ erreicht.

Abbildung 2.11 (a) zeigt die Spinpolarisation eines Ensembles, gemessen durch die verursachte Elliptizität des Probestrahls für verschiedene Pumpulse-Leistungen. Bei der Temperatur von $T = 6$ K und der Laserwiederholperiode von $T_{\text{REP}} = 132$ ps wird die Modenkopplung durch Kerne weitgehend unterdrückt. Die Spinpolarisation präzediert mit der Larmorfrequenz um ein $B = 1$ T starkes Magnetfeld. Abbildung 2.11 (b) stellt die Amplituden der Einhüllenden dar. Durch das Erhöhen der Leistung des Pumpulses P wächst die Signalamplitude A an, bis ein Maximum A_0 erreicht wird. Aus einer Ausgleichsrechnung mit

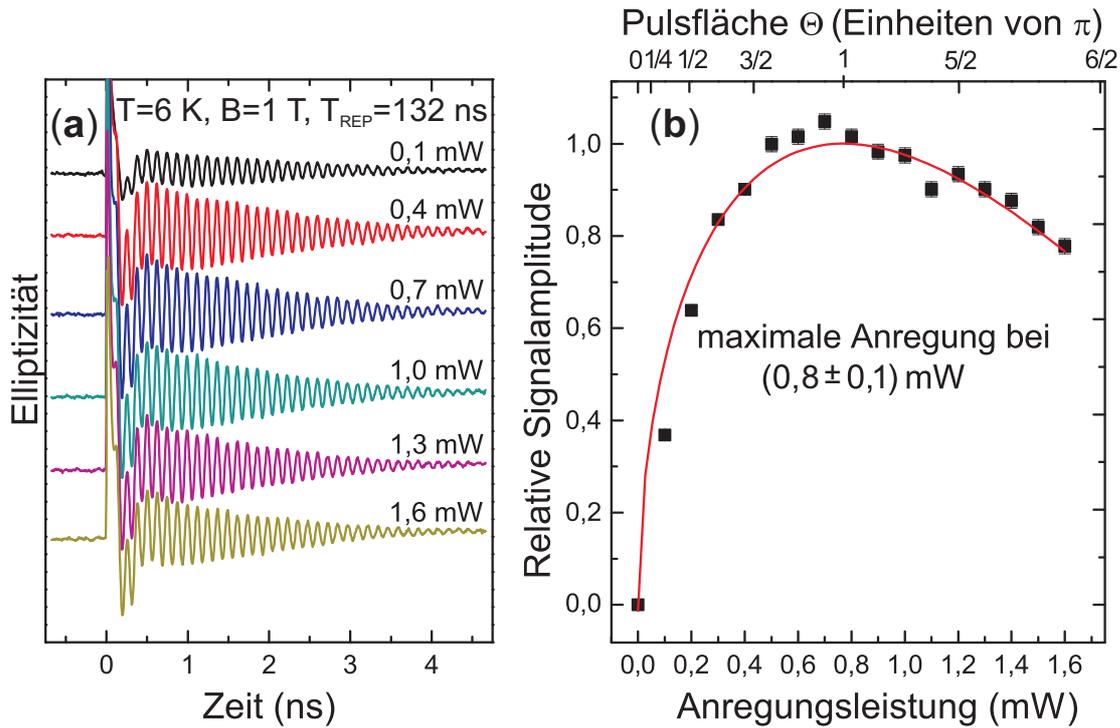


Abbildung 2.11

(a) Pump&Probe-Messung der Spinpolarisation bei verschiedenen Anregungsleistungen. Bei der Proben­temperatur von 6 K und einer Anregungswiederholperiode von 132 ns ist keine Modenkopplung zu beobachten. Nach dem Puls präzedieren die Spins um das Magnetfeld. Abbildung (b) gibt die Amplitude der Einhüllenden in Abhängigkeit von der Anregungsleistung an. Durch die rote Ausgleichskurve wird die optimale Anregungsleistung ermittelt, welche bei $(0,8 \pm 0,1)$ mW liegt.

$$A = A_0 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{P/P_\pi}\right) \quad (2.27)$$

ergibt sich für $P_\pi = (0,8 \pm 0,1)$ mW. Erreicht P diesen Wert, so ist die Erzeugung der Spinpolarisation maximal. Die Pulsfläche Θ entspricht dann dem Wert π . Durch eine weitere Erhöhung der Leistung nimmt das Messsignal wieder ab. Da für die in dieser Arbeit dargestellten Messungen eine hohe Spinpolarisation erwünscht ist, wird dieses Messergebnis bei der Wahl der Anregungsleistung beachtet.

Die gemessene Anregungsleistung entspricht einem zeitlichen Mittelwert. Die durchschnittliche Leistung während eines 1,5 ps langen Pulses beträgt etwa 70 W. Bei Erhöhung der Laserwiederhol­frequenz wird die zeitlich gemittelte Leistung erhöht, um weiterhin die gleiche durchschnittliche Pulsleistung zu erzielen. Ebenfalls wird beachtet, dass die optimale Anregungsleistung von der Fokussierung des Lichtes auf der Probe abhängig ist, welche für verschiedene Messungen leicht variieren kann.

2.3.6 Zusammenfassung: Elektronen-Spinkohärenz in einem (In,Ga)As/GaAs Quantenpunktensemble

In diesem Abschnitt soll der Inhalt dieses Kapitels „Grundlagen“ und somit der Stand der Forschung zur kohärenten Spinanregung in (In,Ga)As/GaAs Quantenpunkten und dem Mode-Locking-Effekt vor Beginn dieser Arbeit (März 2008) in wenigen Sätzen zusammengefasst werden.

Durch optische Anregung mit zirkular polarisierten Laserpulsen kann eine Spinpolarisation erzeugt werden. Die Anregungsdauer soll sehr kurz (wenige Pikosekunden) sein, damit der Spinzustand während der Anregung „eingefroren“ bleibt. Wird ein externes Magnetfeld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes angelegt, so präzediert die Polarisation des Spinensembles um dieses mit der Larmorfrequenz. Nach dem Anregungspuls nimmt die Amplitude der Präzession exponentiell mit einer Abklingdauer im Nanosekunden-Bereich ab. Bei periodischer Anregung nimmt die Signalamplitude schon vor dem Pumpimpuls wieder zu. Dieses Verhalten wird durch die Frequenzfokussierung der Spins auf Moden verursacht, welche die Phasensynchronisationsbedingung erfüllen. Dies bedeutet, dass die Spins eine ganzzahlige Anzahl an Präzessionen zwischen zwei Pumpimpulsen durchgeführt haben. Da durch die inhomogene Verbreiterung der Spinlevels die Spins auf mehreren Moden präzedieren, dephasiert das Spinensemble zunächst. Vor dem Pumpimpuls interferieren die Spins wieder konstruktiv, wodurch der Amplitudenanstieg zu erklären ist. Die Frequenzfokussierung wird durch die Hyperfeinwechselwirkung zwischen Elektron- und Kernspinsystem ermöglicht. Dies wird dadurch ermöglicht, dass die Spinrelaxationszeit der Elektronen im Bereich von etwa $3 \mu\text{s}$ liegt. Diese ist somit um einige Größenordnungen langsamer als der zeitliche Abstand der Pumpimpulse. Durch Experimente mit zwei Pumpimpulsen innerhalb der Anregungsperiode kann der Einfluss der Kernspins belegt werden. Durch die Anregung mit einer Pulssequenz erfüllen die Elektronenspins zwei Phasensynchronisationsbedingungen, wodurch die Spins mehrmals innerhalb der Anregungsperiode konstruktiv interferieren. Wird nun einer der beiden Pumpimpulse geblockt, so bleiben diese Interferenzen einige 10 ns bestehen, da Kernspins erst in dieser Zeitskala relaxieren. Durch die Frequenzfokussierung ist es möglich, die Elektronen auf nahezu eine einzelne Mode zu fokussieren. Dazu wird die Periode der Anregung auf 6,6 ns reduziert. Bei geringen Magnetfeldern von unter 1 T kann somit die durch Inhomogenitäten verursachte Dephasierung zu einem wesentlichen Teil reduziert werden.

Kapitel 3

Durchführung von Experimenten zur Spinkohärenz mit der Pump&Probe Spektroskopie

Um die Messergebnisse, die in dieser Arbeit präsentiert werden, erzielen zu können wurde ein experimenteller Pump&Probe-Aufbau verwendet. Dieser Aufbau ermöglicht eine zeitaufgelöste Spektroskopie. Die Auflösung liegt im Bereich von wenigen Pikosekunden. Dazu werden zahlreiche „kleinere“ optische Bauteile, z. B. Spiegel, Filter und Linsen, verwendet. Ebenso sind „größere“ Geräte wie Laser, ein Kryostat und ein Spektrometer zum Einsatz gekommen. In diesem Kapitel sind zunächst einige Eigenschaften der wichtigsten verwendeten Geräte, sowie deren Funktionsweise, beschrieben. Gegebenenfalls sind auch Spezifikationen angegeben. Anschließend wird das Prinzip der Pump&Probe-Technik erläutert.

3.1 Kernkomponenten des experimentellen Aufbaus

Um die Spinkohärenz in dem negativ dotierten $(\text{In,Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ Quantenpunktensemble optisch zu erzeugen, auszulesen und zu manipulieren werden folgende Kernkomponenten verwendet:

Der gepulste Titan-Saphir-Laser

Um die gewünschten Experimente durchzuführen, werden Laser mit folgenden Eigenschaften benötigt:

1. Um gezielt ein Unterensemble innerhalb des Quantenpunktensembles anzuregen, muss die Wellenlänge im Bereich von 885 bis 895 nm beliebig variiert werden können, wobei sich dabei der Strahlengang innerhalb des Laserresonators möglichst wenig ändert. Die Weglänge des Lichtes beträgt zwischen dem Laser und der Quantenpunktprobe bis zu 10 m, dennoch muss der Laserstrahl nach Veränderung der Wellenlänge die gleiche Probenstelle (\pm wenige Mikrometer) treffen.
2. Die Larmorpräzessionsperiode der Elektronenspins liegt bei einem Magnetfeld von $B = 1$ T bei etwa 130 ps. Für eine optimale Anregung soll die zeitliche Laserpulsdauer wesentlich kürzer sein¹. Jedoch muss für verschiedene Experimente die spektrale Breite geringer sein als die Breite der Photolumineszens der Quantenpunkte. Die minimal zu erreichende spektrale Breite hängt wiederum von der Pulsdauer ab, wodurch Laserpulse im Pikosekunden-Bereich mit einer spektralen Breite von wenigen Millielektronenvolt verwendet werden müssen.
3. Bei der verwendeten Probe liegt die Spinrelaxationszeit der Elektronen in der Größenordnung von Mikrosekunden. Um durch Modenkopplung von Spins eine hohe Polarisation zu erzeugen, muss der zeitliche Anregungsabstand wesentlich kürzer sein. Zusätzlich muss diese Periodendauer konstant sein, damit die Phasensynchronisationsbedingung stets erhalten bleibt.
4. Für die in Abschnitt 4.4 gezeigte optische Manipulation der Spins muss eine Pulsfläche von 2π erreicht werden können. Deshalb muss die Intensität der vom Laser emittierten Pulse ausreichend hoch sein, um die dazu nötige Anregungsleistung zu ermöglichen.

Es werden gepulste Titan-Saphir-Laser (Ti:Sa-Laser) verwendet, welche etwa 1,5 ps lange Laserpulse mit einer Wiederholfrequenz von 75,75 MHz emittieren. Dies entspricht einer Periodendauer von etwa 13,2 ns. Der Abstimmbereich der Lasers liegt zwischen 700 und 950 nm mit einer zeitlich gemittelten Ausgangsleistung, je nach verwendetem Modell, von etwa 1 oder 2,5 W im verwendeten Wellenlängenbereich um 890 nm. Abbildung 3.1 zeigt die schematische Darstellung des Resonators eines gepulsten Ti:Sa-Lasers sowie eine fotografische Aufnahme.

¹Experimentelle Ergebnisse dazu befinden sich in Abschnitt 4.2

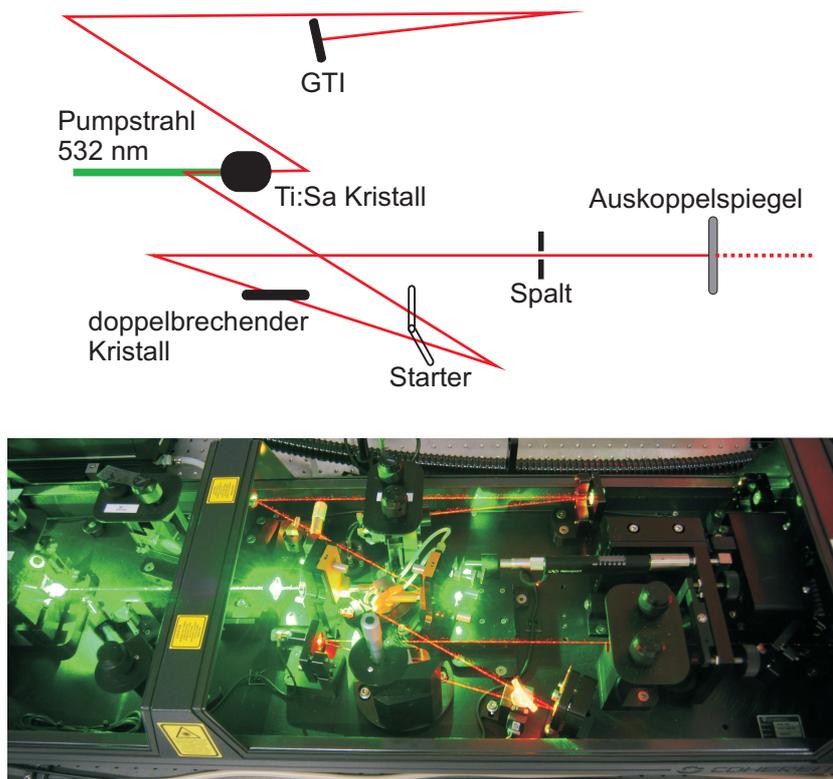


Abbildung 3.1
Schematische Darstellung des Laserresonators sowie Photographie [96] eines gepulsten Ti:Sa-Lasers. Zu erkennen ist der grüne Pumpstrahl, sowie der rote Laserstrahl, der den Resonator durchläuft. Kernkomponenten sind: GTI, Ti:Sa Kristall, Starter, doppelbrechender Filter, Spalt, Auskoppelspiegel.

Als verstärkendes Medium dient ein Al_2O_3 Saphir-Kristall, welcher mit Ti^{3+} -Ionen dotiert ist [95]. Der Kristall wird von einem CW-Festkörperlaser (CW - engl.: continuous wave) mit einer Leistung von bis zu 14 W bei 532 nm (grün) gepumpt. In diesem Wellenlängenbereich absorbiert der Kristall die grüne Strahlung und fluoresziert daraufhin im nahinfraroten Bereich von 670 bis 1000 nm [97]. Damit die spektrale Breite des Laserstrahls im Nanometer-Bereich liegt, befinden sich innerhalb des Laserresonators doppelbrechende Quarzplatten, welche unter dem Brewster-Winkel stehen [95]. Diese Platten wirken, in Abhängigkeit von der Kristallrichtung und der Photonenenergie, wie Verzögerungsplättchen, wodurch sich ausbreitende Lichtwellen elliptisch polarisiert werden. Nur ein schmales Spektrum wird um 180° gedreht und bleibt somit linear polarisiert. Die elliptischen Lichtwellen werden zu einem geringen Teil an den doppelbrechenden Plättchen aus dem Resonator heraus reflektiert. Dadurch ist für diese Wellenlängen die Laserbedingung nicht mehr erfüllt. Für die linear polarisierten Anteile findet, aufgrund des Brewster-Winkels, keine Reflexion statt. Dadurch wird im Titan-Saphir-Kristall nur für einen schmalen Wellenlängenbereich eine stimulierte Emission ermöglicht. Durch Rotation der Plättchen kann variiert werden, welches Spektrum die Laserbedingung im Resonator erfüllt. Damit der Laser das Licht nicht kontinuierlich, sondern als Pikosekunden-Pulse emittiert, müssen die Moden sich mit einer festen Phase innerhalb des Resonators ausbreiten. Aufgrund von konstruktiver Interferenz durchläuft dann ein Puls mit hoher Intensität den Reso-

nator, außerhalb des Pulses interferieren die Moden destruktiv zu einer Intensität von fast Null. Daraus folgt aber auch, dass mit einer Abnahme der Anzahl verschiedener interferierender Moden die Pulsdauer zunimmt. Die Kopplung der Modenphasen geschieht durch den Kerrlinsen-Effekt im Titan-Saphir-Kristall. Dies bedeutet, dass sich Strahlen mit hoher Intensität langsamer ausbreiten als Strahlen niedriger Intensität. Durch das räumlich gaußförmige Strahlprofil hat der Kristall den Effekt einer Fokussierlinse, welcher den hochintensiven Laserpuls fokussiert, die CW-Anteile jedoch unfokussiert lässt. Nahe des Fokuspunktes befindet sich ein Spalt, welcher den Puls durchlässt, die unfokussierten CW-Anteile werden absorbiert. Durch die optischen Bauteile im Laserresonator kommt es jedoch zu einer Dispersion, da die Strahlungsanteile höherer Wellenlänge Kristalle etwas schneller durchlaufen als Anteile geringerer Wellenlänge. Damit die Moden in ihrer Phase gekoppelt bleiben, wird dies durch ein *Gires-Tournois-Interferometer* (GTI) ausgeglichen [98]. Der Laserstrahl durchläuft im Resonator zwei Glasplättchen, welche auf einem Vibrationsmotor montiert sind. Sobald der CW-Anteil des Laserlichtes zu hoch wird, verursacht dieses Bauteil eine Intensitätsschwankung, wodurch die Modenkopplung wieder induziert wird. Daher wird diese Komponente als *Starter* bezeichnet.

Im Idealfall sind die Laserpulse Fourier-limitiert. Die minimale Pulsdauer ist also abhängig von der Anzahl der gekoppelten Moden [95]. Für einen Laserpuls mit $\Delta E_{\text{Puls}} = 1,5 \text{ meV}$ Halbwertsbreite ergibt sich eine minimale Pulsdauer τ_{Puls} von

$$\tau_{\text{Puls}} = 2\pi\hbar/\Delta E_{\text{Puls}} = 2,7 \text{ ps.} \quad (3.1)$$

Die beschriebenen passiv modengekoppelten Titan-Saphir-Laser haben bei einer Pulsbreite von $1,5 \text{ meV}$ ebenfalls eine gemessene Pulsdauer von $2,7 \text{ ps}$. Dadurch kann davon ausgegangen werden, dass diese Laserpulse Fourier-limitiert sind. Werden Pulse mit höherer Zeitdauer und geringerer spektraler Breite benötigt, werden aktiv modengekoppelte Titan-Saphir-Laser verwendet. Dabei wird die Modenkopplung im Laser permanent von einem *Akustooptischen Modulator* unterstützt, welcher anstatt des Starters eine Intensitätsschwankung verursacht. Die Frequenz dieser Schwankung beträgt, wie die Wiederholfrequenz der Laserpulse, etwa $75,75 \text{ MHz}$. Die aus einem aktiv modengekoppelten Laser emittierten Pulse sind spektral etwas breiter (im Bereich von wenigen $0,1 \text{ meV}$), als wie es die Fourier-Limitierung zulassen würde.

Die Synchronisationseinheit für Laserpulse

Werden Pump&Probe-Experimente mit zwei Titan-Saphir-Lasern durchgeführt, muss die Frequenz, mit der Pulse von einem „Slave-Laser“ emittiert werden, auf die Wiederholfrequenz des „Master-Lasers“ synchronisiert werden. Dazu wird ein Teil der emittierten Pulse beider Laser abgespalten und durch eine Glasfaser in eine Steuerungseinheit geleitet. Diese Steuerungseinheit wandelt über 2,0 GHz-Photodioden die Laserpulse in elektrische Pulse um und vergleicht deren Frequenz [99]. Der Auskoppelspiegel des Slave-Lasers kann motorisiert innerhalb des Lasers bewegt werden, um die Resonatorlänge zu ändern, wodurch sich der Frequenzunterschied auf etwa 10 Hz minimieren lässt. Die Position eines Spiegels innerhalb des Slave-Lasers wird von einem piezo-elektrischen Kristall gesteuert, wodurch die Frequenz beider Laser synchronisiert wird. Anschließend vergleicht eine Elektronik die Phasen der Laser und gibt eine „Fehlervoltage“ aus, welche proportional zur Phasendifferenz ist. Mit dieser Spannung wird wiederum der piezo-elektrische Umformer angesteuert, wodurch neben der Frequenz auch die Phase der Laserpulse konstant gehalten wird. Das Phasenrauschen beträgt weniger als 250 fs. Dadurch sind Pump&Probe-Experimente möglich, bei denen ein Laser die Pumpulse und ein zweiter die Probepulse emittiert, ohne dass durch die Synchronisation eine messrelevante Störung entsteht. Der Vorteil besteht darin, dass die Photonenenergie beider Laser unabhängig voneinander variiert werden kann.

Die Verzögerungsstrecke

Auf einer mechanischen Verzögerungsstrecke von 1 m Länge ist ein Retroreflektor montiert, welcher einfallendes Licht parallel reflektiert. Die Verzögerungsstrecke wird von einem Schrittmotor betrieben, der von einem Computer angesteuert wird. Die Genauigkeit beträgt dabei $3 \mu\text{m}/\text{m}$. Dies entspricht einer Zeitauflösung von 20 fs.

Die Verzögerungsplättchen $\lambda/2$ und $\lambda/4$

Das $\lambda/2$ - und das $\lambda/4$ -Plättchen sind Verzögerungsplatten, welche die Polarisation von Licht ändern können [100]. Ein Lichtstrahl kann in zwei senkrecht zueinander stehende Polarisationsrichtungen zerlegt werden, welche verschiedene Amplituden und Phasen haben. Eine Verzögerungsplatte lässt beide Polarisationsrichtungen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit passieren, wodurch sich die Phase der Polarisationen verschiebt. Dies wird durch doppelbrechende Kristalle erzeugt, welche verschiedene Brechungsindizes für

unterschiedliche Polarisationsrichtungen haben. Die verwendeten Plättchen haben zwei senkrecht zueinander stehende Achsen im Kristall, in denen sich die Lichtwellen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ausbreiten. Die Richtung, in denen die höchste Ausbreitungsgeschwindigkeit stattfindet, wird als „schnelle Achse“ bezeichnet. Ein $\lambda/2$ -Plättchen unter dem Winkel $\alpha_{\lambda/2}$ zu dieser Achse dreht die lineare Polarisationsrichtung um $2\alpha_{\lambda/2}$. Ein $\lambda/4$ -Plättchen ändert linear polarisiertes Licht in eine elliptische Polarisation und unter dem Winkel von $\alpha_{\lambda/4} = 45^\circ$ in zirkular polarisiertes Licht.

Der Pulsformer

Der Pulsformer (auch Lichthacker, engl.: Chopper) besteht aus einer Sektorblende, welche von einem Motor zur Rotation gebracht wird. Die verwendete Sektorblende besteht aus 50 Öffnungen und kann mit bis zu 80 Umdrehungen pro Sekunde betrieben werden. Daraus ergibt sich eine Frequenz von bis zu 4 kHz mit der ein Lichtstrahl nahezu rechteckig moduliert werden kann. Es handelt sich folglich um eine Intensitätsmodulation. Die gewünschte Frequenz kann digital in eine Steuerungseinheit eingegeben werden. Sensoren messen die tatsächliche Frequenz, welche als Referenz an einen Lock-In-Verstärker durch ein BNC-Kabel übertragen wird.

Der Photoelastische Modulator

Der Photoelastische Modulator (PEM) moduliert die Polarisation eines Lichtstrahls periodisch mit einer Frequenz von etwa 50 kHz. Es kann gewählt werden, ob dieses Bauteil, wie ein $\lambda/2$ -Plättchen, die einfallende lineare Polarisation um bis zu $\pm 90^\circ$ dreht oder, wie ein $\lambda/4$ -Plättchen, das Licht abwechselnd rechts- und linkszirkular polarisiert. Der PEM besteht aus einem Kristall, welcher doppelbrechend wird, wenn er unter mechanische Spannung gesetzt wird. Die Stärke dieses Effektes hängt wiederum mit der Verspannung im Kristall zusammen. Diese wird mit einem piezo-elektrischen Wandler erzeugt. Die Frequenz der Modulation kann, analog zum Pulsformer (Chopper), an den Lock-In-Verstärker mit einem BNC-Kabel übertragen werden.

Der Vorteil des PEM gegenüber dem Pulsformer ist die höhere Modulationsfrequenz, wodurch bei gleicher Zeitkonstante des Lock-In-Verstärkers über mehr Perioden integriert wird. Dadurch wird das Signal-Rausch-Verhältnis erhöht. Allerdings ist keine Intensitätsmodulation möglich, bei der die Polarisation des Lichtstrahls konstant bleibt.

Das Glan-Taylor-Prisma

Durch zahlreiche Reflexionen an Spiegeln nimmt die Polarisation des Laserstrahls ab. Ein Glan-Taylor-Prisma wird verwendet um die lineare Polarisation wieder zu erhöhen. Es besteht aus zwei gleichartigen Kristallprismen zwischen denen ein Luftspalt existiert [101]. Bei den Kristallen handelt es sich um ein doppelbrechendes Material, z.B. Kalkspat, wodurch der Brechungsindex des ordentlichen Strahls größer ist als der des außerordentlichen Strahls. An der Grenzfläche des ersten Kristalls zum Luftspalt wird der ordentliche Strahl totalreflektiert. Zusätzlich ist der Einfallswinkel der Grenzfläche in der Nähe des Brewster-Winkels, wodurch der außerordentliche Strahl zum größten Teil transmittiert wird [102]. An der Grenzfläche zum Luftspalt wird der transmittierte Strahl gebrochen, wodurch er seine Ausbreitungsrichtung verändert. Der zweite Kristall dient zur Kompensation dieser Änderung. Im Experiment beträgt der Polarisationsgrad des transmittierten Strahls im verwendeten Wellenlängenbereich etwa 10^5 .

Der Lock-In-Verstärker

Ein Lock-In-Verstärker wird verwendet, um das Signal-Rausch-Verhältnis eines elektrischen Signals zu verbessern [103]. Dazu muss das zu messende Signal mit einer bekannten periodischen Frequenz moduliert werden, welche als Referenzfrequenz ebenfalls in den Lock-In-Verstärker gegeben wird. Das Messsignal und das Referenzsignal werden zunächst digitalisiert. Die Phase des Referenzsignals kann variiert werden. Das Messsignal und das Referenzsignal werden miteinander multipliziert und über mehrere Perioden integriert. Das Ausgangssignal U_{aus} ist nun proportional zur Amplitude des Messsignals U_{in} und zum Kosinus der Phase δ zwischen Referenz und Messsignal.

$$U_{\text{aus}} \propto U_{\text{in}} \cdot \cos \delta$$

Das Ausgangssignal ist folglich maximal, wenn die Phasendifferenz 0° entspricht und es verschwindet, wenn die Phase 90° beträgt. Der Lock-In-Verstärker dient nicht nur zum Verbessern des Signal-Rausch-Verhältnisses, sondern er übernimmt auch die Eigenschaft eines Bandpassfilters. Durch die Multiplikation von Eingangs- und Referenzsignal und die folgende Integration werden sämtliche Störsignale herausgemittelt, welche nicht mit der Referenzfrequenz moduliert sind.

Der balancierte Photoreceiver

Der balancierte Photoreceiver besteht aus zwei Photodioden und einer Differenzverstärkerschaltung. Die auf die Photodioden einfallende Lichtintensität wird in eine elektrische Spannung umgewandelt. Die Differenz der Spannungen wird mit einer Schaltung linear verstärkt und anschließend mit einem BNC-Kabel als Signaleingang in den Lock-In-Verstärker übertragen. Der verwendete Photoreceiver kann eine Modulation des einfallenden Lichtes bis zu 100 kHz auflösen. Bei Intensitätsschwankungen höherer Frequenzen wird folglich die gemittelte Intensität detektiert. Wie erwünscht wird eine durch Modulatoren (PEM, Pulsformer) erzeugte Veränderung der Lichtintensität gemessen, der gepulste Laserstrahl wird als kontinuierliches Signal wahrgenommen.

Der Kryostat mit supraleitender Spule

Die durchgeführten Experimente finden bei einer Proben temperatur von wenigen Kelvin statt. Gleichzeitig wird ein Magnetfeld von bis zu einigen Tesla angelegt. Dies wird mit einem Kryostaten mit einem supraleitenden Spulenpaar realisiert. Dazu befindet sich die Probe in einem Probenraum, welcher gut zu seiner Umgebung thermisch isoliert ist. Über eine Kapillare wird ventilgesteuert tiefkaltes Helium in den Probenraum gegeben. Je nach Heliumdurchfluss wird die Temperatur der Probe eingestellt. Wird der Probenraum mit Helium geflutet und anschließend der Druck über eine Pumpe verringert, so sinkt die Temperatur des Heliums, welches bei einer Temperatur von 2 K im suprafluiden Zustand ist. So ist es möglich bei Proben temperaturen um 2 K und zwischen 5 – 300 K optische Experimente durchzuführen. In dem Temperaturbereich zwischen 2,2 und 4 K befindet sich Helium im flüssigen, also nicht suprafluiden Zustand [104]. Durch aufsteigende Gasblasen, welche den Lichtstrahl stören, können in diesem Bereich keine Messungen erfolgen.

Zwei zueinander parallele supraleitende Magnetspulen befinden sich in dem Heliumreservoir. Mit den verwendeten Kryostaten ist es möglich Magnetfelder von bis zu 7 T anzulegen. Dazu wird ein Strom von bis zu 120 A durch ein Netzgerät an die Spulen angelegt. Es ist möglich, das Netzteil über einen heizbaren supraleitenden Draht von den Spulen elektrisch zu trennen, so dass der durch die Spulen fließende Strom diese nicht verlassen kann. Durch die Supraleitung ist der ohmsche Widerstand verschwunden, wodurch über einen Zeitraum, der um mehrere Größenordnungen länger ist als die Dauer des Experimentes, ein konstantes Magnetfeld erzeugt wird.

Das Spektrometer

Das Spektrometer wird verwendet, um die Photolumineszenz des Quantenpunktensembles spektral aufzulösen und die Wellenlänge des vom Laser emittierten Lichtstrahls zu bestimmen. Mit einer Glasfaser wird Licht auf einen drehbaren Gitterspiegel innerhalb eines Monochromators geleitet. Durch Beugung wird das Licht in seine spektralen Bestandteile aufgespalten, welche folglich räumlich getrennt auf einen CCD-Sensor (CCD - Ladungsgekoppeltes Bauteil, engl.: Charge-Coupled Device) treffen. In Abhängigkeit von den beleuchteten Pixeln und der Winkelposition des Gitterspiegels wird von einem Computerprogramm die Wellenlänge des Lichtes bestimmt. Um thermisches Rauschen des Sensors zu minimieren, wird dieser über ein Peltier-Element gekühlt. In dem Spektralbereich um 900 nm liegt die Auflösung des verwendeten Spektrometers bei etwa 0,2 nm [105].

Der Autokorrelator

Mit einem Autokorrelator wird die zeitliche Pulsform der Laserpulse bestimmt. Die Auflösung liegt dabei im Bereich von wenigen Femtosekunden [106]. Dazu wird der Laserpuls mittels eines Strahlteilers in zwei Teilpulse aufgeteilt, welche ein Michelson-Interferometer durchlaufen. Eine Weglänge wird konstant gehalten, die andere periodisch moduliert. Beide Teilstrahlen werden vom Strahlteiler wieder zusammengefügt und auf einen nicht-linearen Kristall fokussiert. In Abhängigkeit von der zeitlichen Überlappung findet eine Frequenzverdoppelung der Lichtwellen statt. Wenn beide Teilpulse gleichzeitig auf den Kristall treffen, ist die zeitlich gemittelte Intensität der frequenzverdoppelten Strahlung höher als wenn beide Pulse zeitlich versetzt eintreffen. Eine Photodiode detektiert die frequenzverdoppelte Strahlung, Licht der ursprünglichen Frequenz wird nicht detektiert. Die zeitliche Pulslänge wird von der Steuerelektronik des Autokorrelators errechnet.

3.2 Zeitaufgelöste Spektroskopie durch die Pump&Probe-Technik

Der schematisch in Abbildung 3.2 dargestellte Pump&Probe-Aufbau dient zur Erzeugung und der Detektion der Spinkohärenz in einem Quantenpunktensemble. Diese Technik bietet eine hohe Zeitauflösung bei einem guten Signal-Rausch-Verhältnis [107, 108]. Zu den später vorgestellten Messungen wird der Aufbau erweitert. Diese Änderungen werden in dem dazugehörigen Abschnitt beschrieben.

Ein gepulster Titan-Saphir-Laser emittiert die Laserpulse mit einer Wiederholperiode von etwa 13,2 ns, welches ungefähr 75,75 MHz entspricht. Die Pulslängen sind im Pikosekunden-Bereich und befinden sich im nahinfraroten Spektralbereich bei etwa 890 nm, welches etwa 1,39 eV entspricht. Der Laserstrahl wird durch einen Strahlteiler in den Pump- und den Probestrahl aufgeteilt. Der Pumpstrahl trifft auf einen, auf einer Verzögerungsstrecke montierten, Retroreflektor, welcher den Strahl parallel zur einfallenden Strahlrichtung reflektiert. Durch Verwendung eines zweiten fest montierten Retroreflektors, wird der Strahl nochmals auf den Bewegbaren reflektiert, wodurch die Verzögerungsstrecke doppelt verwendet wird. Dies hat den Vorteil, dass der Strahl zweimal zu dem auf der Verzögerungsstrecke montierten Retroreflektor hinläuft und zweimal wieder zurück. Dadurch kann bei Verwendung einer 1 m langen Verzögerungsstrecke die Weglänge des Strahls um bis zu 4 m variiert werden. Dies entspricht etwa 13,3 ns und ist damit länger als die Wiederholperiode des Lasers. Dadurch kann die Spinpolarisation zu jedem Zeitpunkt zwischen den Pulsen ausgelesen werden. Die durch die Verzögerungsstrecke verursachte bestmögliche Zeitauflösung verschlechtert sich durch die doppelte Verwendung von 20 auf 40 fs, die Zeitauflösung ist jedoch durch die Dauer der Laserpulse auf Pikosekunden limitiert. Die Intensität des Strahls kann mit Graufiltern und drehbaren Spiegelfiltern reduziert werden. Da die Strahlpolarisation durch Reflexionen abnimmt, durchläuft der Strahl nach dem letzten Spiegel ein Glan-Taylor-Prisma. Anschließend wird der Strahl moduliert und zirkular polarisiert, bevor er auf die Quantenpunktprobe fokussiert wird. Die Modulation erfolgt mit einem Photoelastischen Modulator oder einem Pulsformer². Nach Transmission der Quantenpunktprobe wird der Pumpstrahl mit einer Strahlfalle geblockt, um möglichst wenig gestreutes Licht zu detektieren.

Der Probestrahl durchläuft anstelle der Verzögerungsstrecke einen konstanten Umweg. Auch bei diesem Strahl sorgt ein Glan-Taylor-Prisma für eine hohe lineare Polarisation,

²Die Modulation mit einem PEM muss nach Durchlaufen des Glan-Taylor-Prisma erfolgen, da ansonsten keine Modulation der Polarisation stattfindet. Wie in Abbildung 3.2 dargestellt kann bei einer Intensitätsmodulation der Pulsformer schon vor der Verzögerungsstrecke durchlaufen werden.

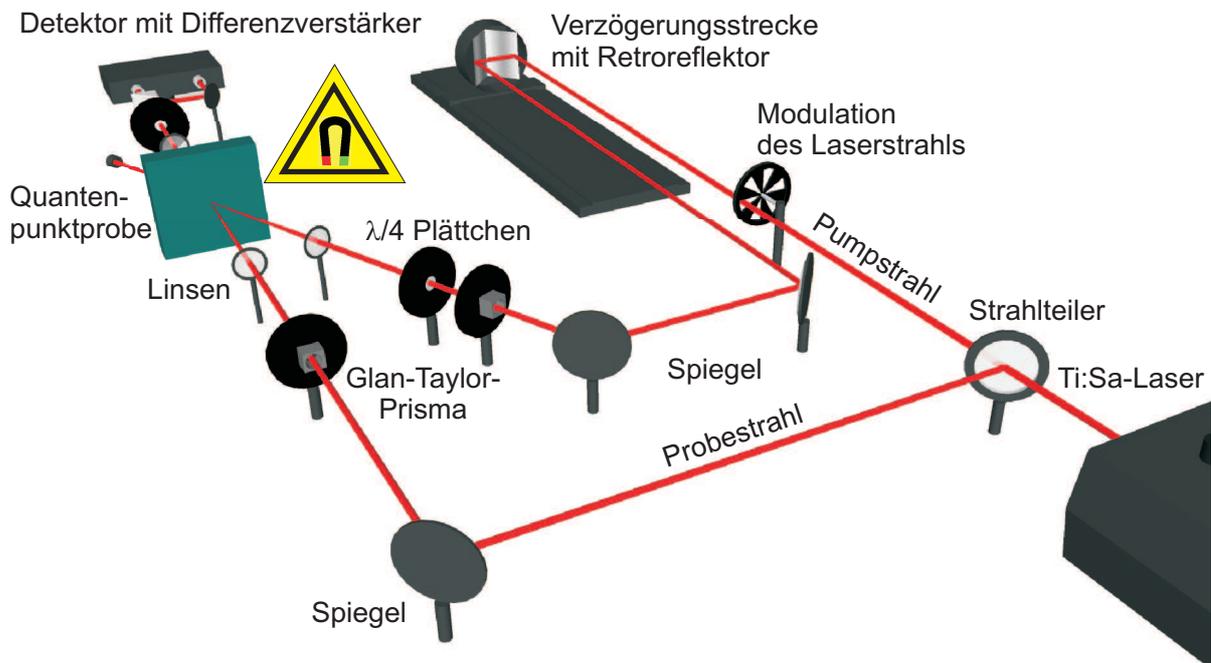


Abbildung 3.2

Schematische Darstellung eines Pump&Probe-Messaufbaus. Ein Laser emittiert Lichtpulse mit einer Pulslänge im Pikosekunden-Bereich. Diese Strahlung wird in einen Pump- und einen Probestrahl aufgeteilt. Die Intensität des Pumpstrahls wird moduliert und durchläuft eine variable Verzögerungsstrecke. Durch ein Glan-Taylor-Prisma wird eine hohe lineare Polarisation des Lichtes erreicht, um anschließend mit einem $\lambda/4$ -Plättchen den Strahl zirkular polarisieren zu können. Mit einer Linse wird der Pumpstrahl auf die Quantenpunktprobe fokussiert, wodurch eine Spinpolarisation erzeugt wird. Der Probestrahl wird mit einem Glan-Taylor-Prisma linear polarisiert und auf die gleiche Probenstelle der Quantenpunktprobe fokussiert. Die durch den Pumpimpuls erzeugte Spinpolarisation ändert die lineare Polarisation des Probestrahls, welche durch ein balanciertes Photodetektionsschema gemessen wird. Durch die Verzögerungsstrecke kann der zeitliche Abstand zwischen dem eintreffenden Pump und dem Probestrahl eingestellt werden. Dies ermöglicht eine zeitaufgelöste Spektroskopie.

bevor der Strahl auf die gleiche Probenstelle wie der Pumpstrahl fokussiert wird. Nach der Transmission durch die Probe kann die Spinpolarisation durch Messung der Faraday-Rotation oder der Elliptizität detektiert werden. Während bei der Faraday-Rotation das Verhältnis zweier senkrecht zueinander stehenden Lichtkomponenten ausgelesen wird, dient die Elliptizität der Bestimmung der zirkularen Anteile. Dazu durchläuft der Probestrahl entweder ein $\lambda/2$ - (Faraday-Rotation) oder ein $\lambda/4$ -Plättchen (Elliptizität), bevor ein weiteres Glan-Taylor-Prisma den Strahl in zwei Polarisationskomponenten aufteilt, dessen Intensitäten etwa gleich sind. Durch die Spinpolarisation in der Probe schwankt dieses Intensitätsverhältnis leicht. Diese Änderung wird mit den zwei Photodioden eines Differenzverstärkers in ein elektrisches Signal umgewandelt. Ein Lock-In-Verstärker verbessert das Signal-Rausch-Verhältnis. Über ein Computerprogramm kann das digitalisierte Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers in Abhängigkeit von der Position der Verzögerungsstrecke aufgenommen werden, wodurch eine zeitaufgelöste Spektroskopie mit Pikosekunden-Auflösung ermöglicht wird.

Kapitel 4

Untersuchungen zur Elektronen-Spinkohärenz in Quantenpunkten

In diesem Kapitel werden zunächst Angaben zu dem verwendeten Quantenpunktensemble gemacht. Anschließend folgen Ergebnisse zur Erzeugung der Spinkohärenz mit Laserpulsen unterschiedlicher zeitlicher Länge zwischen 2 und 80 ps. Im darauf folgenden Abschnitt 4.3 werden die Detektionsmöglichkeiten Faraday-Rotation und Messung der Elliptizität des Probestrahls miteinander verglichen. Des Weiteren wird in Abschnitt 4.4 gezeigt, dass die Spinpolarisation durch optische Manipulation um die optische Achse gedreht werden kann. In Abschnitt 4.5 wird dargestellt, dass durch das Polarisieren von zwei Spin-Unterensembles innerhalb des Quantenpunktensembles eine quantenmechanische Elektron-Elektron-Wechselwirkung stattfindet. Dabei sind Anzeichen für Verschränkung zu erkennen.

4.1 Kenndaten der Quantenpunktprobe

Die verwendete Probe [46] besteht aus 20 Schichten von Quantenpunkten mit je einer Dichte von etwa 10^{10} Quantenpunkten/cm². Die einzelnen Schichten sind 60 nm voneinander entfernt. Unterhalb jeder Quantenpunktschicht befindet sich eine δ -Dotierschicht aus Silizium. Die Konzentration der Dotieratome entspricht etwa der Quantenpunktdichte, wodurch im Mittel ein Elektron pro Quantenpunkt zur Verfügung steht. Durch frühere Messungen an der Probe ist bekannt, dass etwa die Hälfte der Quantenpunkte mit exakt einem Dotierelektron geladen ist [68]. Tabelle 4.1 gibt die Daten des MBE-Wachstumsverfahrens an. Im Anschluss wurde die Probe bei einer Temperatur von 945 °C für 30 s ausgeheilt. Abbildung 4.1 zeigt die Aufnahme der Photolumineszenz des Quantenpunktensembles bei einer Temperatur von $T = 6$ K. Das Maximum liegt bei etwa 1,394 eV (890 nm) und die volle Halbwertsbreite beträgt etwa 13 meV (8 nm).

Schicht	T [°C]	Dauer [s]	Schichtdicke [nm]	Wiederholung
GaAs Substrat	-	-	-	-
GaAs	660,0	531,9	100,0	
AlAs	660,0	20,0	2,0	Start 20 x
GaAs	660,0	5,3	1,0	Ende 20 x
AlAs	660,0	20,0	2,0	
GaAs	660,0	425,5	80,0	
				Start 20 x
InAs	590,0	4,0	0,3	16 x
GaAs	580,0	42,6	8,0	
GaAs	660,0	42,6	8,0	
Si-Delta	660,0	4,0	0,0	
GaAs	660,0	340,4	64,0	Ende 20 x
AlAs	660,0	20,0	2,0	Start 20 x
GaAs	660,0	5,3	1,0	Ende 20 x
GaAs	660,0	531,9	100,0	
GaAs:Si	660,0	79,8	15,0	

Tabelle 4.1

Wachstumstabelle der Quantenpunktprobe. Die Probe wurde durch Molekularstrahlepitaxie gewachsen und beinhaltet 20 Quantenpunktlagen. Nach dem Herstellungsprozess liegt die Photolumineszenz bei etwa 1,05 eV. Durch thermische Ausheilung bei 945 °C diffundiert Ga in die InAs Quantenpunkte, wodurch das Maximum der Emission auf etwa 1,39 eV verschoben wird.

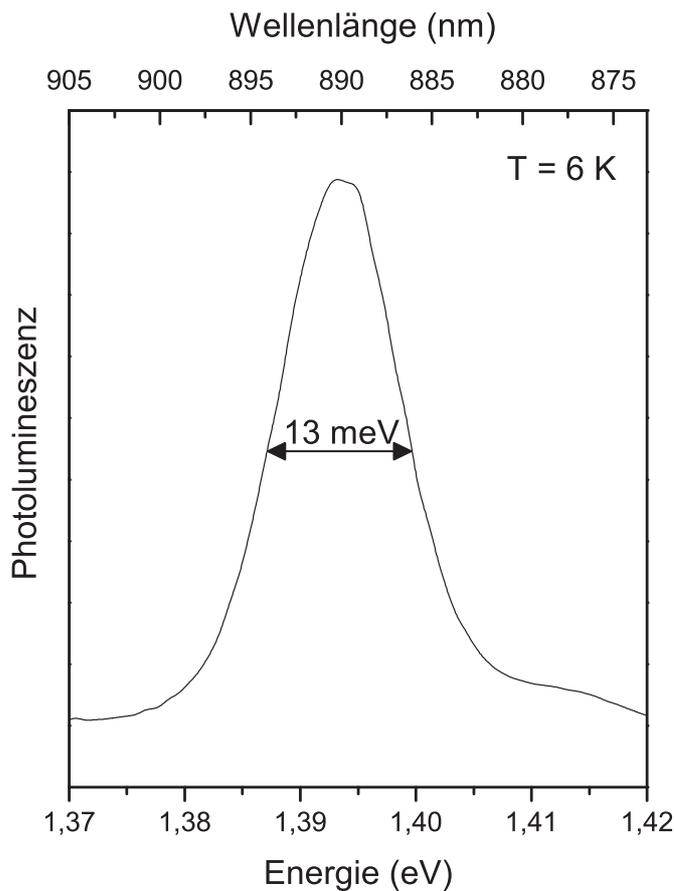


Abbildung 4.1
Photolumineszenz der Quantenpunktprobe. Das Intensitätsmaximum der Photolumineszenz liegt bei etwa 1,394 eV, die volle Halbwertsbreite beträgt 13 meV. Das Bild zeigt im wesentlichen die s-Schale der Quantenpunkte innerhalb des Ensembles. Die p-Schale liegt bei etwa 1,41 meV.

4.2 Optische Spinanregung mit zeitlich verschiedenen Laserpulslängen

Bisherige Messungen zur Spininitialisierung wurden unter der Voraussetzung getätigt, dass die Pulsdauer des Pumpulses wesentlich kürzer ist, als die Larmorpräzessionsperiode der Elektronenspins um das externe Magnetfeld [25, 57, 59, 85, 109]. Diese beträgt bei $B = 1$ T in den verwendeten Quantenpunkten etwa 130 ps. Dadurch kann vereinfacht angenommen werden, dass die Präzessionsbewegung während des 2 ps langen Pulses „eingefroren“ bleibt. Abbildung 4.2 (a) zeigt die durch 2 ps Laserpulse erzeugte und detektierte Spinpolarisation bei Magnetfeldern zwischen 1 bis 6 T. Für diese Magnetfelder kann eine Spinpräzession detektiert werden. Die Präzessionsdauer der Spins beträgt bei $B = 6$ T etwa 20 ps, welche somit die Pulsdauer um eine Größenordnung übersteigt.

Zur Untersuchung der Spinkohärenz werden zur Zeit gepulste Titan-Saphir-Laser eingesetzt. Diese Technik ist jedoch sehr kostenintensiv und, nach eigener Erfahrung, auch wartungsintensiv. Diodenlaser sind kostengünstiger als Titan-Saphir-Laser und können eine Pulsdauer von einigen 10 ps erreichen [110]. Daher ist es interessant zu erfahren, unter

welchen Bedingungen Laserpulse mit höherer Zeitdauer zur Erzeugung einer Spinpolarisation in Quantenpunkten verwendet werden können. Die dazu durchgeführten Experimente werden jedoch, aus praktischen Gründen (höhere Ausgangsleistung, Flexibilität bei der Auswahl der Wellenlänge), mit einem Titan-Saphir-Laser durchgeführt.

Abbildung 4.2 (b) - (d) zeigt Pump&Probe-Messkurven bei verschiedenen Magnetfeldern. Die Pulsdauer beträgt 10, 30, und 80 ps. Bei diesen Pulslängen kann durch Erhöhung des Magnetfeldes die Effizienz der Spinanregung und deren Detektion verringert werden. Beträgt die Pulsdauer 10 ps, so kann durch die gemessene Faraday-Rotation des Probestrahls eine Spinpolarisation bis $B = 3$ T detektiert werden. Wird die Pulsdauer auf 30 ps erhöht, sinkt das maximale Magnetfeld, bei dem die Larmorpräzession beobachtet werden kann, auf $B = 1$ T. Dieses maximale Magnetfeld, bei dem die Signalamplitude höher als das Rauschen ist, beträgt bei 80 ps Pulsen nur noch 0,35 T. Ein Zusammenhang kann durch das Produkt von Larmorfrequenz der Elektronen ω_L und Pulsdauer $\tau_{\text{Pu,Pr}}$ gegeben werden. Übersteigt diese, als reduziertes Magnetfeld bezeichnete, Größe $\omega_L \tau_{\text{Pu,Pr}}$ den Wert 1,5, so kann durch das Pump&Probe-Experiment nahezu keine um das Magnetfeld präzedierende Spinpolarisation erzeugt und ausgelesen werden. Der Zusammenhang zwischen Magnetfeld B und $\omega_L \tau_{\text{Pu,Pr}}$ ist

$$\omega_L \tau_{\text{Pu,Pr}} = \frac{2\pi}{127} \cdot B[\text{T}] \cdot \tau_{\text{Pu,Pr}} . \quad (4.1)$$

$$\omega_L \cdot 10 \text{ ps} = 1,5 \Rightarrow B = 3,0 \text{ T}$$

$$\omega_L \cdot 30 \text{ ps} = 1,5 \Rightarrow B = 1,0 \text{ T}$$

$$\omega_L \cdot 80 \text{ ps} = 1,5 \Rightarrow B = 0,4 \text{ T}$$

Es muss beachtet werden, dass durch eine Erhöhung von $\omega_L \tau_{\text{Pu,Pr}}$ die Präzession der Spinpolarisation während der Initialisierung nicht weiter vernachlässigt werden kann. Ebenso kann eine höherfrequente Spinpräzession weniger sensitiv durch einen (zu) langen Probestrahl aufgelöst werden. Um zunächst den Einfluss der langen Spininitialisierungsdauer experimentell zu bestimmen, wird der Aufbau abgeändert. Der Pumpimpuls beträgt weiterhin 10, 30, oder 80 ps. Der Probestrahl wird von einem zweiten Laser mit 2 ps Pulsdauer und gleicher zentraler Photonenenergie emittiert. Die Wiederholfrequenz beider Laser wird synchronisiert. Das Phasenrauschen liegt im Bereich von wenigen 100 fs und ist somit wesentlich geringer als die Pulsdauer und dadurch vernachlässigbar.

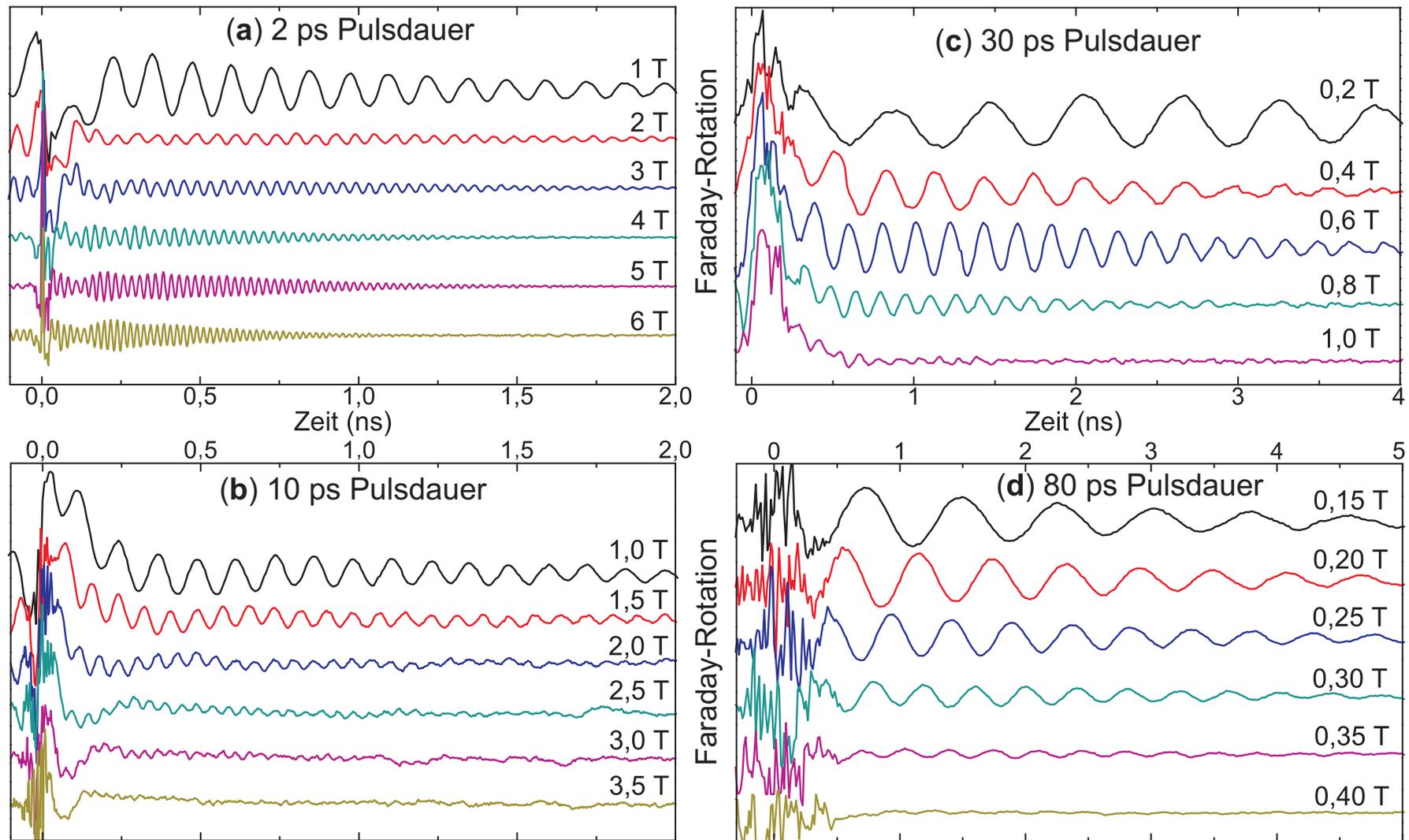


Abbildung 4.2

Faraday-Rotations-Kurven bei verschiedenen Magnetfeldern. Abbildung (a) - (d) zeigt Messkurven mit verschiedenen Pump&Probe-Pulslängen (2, 10, 30 oder 80 ps). Durch Erhöhung der Magnetfelder sinkt die Amplitude des Messsignals.

Abbildung 4.3 (a) - (c) zeigt die Spinpolarisation, erzeugt durch 10, 30 oder 80 ps *lange* Pumppulse und ausgelesen durch 2 ps *kurze* Probepulse. Die Kombination von Pump- und Probepulsdauer wird durch eine Klammer ($\tau_{\text{Pu}}, \tau_{\text{Pr}}$) angegeben. Die Spinpolarisation kann bei 10 ps Pumppulsen bis zu einem Magnetfeld von 3 T aufgenommen werden, bei 30 ps nur noch bis zu 1,2 T. Die in Abbildung 4.2 (a) dargestellten Messkurven haben gezeigt, dass ein 2 ps langer Probepuls die Spinpolarisation noch bei 6 T auflösen kann. Die zügige Abnahme der Spinpolarisation bei Erhöhung des Magnetfeldes wird hier folglich durch die zeitlich längeren Pumppulse verursacht. Es fällt auf, dass im Messsignal ein höherer Rauschanteil vorhanden ist, als bei den Messungen mit identischer Pump- und Probepulslänge. Bei der Puls-Kombination (80 ps, 2 ps) kann keine deutliche Spinpolarisation aufgenommen werden. Mit zunehmender Pulslänge nimmt die spektrale Breite der Pumppulse ab. Dadurch werden weniger Spins polarisiert und es werden viele unpolarisierte Spins detektiert. Dies führt zu einer Verringerung des Signal-Rausch-Verhältnisses.

Ein theoretisches Modell, welches die Spinanregung mit zeitlich unterschiedlich langen Pumppulsen simuliert, wurde von M. M. Glazov entwickelt [111]. Die einzelnen Spins eines unpolarisierten Ensembles präzedieren zunächst um das externe Magnetfeld mit der Larmorfrequenz. Um den Einfluss des Pumpulses zu beschreiben, müssen die Spin-komponenten vor und nach der Anregung betrachtet werden. Diese Änderung der Spin-komponenten wird nach ihrer Ursache separiert, welches die Larmorpräzession während der Anregung ist oder die Anregung selber. Als Ergebnis ergibt sich, dass der Pumpuls eine Spinorientierung entlang der z -Achse verursacht.

$$S_z = -\text{Re}G(\omega_L \tau_{\text{Pu}})/2 \quad (4.2)$$

Sind die Pumppulse fourier-limitiert, so ergibt sich für $G(\omega_L \tau_{\text{Pu}})$ bei Anregung mit Pulsfläche Θ

$$G(\omega_L \tau_{\text{Pu}}) = \frac{2\Theta^2}{[4 + \omega_L^2 \tau_{\text{Pu}}^2]^2} \quad (4.3)$$

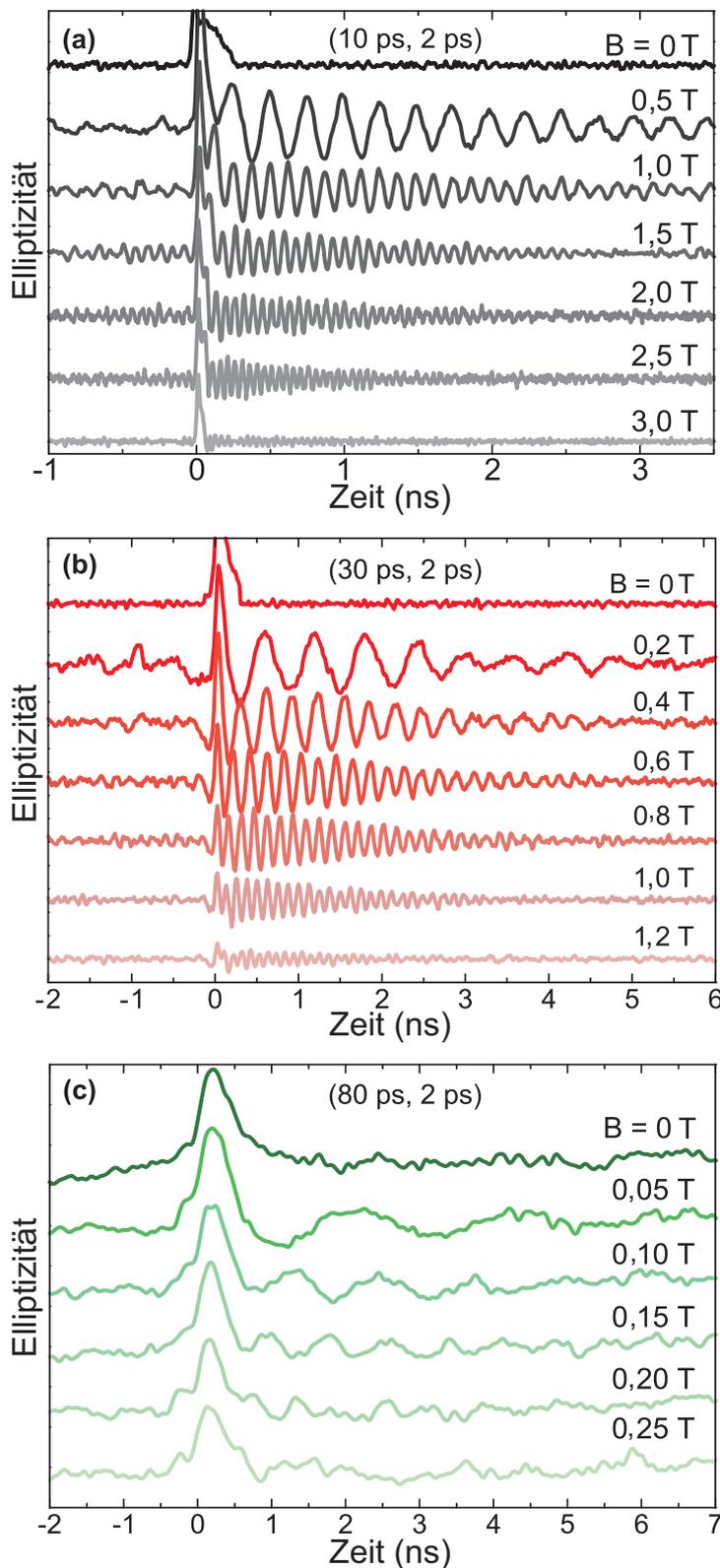


Abbildung 4.3
 Pump&Probe-Messkurven mit 10 ps (Abbildung (a)), 30 ps (Abbildung (b)) oder 80 ps (Abbildung (c)) langen Pumpulsen bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken. Die Probepulslänge beträgt stets 2 ps. Auch hier ist erkennbar, dass durch eine Erhöhung des Magnetfeldes die Signalamplitude abnimmt. Für die 10 ps langen Pumpulsen erfolgt eine Spininitialisierung bei Magnetfeldern bis zu 3 T. Bei 30 ps kann dies bis zu 1,2 T gemessen werden. Die Pumpulsen sind spektral schmäler als die Probepulse, wodurch viele unpolarisierte Spins detektiert werden. Dadurch sinkt das Signal-Rausch-Verhältnis. Die dargestellten Kurven wurden durch Messung der Elliptizität des Probestrahls anstatt der Faraday-Rotation aufgenommen, da bei diesen Messungen das Signal-Rausch-Verhältnis in dieser Detektionsmethode höher ist. Dennoch ist in Abbildung (c) die Larmorpräzession der Elektronen kaum zu erkennen.

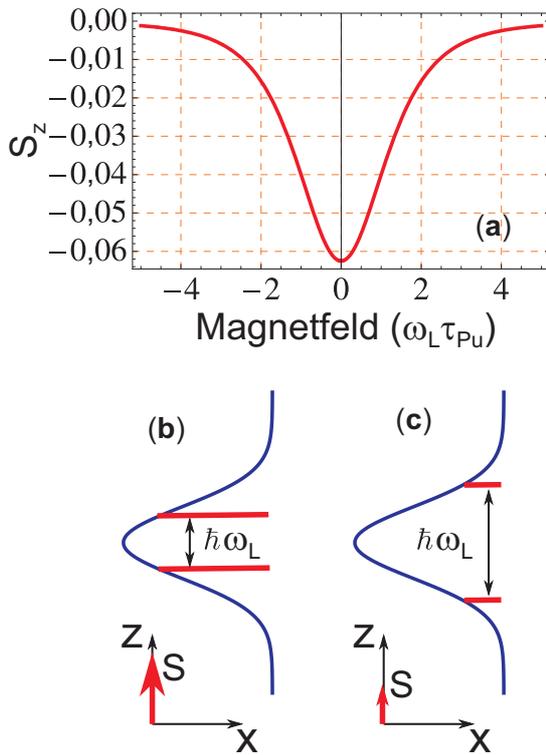


Abbildung 4.4

Abbildung (a) zeigt die Simulation der z -Komponente, die durch einen Pumpuls erzeugt wird, in Abhängigkeit von $\omega_L \tau_{Pu}$. Für Werte nahe Null wird die erzeugte Spinkomponente maximal. Abbildung (b) zeigt eine schematische Darstellung der Spininitialisierung für $\omega_L \tau_{Pu} \ll 1$. Die roten Striche zeigen die Zeeman-Aufspaltung der Elektronen-Spinlevels, die blaue Kurve symbolisiert die spektrale Form der Pumpulse. Beide Spinlevels wechselwirken mit dem Lichtpuls, wodurch eine hohe Spinpolarisation erreicht wird. Abbildung (c) zeigt diese schematische Darstellung für $\omega_L \tau_{Pu} \gg 1$. Die Wechselwirkung zwischen Lichtpuls und Elektronen-Spinlevels ist geringer. Dadurch nimmt die Effizienz der optischen Orientierung ab. Rechnung und graphische Darstellung von M. M. Glazov.

Abbildung 4.4 (a) stellt den Zusammenhang zwischen erzeugter Spinpolarisation S_z und reduziertem Magnetfeld $\omega_L \tau_{Pu}$ graphisch dar. Demnach ist für $\omega_L \tau_{Pu,Pr} = 0$ die durch den Pumpuls erzeugte Spinpolarisation maximal, mit steigendem reduziertem Magnetfeld $\omega_L \tau_{Pu,Pr}$ sinkt die Anregungseffizienz. Abbildung 4.4 (b) zeigt die schematische Darstellung einer effizienten Spininitialisierung. Die blaue Kurve zeigt die spektrale Form eines Pumpulses, die roten Linien geben die Zeeman-Aufspaltung der Elektronen-Leveln an. Für das reduzierte Magnetfeld gilt $\omega_L \tau_{Pu} \ll 1$. Dadurch findet eine effiziente optische Anregung für beide Elektronen-Leveln statt und es wird eine Spinpolarisation in z -Richtung erzeugt. Ist $\omega_L \tau_{Pu} \gg 1$, so nimmt diese Effizienz deutlich ab. Dies ist in Abbildung (c) dargestellt.

Um den Einfluss eines zeitlich langen Probepulses zu überprüfen, werden die Spins von 2 ps langen Pumpulsen polarisiert. Die Länge des Probepulses τ_{Pr} wird dementsprechend variiert. Es ist aus den vorherigen Messungen an der gleichen Probe bekannt, dass die Spininitialisierung bei der kurzen Anregung bis zu einigen Tesla effizient ist. Durch das Auslesen der Spinkohärenz mit 10 ps Probepulsen gelingt dies bis zu $B = 2$ T (Abbildung 4.5 (a)). Für Magnetfelder $B > 2$ T kann nur noch eine geringfügige bzw. keine Signalamplitude detektiert werden. Bei 30 ps langen Probepulsen kann die Spinpolarisation für Magnetfelder bis zu 1 T ausgelesen werden (Abbildung 4.5 (b)), bei 80 ps langen Probepulsen gelingt dies nur noch bis 0,6 T (Abbildung 4.5(c)).

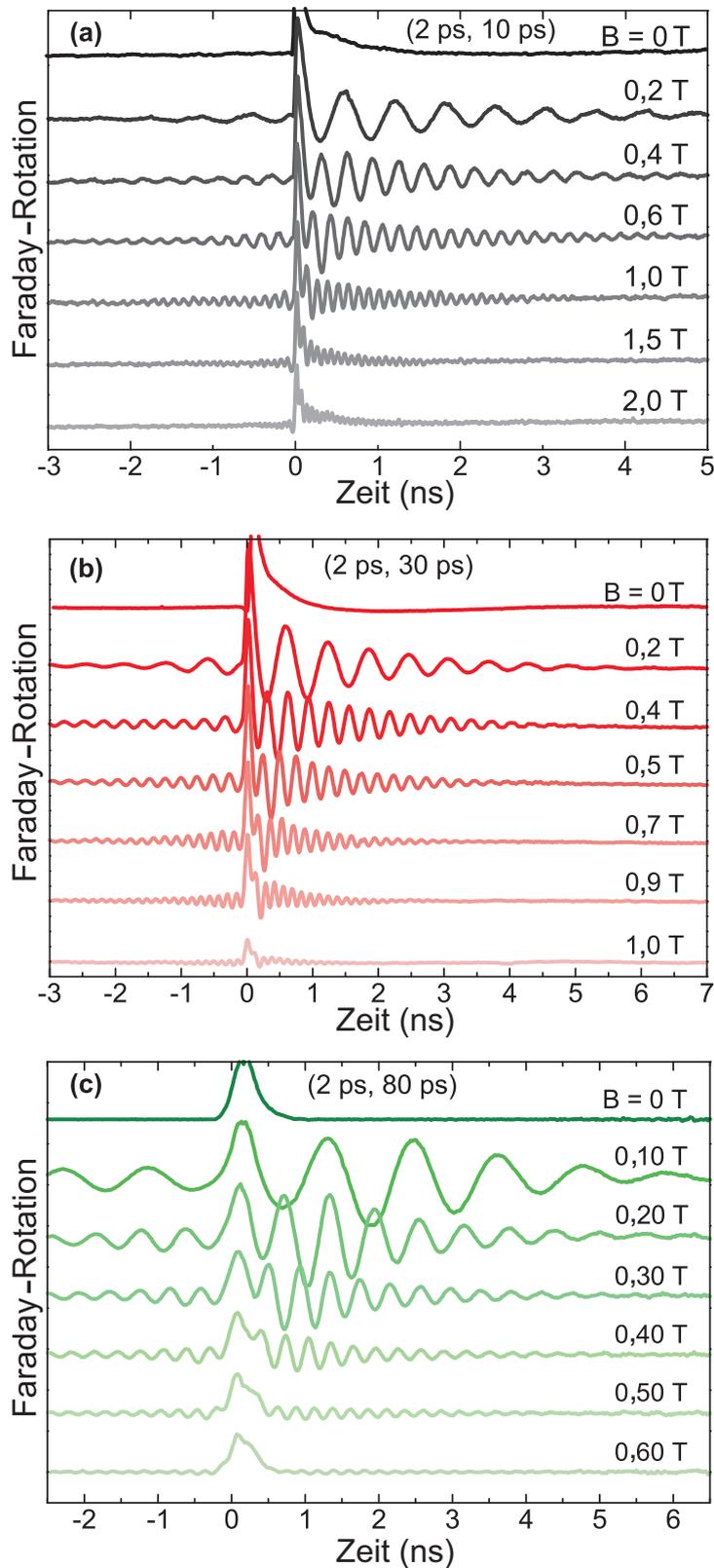


Abbildung 4.5 Pump&Probe-Messungen mit 2 ps Pumpulsen und zeitlich längeren Probepulsen bei verschiedenen Magnetfeldern. Abbildung (a) zeigt die Messkurven für 10 ps, Abbildung (b) für 30 ps und Abbildung (c) für 80 ps lange Probepulse. Durch die Erhöhung des Magnetfeldes nimmt die Signalamplitude ab. Wie an den Messungen mit 2 ps Pumpulsen und 2 ps Probepulsen zu erkennen ist, liegt dies nur geringfügig an einer verringerten Spinpolarisation. Durch die höhere Zeitdauer der Probepulse ändert sich die Richtung der Spinpolarisation während des Detektionsprozesses. Daher kommt es zu einer Abnahme der Signalamplitude. Im Gegensatz zu den Messungen mit langen Pumpulsen und kurzen Probepulsen sind diese Kurven relativ wenig von Rauschteilen beeinflusst. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass der Probepuls spektral schmalere ist als der Pumpuls.

Die theoretische Berechnung ergibt, dass die Signalabnahme bei Erhöhung von $\omega_L \tau_{Pr}$ dem Verhalten der Spininitialisierung gleicht.

Bei der (10 ps, 2 ps) Messung ist das maximale Magnetfeld, bei dem die Larmorpräzession der Elektronen beobachtet werden kann, leicht höher als bei der (2 ps, 10 ps) Messung. Der Einfluss des längeren Pumpimpulses wirkt sich folglich etwas geringfügiger auf den Abfall der Signalamplitude aus als die Länge des Probepulses. Dies kann auch für die Messungen in Kombination mit 30 ps langen Pulsen bestätigt werden. Nach der theoretischen Berechnung sollten beide Amplitudenabfälle gleich sein. Dies kann zum einen daran liegen, dass das Signal-Rausch-Verhältnis bei Messkurven mit längerem Pumpimpuls geringer ist als bei den Messungen mit längerem Probepuls. Ein weiterer Grund könnte sein, dass bei der theoretischen Simulation die durch einen einzelnen Pumpimpuls erzeugte Spininitialisierung berechnet wurde. Die im Experiment, durch periodische Anregung, ermöglichte Modenkopplung der Spins könnte eine höhere Spinpolarisation verursachen, wenn die Effizienz der Spininitialisierung nachlässt. Aus den in den Abbildungen 4.3 und 4.5 dargestellten Pump&Probe-Kurven werden die Signalamplituden ermittelt, um eine quantitative Aussage über den Verlauf der Signalamplituden-Abnahme, verursacht durch zeitlich lange Pump- bzw. Probepulse, tätigen zu können.

In Abbildung 4.6 (a) sind die Amplituden der (10 ps, 2 ps) Messung durch schwarze Messpunkte und die Amplitude der (30 ps, 2 ps) Messungen durch rote Messpunkte für verschiedene Magnetfelder aufgetragen. Für $B = 0,6 \text{ T}$ ist das Signal in der (10 ps, 2 ps) Pulsdauer-Kombination maximal. Diese Amplitude wird auf einen relativen Wert 1 gesetzt. Wird das Magnetfeld erhöht, sinkt die Signalamplitude. Für die Messung mit (30 ps, 2 ps) Pulsen wird eine maximale Amplitude für $B = 0,2 \text{ T}$ erreicht. Auch die Amplitude dieser Messkurve wird auf 1 gesetzt. Der Vergleich beider Puls-Kombinationen zeigt, dass durch eine 10 ps lange Anregung die Signalamplitude um einen Faktor von etwa 3 langsamer absinkt, wenn das Magnetfeld erhöht wird. Der Faktor 3 entspricht auch dem Verhältnis der Pumpimpulsdauer. Dadurch haben die roten und die schwarzen Messpunkte einen ähnlichen Verlauf, wenn die Amplitude gegen $\omega_L \tau_{Pu}$ aufgetragen wird. Dies ist in Abbildung 4.6 (b) dargestellt.

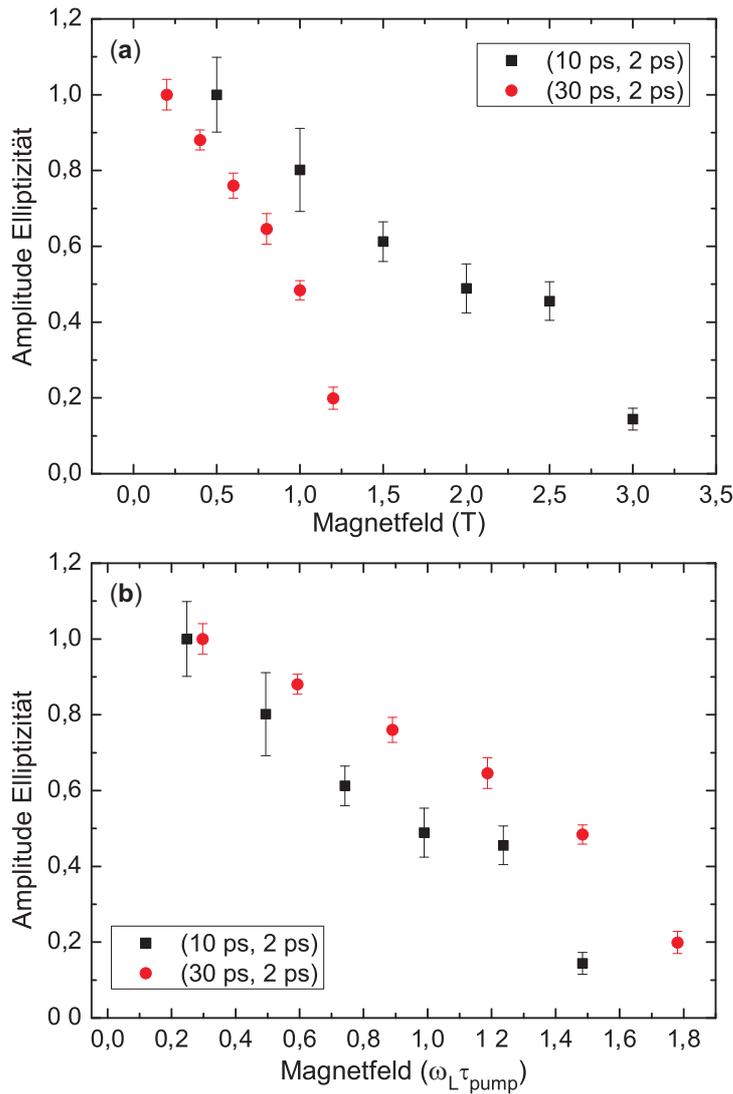


Abbildung 4.6
 In Abbildung (a) ist die Signalamplitude der (10 ps, 2 ps) und (30 ps, 2 ps) Messungen bei verschiedenen Magnetfeldern dargestellt. Wird dieses Feld erhöht, sinkt die Amplitude signifikant ab. Wird der Spin durch 10 ps Pumppulse initialisiert, ist diese Abnahme geringer als bei einer Initialisierung durch 30 ps Pumppulse. Trägt man, wie in Abbildung (b), die Amplituden gegen das reduzierte Magnetfeld $\omega_L \tau_{\text{Pu}}$ auf, so ist der Verlauf der Amplitudenabnahme ähnlich.

Ein ähnlicher Zusammenhang zeigt sich auch für die Messungen mit Puls-Kombinationen von (2 ps, 10 ps), (2 ps, 30 ps) und (2 ps, 80 ps). Abbildung 4.7 (a) zeigt die Amplituden für unterschiedliche Magnetfelder. Es ist zu erkennen, dass die durch 10 ps Probepulse detektierten Messkurven eine geringere Magnetfeldabhängigkeit zeigen als die durch 30 ps Probepulse. Bei den Messungen mit 80 ps Probepulsen ist ein noch stärker Abfall zu beobachten. In Abbildung 4.7 (b) sind die Amplituden gegen $\omega_L \tau_{\text{Pr}}$ aufgetragen. Die zusätzlich eingezeichnete blaue Kurve zeigt die theoretische Simulation des Amplitudenabfalls, welcher unabhängig von der Probepulslänge sein sollte. Durch 10 ps Probepulse ist die Amplitudenabnahme stärker als vorhergesagt, für 80 ps Pulse ist diese etwas geringer. Die roten Punkte zeigen die Amplitude für 30 ps Probepulse. Hier existiert eine bessere Übereinstimmung mit der Theorie.

Abbildung 4.8 zeigt die Signalamplituden der (10 ps, 2 ps) und (2 ps, 10 ps) Messungen

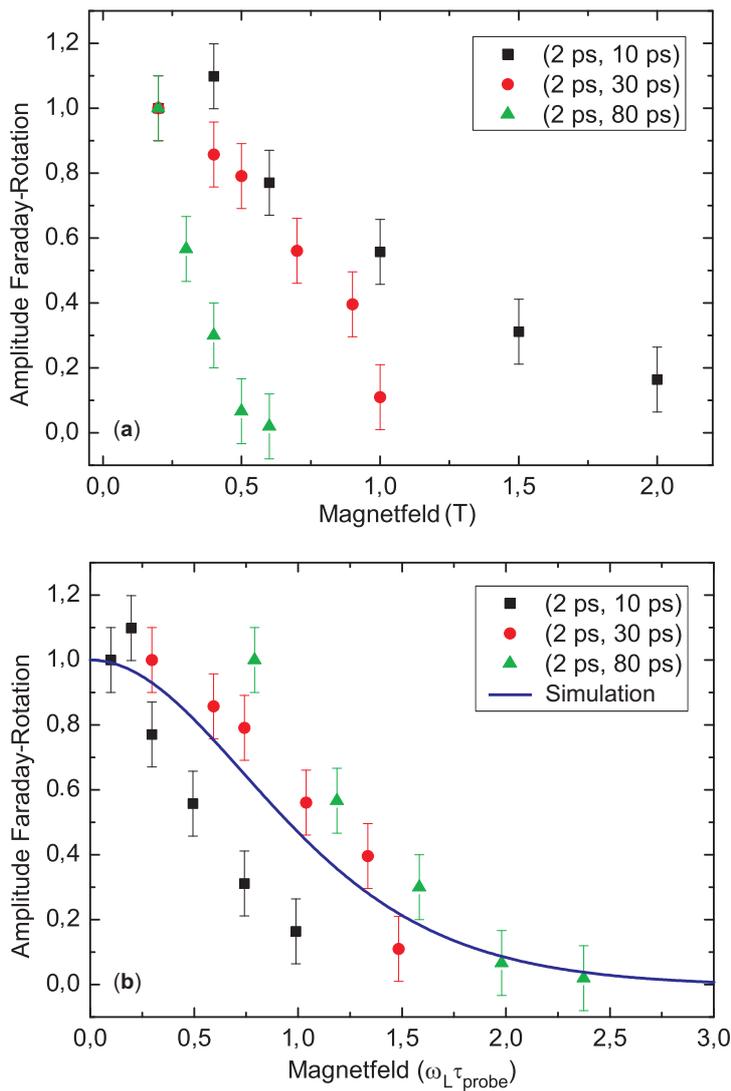


Abbildung 4.7

Abbildung (a) zeigt den Amplitudenverlauf der (2 ps, 10 ps), (2 ps, 30 ps) und (2 ps, 80 ps) Messungen, welche gegen das externe Magnetfeld aufgetragen sind. In Abbildung (b) sind diese Amplituden gegen das Produkt aus Larmorfrequenz und Probepulslänge aufgetragen. Die blaue Linie gibt den theoretisch simulierten Verlauf der Amplitudenabnahme an [111], welcher unabhängig von der Probepulslänge ist.

für verschiedene Magnetfelder. Der Vergleich zeigt, dass der Verlauf der Signalamplitude bei Erhöhung des Magnetfeldes qualitativ ähnlich ist. Ein, wie theoretisch vorhergesagt, quantitativ ähnlicher Verlauf kann im Experiment nicht beobachtet werden. Als Gründe dafür wurden das unterschiedliche Signal-Rausch-Verhältnis sowie die Modenkopplung der Elektronenspins genannt. Der schnellere Amplitudenabfall kann jedoch nicht durch einen höheren Rauschanteil in den (10 ps, 2 ps) Messungen begründet werden. Demnach sollte der, in den theoretischen Berechnungen nicht berücksichtigte, Mode-Locking-Effekt die Abweichung erklären. Es fällt bei der Messung mit den 10 ps Pumpimpulsen auf, dass zwischen 2,5 und 3,0 T die Amplitude sprunghaft abgesunken ist. Vergleicht man die dazu aufgenommenen Messkurven aus Abbildung 4.3 (a), so kann bei 2,5 T die Modenkopplung deutlich beobachtet werden. Bei 3,0 T ist keine Modenkopplung der Spins zu beobachten, weshalb sich die Spinpolarisation deutlich verringert hat.

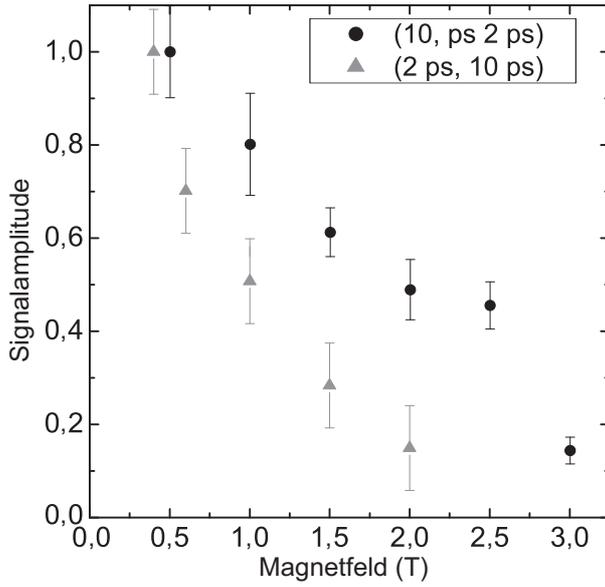


Abbildung 4.8

Amplitudenverlauf der (10 ps, 2 ps) und (2 ps, 10 ps) Messung. Die durch schwarze Kreise dargestellte Messung mit längerem Pumpimpuls zeigt einen geringeren Abfall der Amplitude als die Messung mit längerem Probestimpuls, welche durch graue Dreiecke beschrieben ist. Als Ursache dient der Mode-Locking-Effekt, welcher die Spinpolarisation auch bei weniger effizienter Anregung erhöht.

Werden Pump&Probe-Experimente mit relativ langer Pulsdauer durchgeführt bietet dies den Vorteil, dass die spektrale Breite der Pulse abnimmt. Dadurch sollte die g-Faktor Variation verringert werden, welches wiederum die Dephasierungszeit verlängern sollte. Die Dephasierungszeit T_2^* kann durch

$$T_2^* = \frac{\hbar}{\mu_B \Delta g_e B} \quad (4.4)$$

errechnet werden [36], wobei die g-Faktor Variation Δg_e proportional zur spektralen Breite des Pumpimpulses $\Delta\lambda$ ist. Dabei muss die Bedingung gelten, dass das Magnetfeld B wesentlich größer als das Kernfeld ist. Für einen Vergleich der Dephasierungszeit werden zwei Pump&Probe-Kurven mit 2 ps Pulsdauer, 2,3 meV spektrale Breite und 10 ps Pulsdauer, 0,9 meV spektrale Breite, bei einem Magnetfeld $B = 1$ T, aufgenommen. Die spektrale Breite unterscheidet sich demnach um einen Faktor von etwa 2,5. Das Verhältnis der Dephasierungszeiten sollte ebenfalls in diesem Bereich liegen. In Abbildung 4.9 sind die Pump&Probe-Messkurven dargestellt. Für die Anregung mit 2,3 meV breiten Laserpulsen ergibt sich eine Dephasierungszeit von (820 ± 10) ps, für die 0,9 meV breite Anregung (1180 ± 20) ps. Damit unterscheidet sich die Dephasierungszeit geringer als erwartet. Die Abnahme der Spinpolarisation durch die Hyperfeinwechselwirkung mit Kernspins sollte bei dem verwendeten Magnetfeld im Zeitraum von 3 ns vernachlässigbar sein. Im Abschnitt 4.5 wird gezeigt, dass durch eine Elektron-Elektron Wechselwirkung in Quantenpunkten die Spinpolarisation ebenfalls abnimmt. Dies könnte eine Ursache für das gezeigte Resultat sein.

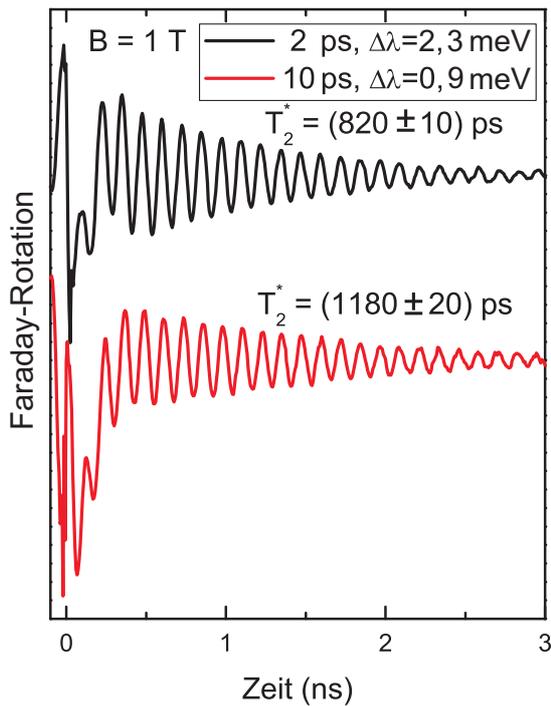


Abbildung 4.9

Vergleich der Dephasierungszeit zweier Pump&Probe-Messkurven, gemessen bei $B = 1 \text{ T}$. Die Spinpolarisation, dargestellt durch die obere schwarze Messkurve, wurde durch $2,3 \text{ meV}$ breite Pulse erzeugt und ausgelesen. Die Dephasierungszeit beträgt $(820 \pm 10) \text{ ps}$. Erfolgt die Messung mit $0,9 \text{ meV}$ breiten Pulsen steigt die Dephasierungszeit auf $(1180 \pm 20) \text{ ps}$.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass die Erzeugung und Detektion einer Spinpolarisation mit Laserpulsen von bis zu 80 ps möglich ist. Voraussetzung dafür ist jedoch, dass das Produkt aus Larmorpräzessionsperiode und Pulsdauer geringer als $1,5$ ist. Die Reduzierung der Signalamplitude durch Verkürzung der Präzessionsperiode hat zwei Ursachen. Zum einen präzediert der Spinvektor bereits während des Pumpimpulses, welches zu einer Verringerung der Spinpolarisation führt. Ein zweiter Grund ist, dass sich die Richtung des Spinvektors während der Detektion durch den Probepuls ändert.

4.3 Vergleich zweier Detektionsmethoden: Faraday-Rotation und Elliptizität

Wie in den Unterabschnitten 2.2.5 und 2.2.6 beschrieben, kann die Spinkohärenz durch Messung der Faraday-Rotation und der Elliptizität detektiert werden. Allerdings unterscheidet sich das gemessene Signal nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ. Abbildung 4.10 zeigt zwei Messkurven bei einem Magnetfeld von $B = 1$ T. Die Pulsdauer der Pump- und des Probepulse beträgt 2 ps. Vergleicht man die Amplitude der Amplitudeneinhüllenden vor dem Pumpimpuls mit der Amplitude nach dem Puls, so ist zu erkennen, dass der Mode-Locking-Effekt bei Messung der Faraday-Rotation deutlicher zu erkennen ist, als bei Messung der Elliptizität. Zusätzlich unterscheidet sich die Phase der detektierten Larmorpräzession. Da zur Aufnahme beider Kurven lediglich ein $\lambda/2$ - durch ein $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen, welche der Probestrahl **nach** Transmission durch die Probe durchläuft, ersetzt wird, kann der beobachtete Effekt nicht durch unterschiedliche Anregungsbedingungen erfolgen. Auch durch eine veränderte optische Weglänge des Probestrahls kann dieser Effekt nicht verursacht werden, da der Einfluss der Spins auf den Probestrahl bereits stattgefunden hat. Danach wird nur noch das Intensitäts-Verhältnis von unterschiedlichen Polarisationskomponenten durch zwei relativ langsame Photodioden (bis zu 100 kHz) gemessen, welche die Probepulse (75,75 MHz) nur noch als kontinuierlichen Lichtstrahl wahrnehmen. Es ist zusätzlich zu erkennen, dass im Falle der

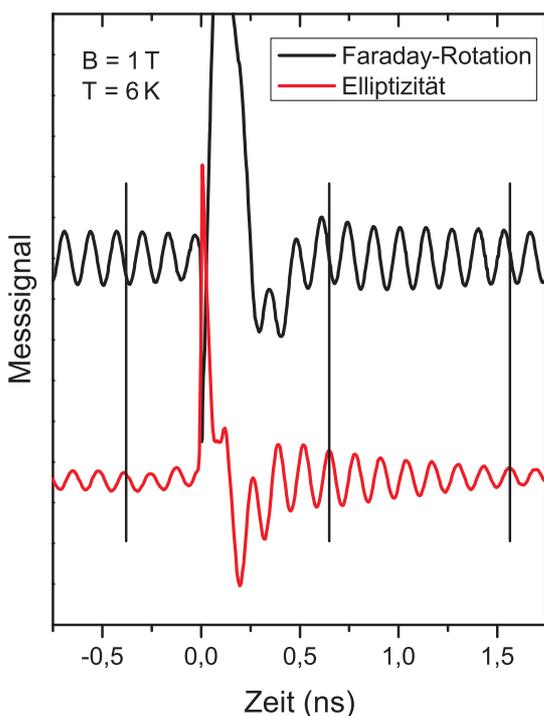


Abbildung 4.10

Die beiden Messkurven zeigen die durch Pumpimpulse erzeugte Spinpolarisation. Der Spinvektor präzediert um das transversale Magnetfeld. Die Faraday-Rotation-Kurve ist zur Elliptizitätskurve phasenverschoben. Vertikale schwarze Striche, welche jeweils ein Maximum der Elliptizitätskurve schneiden, sind zur Verdeutlichung eingezeichnet. Bei der Faraday-Rotation-Kurve trifft der Pumpimpuls scheinbar nicht ein, wenn der Spinvektor in z -Richtung zeigt. Dies ist im Widerspruch zur Theorie des Mode-Locking-Effekts.

Faraday-Rotation der Peak des Pumpuls nicht zu dem Zeitpunkt einzutreffen scheint, in dem der Spinvektor in die z -Richtung zeigt. Dies muss jedoch der Fall sein um den Mode-Locking-Effekt plausibel erklären zu können. Bei der durch Messung der Elliptizität detektierten Kurve trifft der Pumpuls ein, wenn der Spinvektor, wie erwartet, in z -Richtung zeigt. Diese Messungen lassen vermuten, dass die durch Elliptizität aufgenommenen Kurven durch Inhomogenitäten weniger beeinflusst werden. Die Ergebnisse, welche im Folgenden diskutiert werden, wurden bereits veröffentlicht [112]. Die theoretischen Rechnungen und deren grafische Umsetzung stammen von M. M. Glazov und I. A. Yugova. Durch eine Erhöhung des externen Magnetfeldes auf 4 T nimmt die Anzahl der Präzessionsmoden zu. Dadurch können die durch Inhomogenitäten verursachten Unterschiede in den Detektionsmethoden deutlicher dargestellt werden. Des Weiteren werden für Pump- und Probepulse zwei synchronisierte Laser verwendet, wodurch die Probepulse den Pumpulsen gegenüber energetisch verstimmt werden können.

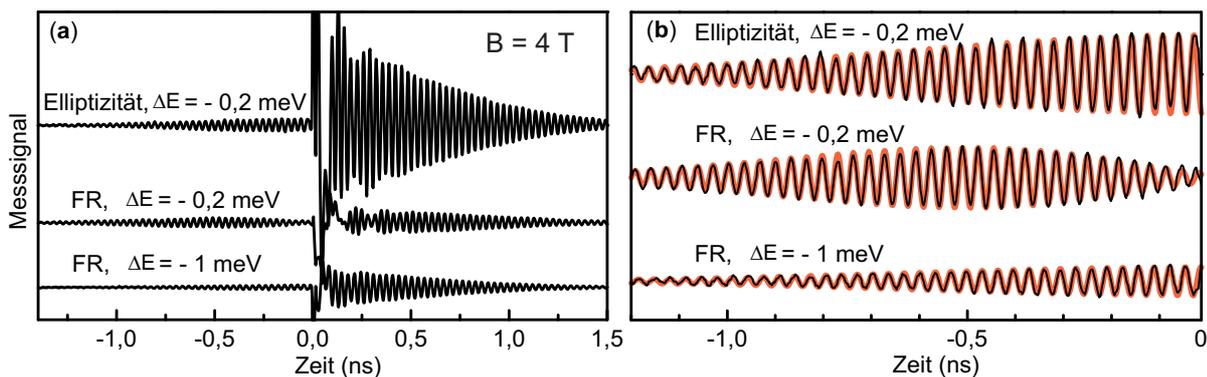


Abbildung 4.11

Abbildung (a) zeigt Pump&Probe-Kurven, in denen die Spinkohärenz durch Messung der Faraday-Rotation oder Elliptizität detektiert wird. Bei geringer energetischer Verstimmung zwischen Pump- und Probestrahl unterscheiden sich die Messsignale der beiden Kurven, obwohl das Spinensemble unter gleichen Bedingungen angeregt wird. Die Amplitudeneinhüllende des Elliptizitätssignals der modengekoppelten Spins steigt monoton bis zum Pumpuls bei 0 ns an, danach fällt es wieder monoton ab. Die Amplitudeneinhüllende des Faraday-Rotation-Signals sinkt etwa 0,5 ns vor dem Pumpuls wieder ab. Nach dem Puls steigt dieses Signal mit anwachsender Zeit bis 0,5 ns wieder an. Wird der Probestrahl auf $\Delta E = 1$ meV verstimmt, gleicht das Verhalten der Faraday-Rotations-Kurve dem der Elliptizität. Auf eine Darstellung der Elliptizitätskurve bei größerer Verstimmung wurde verzichtet, da diese sich bis auf eine wesentlich geringere Amplitude und eine leichte Änderung der Larmorpräzessionsfrequenz von der gering Verstimmten nicht unterscheidet. Abbildung (b) zeigt eine Vergrößerung der Messkurven zu negativen Zeiten. Die schwarzen Kurven zeigen das jeweilige experimentell bestimmte Signal. Die breiteren, roten Kurven stellen eine mathematische Angleichung dar.

Abbildung 4.11 (a) zeigt Pump&Probe-Messkurven, in denen die Spinkohärenz durch Elliptizität und durch Faraday-Rotation (FR) detektiert wird. Bei einer energetischen Verstimmung von $\Delta E = E_{\text{pump}} - E_{\text{probe}} = -0,2 \text{ meV}$ zeigt die durch Faraday-Rotation bestimmte Messkurve¹, dass die Amplitudeneinhüllende der Larmorpräzession mit ansteigendem Zeitabstand zwischen Pump und Probestrahl $|t|$ nicht monoton abfällt. Wird der Probestrahl auf 1 meV verstimmt, gleicht das Faraday-Rotations-Signal dem nur gering verstimmten Elliptizitätssignal qualitativ. Da der Pumpimpuls kurzlebige Exzitonen (hier: etwa 300 ps) in undotierten Quantenpunkten erzeugt, deren Signal sich mit dem der modengekoppelten Spins überlagert, kann der beobachtete Effekt zu negativen Zeiten besser beobachtet werden. Abbildung 4.11 (b) zeigt daher eine Vergrößerung der Messsignale zu negativen Zeiten. Nach den theoretischen Überlegungen zum Mode-Locking-Effekt sollte die Amplitudeneinhüllende monoton ansteigen, da zum Pumpimpuls hin die Phase der Spins wieder übereinkommt. Um den Grund für das Verhalten des Faraday-Rotation-Signals zu untersuchen, wird das Messsignal beider Detektionsmethoden ausführlich miteinander verglichen. Das mit 0,2 meV verstimmte Faraday-Rotation-Signal kann in drei verschiedene Teilsignale, welche verschiedene Ursachen haben, aufgeteilt werden. Dies ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Die untere schwarze Kurve zeigt das Messsignal. Durch den Pumpimpuls werden Löcher mit einem g-Faktor von $|g_h| = 0,12$ erzeugt. Das daraus resultierende Signal ist magentafarben dargestellt. Neben dem Loch erzeugt der Pumpimpuls Exzitonen in undotierten Quantenpunkten, deren Elektronen ebenfalls detektiert werden. Der g-Faktor beträgt $|g_e^X| = 0,67$. Die grüne Kurve zeigt das Signal dieser Elektronen. Die blaue Kurve stellt das Signal der übriggebliebenen modengekoppelten Spins der Dotierelektronen dar. Die Summe der drei Teilsignale ergibt die rote Kurve, welche mit der schwarzen Messkurve gut übereinstimmt.

¹Anstatt einer resonanten Anregung wurde die leichte Verstimmung gewählt um die Asymmetrie des angeregten Quantenpunktensembles auszugleichen. Dadurch ist die ansteigende Komponente der Faraday-Rotations-Messung deutlicher erkennbar.

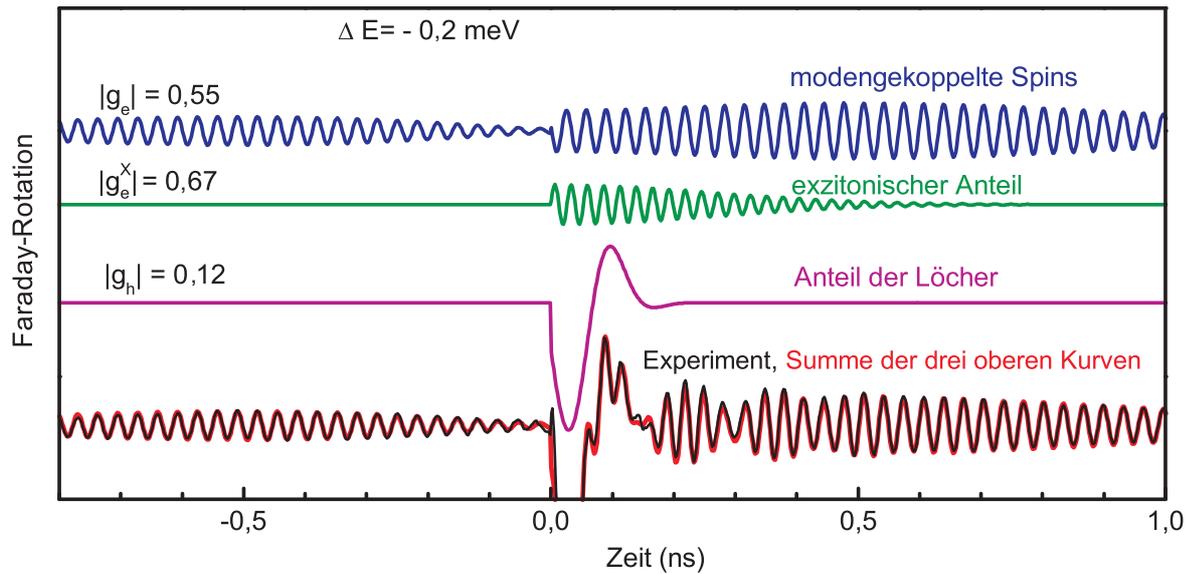


Abbildung 4.12

Das experimentell detektierte Signal (schwarze Kurve) kann in drei Anteile unterteilt werden. Dies sind die langlebige modengekoppelte Spinkohärenz der Dotierelektronen, welche sowohl vor als auch nach dem Pumpimpuls zum Signal beitragen, Exzitonen, welche in undotierten Quantenpunkten erzeugt werden und Löcher des Trionenzustandes. Die rote Kurve, welche mit der schwarzen Kurve überlagert ist, besteht aus der Summe der drei genannten Anteile.

Zur genaueren Bestimmung des Einflusses der energetischen Verstimmung auf das detektierte Signal wird der Probestrahl in kleinen Schritten energetisch variiert. Die aufgenommenen Messkurven werden ebenfalls in die drei Teilsignale aufgeteilt. Das Teilsignal der langlebigen modengekoppelten Spins lässt sich sowohl zu positiven als auch zu negativen Zeiten mathematisch durch Gleichung (4.5) darstellen,

$$\mathcal{E}(t), \mathcal{F}(t) = \sum_j [\alpha_j \cos(\omega_j |t| - \varphi_j) + \beta_j |t| \sin(\omega_j |t| - \varphi_j)] \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_j^2}\right), \quad (4.5)$$

wobei $\mathcal{E}(t)$, $\mathcal{F}(t)$ das Elliptizitäts- bzw. Faraday-Rotation-Signal als Funktion des zeitlichen Abstandes t zum Pumpimpuls sind. Durch das Summenzeichen mit Index j werden die verschiedenen Moden aufsummiert, welche mit der Frequenz ω_j und der Phase φ_j mit der Abklingdauer τ_j präzedieren. Der Koeffizient α_j ist die Amplitude des mit $|t|$ abklingenden Anteils, β_j die Amplitude des nur in Faraday-Rotation vorhandenen ansteigenden Teils. Für das Elliptizität-Signal gilt deshalb zu positiven und negativen Zeiten $\beta_{\text{pos}} = \beta_{\text{neg}} = 0$. Abbildung 4.13 (a) zeigt die Signalamplitude α des Elliptizitäts-Signals in Abhängigkeit von der energetischen Verstimmung des Probestrahls. Die aus den Mess-

werten bestimmten Amplituden sind durch rote Kreise (für negative Zeiten) und durch blaue Quadrate (für positive Zeiten) dargestellt. Ein maximales Signal wird für den Fall erzeugt, dass Pump und Probepuls resonant sind. Mit ansteigender Verstimmung sinkt das Signal. Bei $|\Delta E| \approx 2 \text{ meV}$ ist die Amplitude nahezu auf Null abgesunken. Die Amplitudenabhängigkeit von der energetischen Verstimmung bei detektierter Faraday-Rotation (Abbildung 4.13 (b)) unterscheidet sich deutlich. Wird der Probestrahl aus der Resonanz verstimmt, steigt die Amplitude zunächst an, bis ein Maximum bei etwa $|\Delta E| = 0,8 \text{ meV}$ erreicht wird. Danach sinkt sie langsam wieder ab. Selbst bei einer Verstimmung von 5 meV kann eine Amplitude weiterhin bestimmt werden. Durch Veränderung des Vorzeichen von $\Delta E = E_{\text{pump}} - E_{\text{probe}}$ verändert sich ebenfalls das Vorzeichen von α . Das eingelassene Bild in (b) zeigt die Amplitude β . Diese verringert sich mit ansteigender Verstimmung und kann bei hinreichend großem $|\Delta E|$ nicht mehr bestimmt werden.

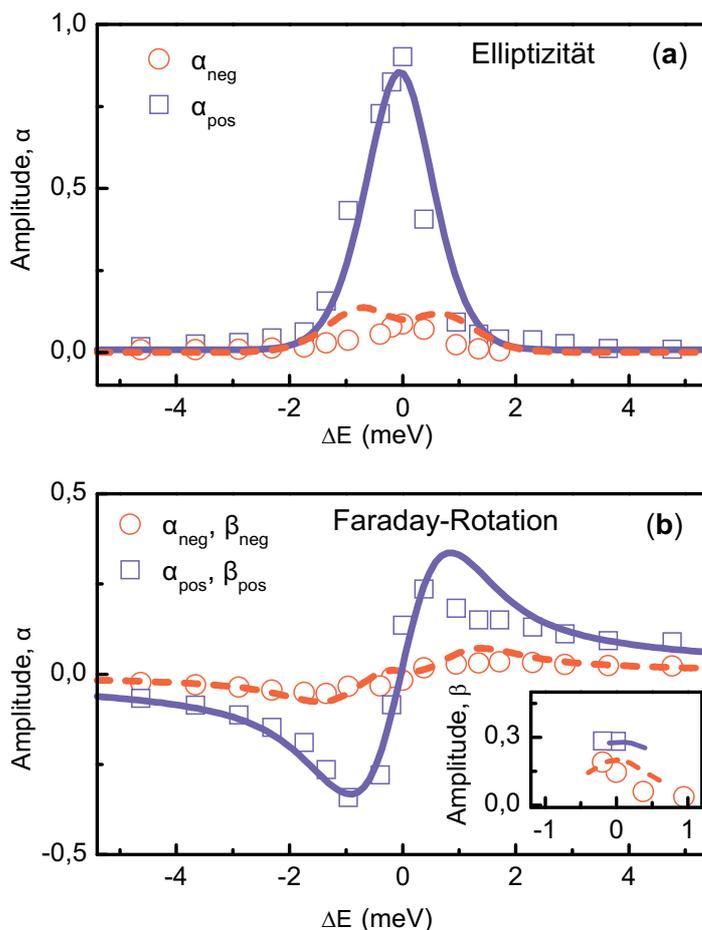


Abbildung 4.13

Abhängigkeit der Amplitudenkoeffizienten von der Verstimmung des Probe-Strahls. Das Verhalten der Elliptizität wird in Abbildung (a) gezeigt. Ohne Verstimmung erreicht α ein Maximum, bei $\Delta E \approx 2 \text{ meV}$ ist die Spinpolarisation kaum noch messbar. Abbildung (b) zeigt die gleiche Spinpolarisation, welche jedoch durch die Faraday-Rotation detektiert wird. Die Amplitude wird für eine Verstimmung von etwa $0,8 \text{ meV}$ maximal. Bei negativen Verstimmungen ändert sich das Vorzeichen der Amplitude α . Ohne Asymmetrien befindet sich im resonanten Fall $\Delta E = 0 \text{ meV}$ ein Nulldurchgang der Amplitude. Der Verlauf der Amplituden ist für positive und negative Zeiten ähnlich, allerdings sind die Absolutwerte für positive Zeiten

höher. Das eingelassene Bild zeigt die Amplitude β , welche ausschließlich bei Faraday-Rotations-Messungen im nahezu resonanten Fall detektiert wird.

Der Pumpimpuls polarisiert die Spins, wodurch eine zirkulare Komponente des resonanten Probestrahls absorbiert werden kann. Somit wird eine Absorptionslinie gebildet. Durch Verstimmen der Energie des etwa 1 meV breiten Probestrahls verringert sich die energetische Überlappung zwischen dem Lichtstrahl und dieser Linie, wodurch beide zirkuläre Komponenten wieder transmittiert werden. Da bei den Elliptizitätsmessungen die Spinpolarisation durch die entstehende Absorption von den zirkulären Komponenten detektiert wird, nimmt das Messsignal in der gezeigten Weise mit anwachsender Verstimmung ab.

Die Verstimnungsabhängigkeit der Faraday-Rotation gleicht der Phasenänderung der getriebenen gedämpften Oszillator. Zur Veranschaulichung kann dies an einem Medium beschrieben werden, deren Atome sich wie klassische gedämpfte Oszillatoren verhalten [113]. Die Atome sollen aus schweren Kernen bestehen und die Elektronen haben eine Masse m und Ladung $-e$. Durch das elektrische Feld einer Lichtwelle $E = E_0 \cdot e^{i(\omega t - kx)}$ werden die Oszillatoren durch eine externe Kraft $F = -e \cdot E$ zu einer erzwungenen Schwingung angeregt. Die Differenzialgleichung (DGL) dazu lautet

$$m(\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x) = eE(x, t), \quad (4.6)$$

wobei x die Richtung der polarisierten Welle ist, γ der Dämpfungsfaktor und ω_0 die Eigenfrequenz des harmonischen Oszillators.

Die allgemeine Lösung der DGL 4.6 lautet

$$x(t) = \frac{eE(t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}, \quad (4.7)$$

woraus für die Polarisation $P(t)$ mit N Oszillatoren pro Volumeneinheit

$$P(t) = ex(t)N = \frac{Ne^2 E(t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} \quad (4.8)$$

folgt.

Für die Dielektrizitätskonstante ϵ ergibt sich somit eine komplexe Größe:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{P(t)}{\epsilon_0 E(t)} = \frac{1 + Ne^2}{\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}. \quad (4.9)$$

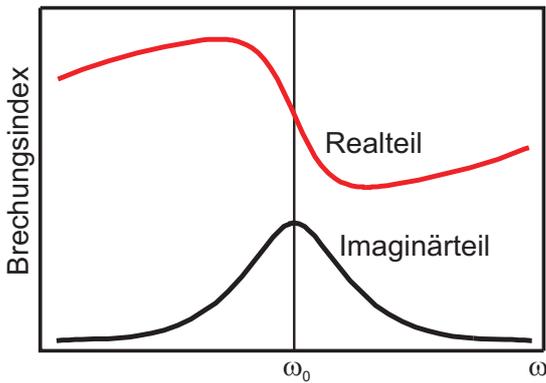


Abbildung 4.14

Schematischer Verlauf des Real- und Imaginärteils vom Brechungsindex n . Zur Berechnung wurde ein gedämpfter Oszillator angenommen, welcher mit einer Frequenz ω getrieben wird. Der Verlauf des Realteils entspricht der Faraday-Rotation, der Imaginärteil der durch Absorption entstehenden Elliptizität des Probestrahls.

Der Brechungsindex $n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)}$ setzt sich somit aus einem Realteil $N_R(\omega)$ und Imaginärteil $N_I(\omega)$ zusammen. Abbildung 4.14 zeigt den schematischen Verlauf dieser beiden Anteile. Der Realteil gleicht dem verstimmungsabhängigen Amplitudenverlauf der Faraday-Rotation, der Verlauf des imaginären Brechungsindex dem der Elliptizität. Die Absorptionslinie liegt bei ω_0 , welches in den Messungen $\Delta E = 0$ entspricht.

Neben der Amplitude zeigt auch die detektierte Präzessionsfrequenz der Spins eine Abhängigkeit von der energetischen Verstimmung ΔE . Der Elektron g-Faktor hängt von der Bandlücke und damit der Trion-Resonanzenergie ab [25, 114, 115]. Über den Bereich der Photolumineszenz der s-Schale ist der g-Faktor nahezu linear abhängig von der Anregungsenergie E , wodurch dieser nach Gleichung (4.10)

$$|g_e(E)| = aE + b \quad (4.10)$$

mit $a = -0,00134 \text{ meV}^{-1}$ und $b = 2,42$ beschrieben werden kann. Abbildung 4.15 zeigt die Dispersion des g-Faktors in Abhängigkeit von der Verstimmung des Probestrahls, wobei die Detektion durch Elliptizität (a) bzw. Faraday-Rotation (b) erfolgt. Die dünn gestrichelte Linie stellt die Amplitudenverteilung der durch den Pumpimpuls polarisierten Spins dar, die schwarz gestrichelte Linie ist die angenäherte lineare Dispersion des g-Faktors². Der gemessene effektive g-Faktor ist durch rote Kreise für negative Zeiten und durch blaue Quadrate für positive Zeiten dargestellt. Die ansteigende und abfallende Komponenten der Faraday-Rotation-Kurven haben den gleichen g-Faktor, weshalb der g-Faktor der ansteigenden Komponente β nicht eingezeichnet ist. Die durch Faraday-Rotation aufgenommenen Messkurven zeigen eine geringere Abhängigkeit von ΔE als die Elliptizitätskurven. Dieses Verhalten entsteht durch die Form der spektralen Abhängigkeit des Faraday-Rotation-Signals (Abbildung 4.11). Berücksichtigt man diese

²Siehe dazu auch Abbildung 4.22, welche den experimentell bestimmten g-Faktor in Abhängigkeit von der Pump- und Probe-Energie zeigt.

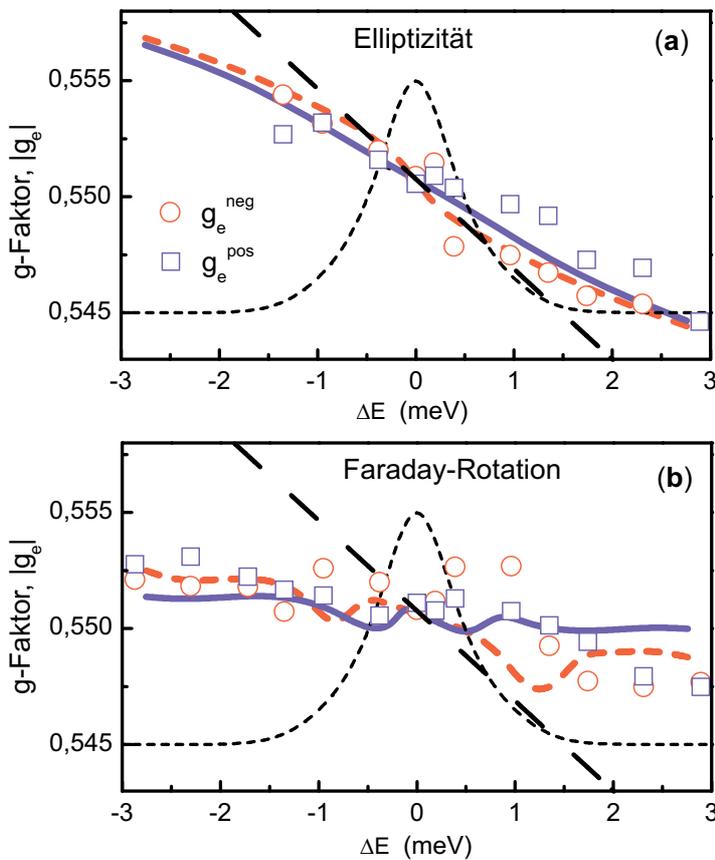


Abbildung 4.15

Abhängigkeit des Elektronen-g-Faktors der durch Elliptizität (a) und Faraday-Rotation (b) detektierten Messkurven als Funktion der energetischen Verstimmung. Die experimentell bestimmten Datenpunkte sind als rote Kreise für negative- bzw. als blaue Quadrate für positive Zeiten dargestellt. Die in den gleichen Farben dargestellten Linien ergeben sich aus Berechnungen unter Berücksichtigung der linearen g-Faktor Dispersion (schwarz gestrichelte Linie) des Spinensembles und der von der Verstimmung abhängigen Amplitudenverteilung. Die dünn gestrichelte Kurve stellt die Amplitudenverteilung der durch den Pumpuls polarisierten Spins dar.

von der Verstimmung abhängigen Amplituden $\alpha(\Delta E)$ der einzelnen Moden und die jeweils dazugehörigen Präzessionsfrequenzen, so stimmt die Berechnung nach Gleichung (4.5) mit dem Experiment dahin überein, dass der verstimmungsabhängige g-Faktor des Faraday-Rotation-Signals eine geringere Dispersion aufweist. Die berechneten Abhängigkeiten sind als rote bzw. blaue Linien dargestellt.

Die in diesem Abschnitt präsentierten Ergebnisse haben gezeigt, dass die Detektionsmethode der Spinpolarisation sich auf das zeitaufgelöste Messsignal qualitativ auswirkt. Befinden sich Pump- und Probepuls bei der gleichen Energie, so steigt die Spinpolarisation bis zum Eintreffen des Pumpulses bei $t = 0$ monoton an, wenn die Elliptizität des Probestrahls detektiert wird. Anschließend dephasiert das Spinensemble und ein monotoner Abfall der Amplitudeneinhüllenden des Messsignals ist zu erkennen. Wird das gleiche Spinensemble durch Faraday-Rotation detektiert, so ist vor dem Eintreffen des Pumpulses eine zusätzliche abfallende Komponente zu beobachten und bei positiven Zeiten ist zunächst ein Anstieg des Messsignals zu erkennen. Dieses Verhalten kann nicht auf das dephasierende Spinensemble zurückgeführt werden. Zur genaueren Untersuchung wurde der

Einfluss eines energetisch verstimmtten Probepulses auf das Messsignal überprüft. Durch die Verstimmung nimmt die Signalamplitude der Elliptizitätsmessungen ab, während die Faraday-Rotations-Messungen ein höheres Signal generieren. Das Vorzeichen ist dabei abhängig vom Vorzeichen von ΔE . Zusätzlich gleicht das verstimmtte Faraday-Rotation-Signal qualitativ der nicht verstimmtten Elliptizitätskurve. Erst bei $|\Delta E| > 0,8 \text{ meV}$ nimmt die Amplitude wieder ab. Die Amplitude des Faraday-Rotation-Signals zeigt dabei den Verlauf des Realteils des Brechungsindex an einer Absorptionslinie, die Amplitude des Elliptizitäts-Signals dem Imaginärteil. Auch die gemessenen Präzessionsfrequenzen der Spins unterscheiden sich. Bei den Faraday-Rotations-Messungen sind diese nur geringfügig von der Verstimmung abhängig, bei den Elliptizitätskurven wird eine lineare Abhängigkeit beobachtet. Die Messungen haben gezeigt, dass durch Messung der Elliptizität die Inhomogenitäten des Spinensembles weniger sensitiv detektiert werden. Ebenso haben Spinpolarisationen, welche um mehr als 2 meV verstimmt sind, keinen Einfluss auf die Elliptizität des Probestrahls und somit auf das Messsignal. Dies ist für die Messungen aus Abschnitt 4.5 von besonderer Bedeutung.

4.4 Ultraschnelle optische Rotation von Elektronenspins in einem Quantenpunktensemble

In diesem Abschnitt wird eine optische Methode beschrieben, mit welcher der Spinvektor kontrolliert werden kann. Die Ergebnisse wurden im Jahr 2009 veröffentlicht [116]. Der theoretische Ansatz stammt von S. E. Economou und T. L. Reinecke [117, 118].

Durch den Mode-Locking-Effekt können Elektronenspins bei geringem Magnetfeld und kurzer Wiederholperiode der Pumppulse auf nahezu eine Präzessionsmode fokussiert werden (siehe Abschnitt 2.3.4). Messungen haben gezeigt, dass die Kohärenzzeit der Dotierelektronen im Bereich von Mikrosekunden liegt [25]. Durch eine optische Kontrolle im Pikosekunden-Bereich kann folglich eine hohe Anzahl an Operationen durchgeführt werden. Durch präzise Spinrotation in einem Quantenpunktensemble entsteht somit ein vielversprechender Ansatz für ein makroskopisches Quantenbit.

Für das Experiment wird, wie in den bereits vorgestellten Experimenten, ein Pump- und ein Probepuls benötigt, welche zum Erzeugen und Auslesen der Spinkohärenz dienen. Beide Strahlen werden aus einem Laser emittiert und haben dadurch die gleiche Photonenenergie. Die Polarisation des Pumpstrahls ist mit einem *Photoelastischen Modulator* moduliert. Der Probestrahl misst die z -Komponente der Spinkohärenz durch die entstehende Elliptizität aus. Ein weiterer zirkular polarisierter „Kontrollpuls“ wird die Elektronenspins um die optische Achse drehen. Der schematische Aufbau zum Experiment ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Die Probe befindet sich in einem etwa 0,3 T starken Magnetfeld, welches senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlen angelegt ist. Durch das geringe Magnetfeld präzediert ein Großteil der Spins auf einer Mode, wodurch die durch Inhomogenitäten verursachte Dephasierung minimiert wird. Dadurch lässt sich wiederum die Genauigkeit der Spinrotation erhöhen.

Um den Vektor der Spinpolarisation in eine beliebige Richtung zu drehen sind Rotationen um zwei senkrecht zueinander stehende Achsen notwendig. Die erste Achse ist die Richtung des Magnetfeldes x , um die der Spin präzediert. Der Spinvektor präzediert folglich bei nicht vorhandenen Kontrollpuls in der $y - z$ -Ebene. Durch den Kontrollpuls wird der Spin um die optische Achse z gedreht, wodurch er die $y - z$ -Ebene verlässt. Die Richtung der Rotation wird durch die Helizität des Kontrollpulses bestimmt. Dabei hat dieser eine Pulsfläche von 2π , um keine neue Spinkohärenz zu erzeugen. Der Kontrollpuls wirkt dementsprechend nur auf die durch den Pumpuls bereits erzeugte Spinkohärenz. Dies wird in folgenden Gleichungen verdeutlicht.

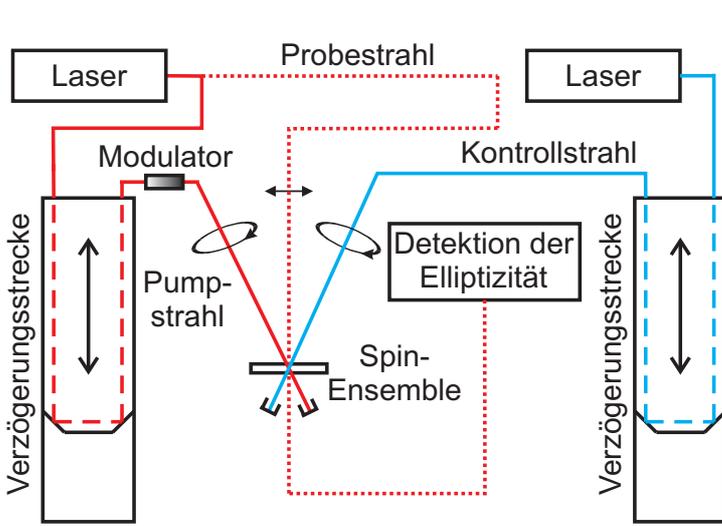


Abbildung 4.16

Schematische Darstellung des Messaufbaus. Zum gewöhnlichen Pump&Probe-Aufbau wird ein zusätzlicher Kontrollstrahl hinzugefügt, durch dessen Lichtpulse der Spinvektor von Elektronenspins in Quantenpunkten rotiert wird. Die Spinpolarisation wird durch die in der Quantenpunktprobe entstehende Elliptizität des Probestrahls detektiert.

Zunächst befindet sich der Spin in einem beliebigen kohärenten Zustand $|\psi\rangle$:

$$|\psi\rangle = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle. \quad (4.11)$$

Durch den zirkular polarisierten Kontrollpuls (hier: σ^-) mit Pulsfläche Θ erhält man eine Superposition aus Elektron und Trionzustand:

$$\psi = \alpha|\uparrow\rangle + \beta \cos(\Theta/2)|\downarrow\rangle - i\beta \sin(\Theta/2)|\uparrow\downarrow\rangle. \quad (4.12)$$

Wie erwähnt ist die Pulsfläche $\Theta = 2\pi$, wodurch Gleichung (4.12) zu

$$\psi = \alpha|\uparrow\rangle - \beta|\downarrow\rangle \quad (4.13)$$

wird.

Vergleicht man Gleichung (4.11) mit (4.13), so erkennt man, dass durch den Kontrollpuls ausschließlich eine Vorzeichenänderung des $|\downarrow\rangle$ Zustandes stattgefunden hat. Dies entspricht einer Drehung um die optische Achse von π . Aus theoretischen Berechnungen ergibt sich, dass der Winkel der Drehung durch Verstimmen der Energie des Kontrollpulses aus der Pump und Probe Resonanz verringert wird [118].

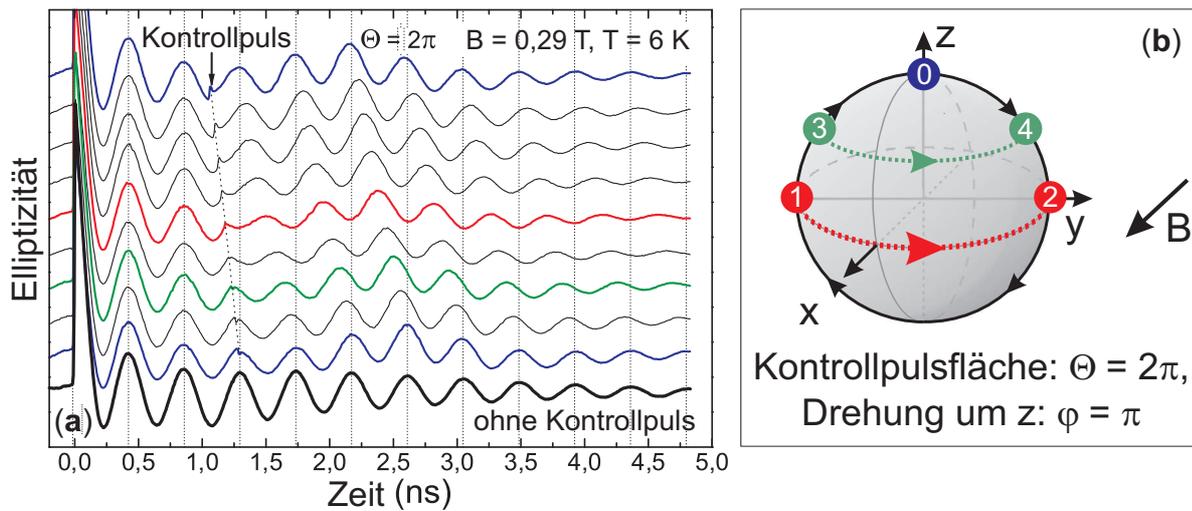


Abbildung 4.17

(a) Optische Spinrotation gemessen durch die Elliptizität des Probestrahls. Zum Zeitpunkt 0 ps wird eine Spinkohärenz durch den Pumpimpuls erzeugt. Ein Kontrollimpuls mit Pulsfläche $\Theta = 2\pi$ dreht diese um π um die optische Achse z . Der Spinvektor bleibt somit in der $y - z$ -Präzessionsebene. Bei den blauen Kurven zeigt der Spin zu diesem Zeitpunkt in die $\pm z$ -Richtung (erkennbar durch den Einschlag in das Minimum bzw. Maximum des Messsignals) und der Effekt der Spinrotation ist minimal. Dadurch ist keine Phasenverschiebung zur untersten schwarzen dickeren Referenzkurve erkennbar. Bei der roten Messkurve wirkt der Kontrollimpuls auf die Spins, wenn diese in y -Richtung polarisiert sind. Durch die Rotation um die z -Achse präzediert die Spinkohärenz um π phasenverschoben zur Referenzkurve weiter. Die dünnen schwarzen- sowie die grüne Messkurve zeigen die Spinrotation, wenn der Spin sich zwischen y - und z -Achse befindet. Abbildung (b) zeigt, dass die Phase der Präzession nach der Spinrotation vom Zeitpunkt des Eintreffens des Kontrollimpulses abhängig ist, obwohl jedes Mal um die optische Achse um π gedreht wird. Dies wird durch die Blochkugel verdeutlicht. Befindet sich der Spin zum Zeitpunkt der Rotation in Position 0, so entsteht keine Phasenverschiebung der Präzession. Bei der Rotation von Position 1 auf Position 2 beträgt diese π . Eine Verschiebung um $\pi/2$ ist für die Rotation von Position 3 auf Position 4 dargestellt.

Abbildung 4.17 (a) zeigt Messkurven mit verschiedenen Zeitabständen zwischen Pump- und Kontrollimpuls. Die unterste, schwarze Kurve dient als Referenzkurve ohne Kontrollimpuls. Die vertikalen, gestrichelten Linien schneiden die Maxima dieser Kurve, um die durch den Kontrollimpuls entstehende Phasenverschiebung zu verdeutlichen. Bei den blauen Kurven zeigt der Spinvektor zum Zeitpunkt des Eintreffens des Kontrollimpulses in die $\pm z$ -Richtung. Da um diese Achse rotiert wird, ist die Phase zur Referenzkurve bei der unteren blauen Kurve nicht verschoben. Bei der oberen Messkurve ist eine leichte Phasendifferenz zur Referenzkurve erkennbar. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Kontrollimpuls wenige Pikosekunden zu früh eintrifft. Trifft der Kontrollimpuls in dem Mo-

ment ein, indem der Spinvektor in die $\pm y$ -Richtung zeigt (rote Messkurve), so wird der Vektor um π gedreht. Dies ist im Messsignal daran zu erkennen, dass der Kontrollpuls mit seinem Eintreffen in die ansteigende Flanke einen „Knick“ verursacht. Der Spinvektor präzediert anschließend in Antiphase. Bei der grünen Messkurve findet die Spinrotation statt, wenn der Spinvektor in die Richtung der Winkelhalbierenden zwischen y - und z -Achse zeigt. Durch die Spinrotation oszilliert der Spinvektor anschließend um $\pi/2$ phasenverschoben.

Abbildung 4.17 (b) verdeutlicht den Zusammenhang der Phasenverschiebung vom Rotationszeitpunkt anhand der Blochkugel. Die schwarzen Pfeile geben die Präzessionsrichtung in der $y - z$ -Ebene an. Zeigt der Spinvektor in z -Richtung (Position 0), findet, wie an den blauen Messkurven in (a) zu erkennen ist, keine Spinrotation und damit keine Phasenverschiebung statt. Zeigt der Vektor in $-y$ -Richtung (Position 1), wird er um π auf Position 2 gedreht. Die Phase ist ebenfalls um π verschoben (siehe rote Messkurve). Die Drehung von Position 3 auf Position 4 stellt die Spinrotation für die grüne Messkurve dar. Der Spinvektor wird um π um die z -Achse gedreht, allerdings ist anschließend die Phasenverschiebung geringer.

Der Winkel der Spinrotation kann über die Verstimmung der Energie des Kontrollpulses aus der Pump- und Probe-Resonanz gewählt werden, wobei die Pulsfläche weiterhin 2π beträgt. Das Eintreffen des Kontrollpulses wird so gewählt, dass der Spinvektor in diesem Moment in die $-y$ -Richtung zeigt. In diesem Fall ist die Spinrotation am besten zu erkennen. Abbildung 4.18 (a) zeigt die Spinrotation bei verschiedenen energetischen Verstimmungen des Kontrollpulses. Die unterste schwarze Kurve ist die Referenzkurve ohne Einfluss des Kontrollpulses. Bei Erhöhung der energetischen Verstimmungen ΔE bis zu $0,77 \text{ meV}$ ist eine Abschwächung der Amplitude des Messsignals zu erkennen. Bei weiterer Erhöhung steigt die Amplitude wieder an. Dieses Verhalten kann folgendermaßen erklärt werden. Bei nicht vorhandener oder nur sehr geringer Verstimmung wird der in der $y - z$ -Ebene präzedierende Spinvektor um die optische z -Achse um den Winkel π gedreht, er bleibt folglich in der Ebene der Präzession. Bei einer Verstimmung von $3,08 \text{ meV}$ ist der Einfluss des Kontrollpulses sehr gering, der Drehwinkel beträgt nahezu 0 . Dadurch präzediert der Spinvektor in diesem Fall, ohne Phasendifferenz zur Referenzkurve, ungestört in der $y - z$ -Ebene weiter. Bei einer energetischen Verstimmung von $0,77 \text{ meV}$ (rote Messkurve) wird der Spinvektor um $\pi/2$ gedreht. Dadurch verlässt er die Präzessionsebene und zeigt in Richtung des angelegten Magnetfeldes x . Dadurch soll keine Larmorpräzession detektierbar sein. Inhomogenitäten innerhalb des Spinensembles führen jedoch dazu, dass trotzdem noch eine leichte Oszillation zu erkennen ist.

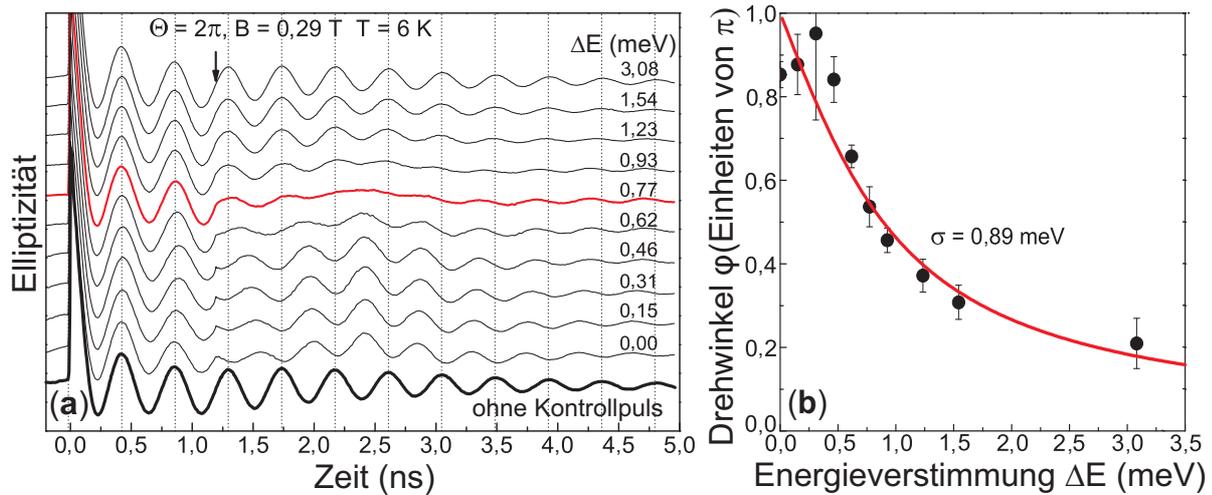


Abbildung 4.18

- (a) Der Drehwinkel der Spinrotation φ um die optische Achse kann durch Verstimmen der Energie ΔE des Kontrollpulses aus der Pump- und Probepuls-Resonanz ΔE kontrolliert werden. Bei keiner bzw. geringer Verstimmung des Kontrollpulses ist die Oszillation zur untersten schwarzen Referenzkurve um π phasenverschoben. Mit steigender Verstimmung nimmt diese auf nahezu 0 ab. Die Amplitude des Messsignals nimmt zunächst ebenfalls ab, bis bei $\Delta E = 0,77$ meV ein Minimum erreicht ist. Diese Kurve ist in rot dargestellt. Der Spinvektor wird aus der $y - z$ -Präzessionsebene um $\pi/2$ herausgedreht und zeigt in Richtung des Magnetfeldes x , wodurch keine Präzessionsbewegung mehr stattfinden kann. Die dennoch leichten Schwingungen entstehen durch Inhomogenitäten des Spinensembles. Für größere Verstimmungen wird der Drehwinkel aus der Präzessionsebene heraus geringer, wodurch die Amplitude der Oszillation wieder ansteigt. Die Messpunkte aus (b) zeigen die Abhängigkeit des Drehwinkels von der Energieverstimmung des Kontrollpulses. Die rote Linie zeigt die theoretisch vorhergesagte Abhängigkeit $\varphi = 2 \arctan(\sigma/\Delta E)$.

Die schwarzen Messpunkte in Abbildung 4.18 (b) zeigen die Abhängigkeit des Drehwinkels der Spinrotation von der energetischen Verstimmung. Mit steigender Verstimmung nimmt der Drehwinkel ab. Die rote Kurve zeigt die theoretische Abhängigkeit des Drehwinkels φ von der energetischen Verstimmung ΔE und der Bandbreite des Lasers σ .

$$\varphi = 2 \arctan(\sigma/\Delta E) \quad (4.14)$$

Für $\sigma = 0,89$ meV stimmt der berechnete Drehwinkel mit dem Experiment am besten überein.

Abbildung 4.19 (a) zeigt, dass durch die Reduzierung der erlaubten Präzessionsmoden Effekte durch Inhomogenitäten soweit verringert werden können, dass zwei aufeinander folgende Spinrotationen mit der Spinkohärenz nacheinander durchgeführt werden kön-

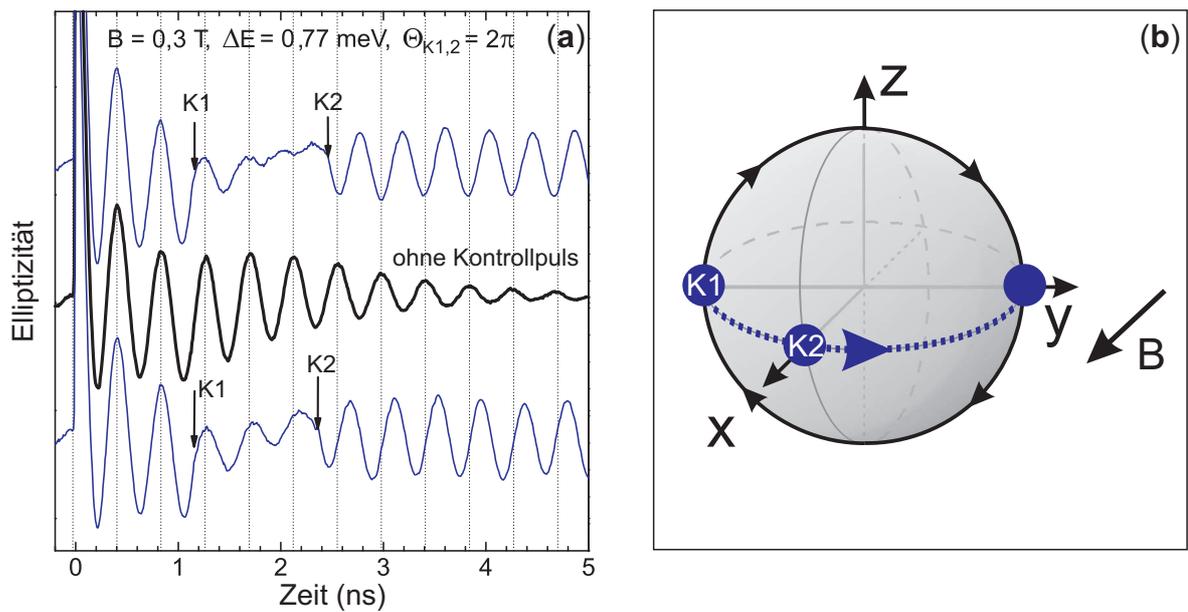


Abbildung 4.19

(a) Bei beiden blauen Messkurven werden durch den ersten Kontrollpuls $K1$ die Spins durch eine $\pi/2$ -Rotation aus der Präzessionsebene heraus gedreht. Dadurch ist nur noch eine Oszillation mit geringer Amplitude erkennbar, welche durch Inhomogenitäten hervorgerufen wird. Der zweite Puls $K2$ bringt die Spins zurück in die Präzessionsebene, wodurch die Bewegung fortgesetzt werden kann. Die beiden blauen Kurven unterscheiden sich durch verschiedene Zeitabstände zwischen $K1$ und $K2$. Die schwarze Kurve dient als Referenzkurve ohne Kontrollpulse. (b) Das Prinzip der blauen Messkurven wird an der Blochkugel verdeutlicht. Zeigt der Spinvektor in Richtung des Magnetfeldes x , so kann keine Präzession stattfinden. Mit $K1$ wird er zunächst in diese Richtung gedreht und durch $K2$ wieder zurück in die $y - z$ -Ebene gebracht.

nen. Der erste Kontrollpuls $K1$ mit Pulsfläche 2π ist um $0,77$ meV aus der Pump- und Probe-Resonanz verstimmt und dreht somit den Spinvektor um $\pi/2$ aus der Präzessionsebene in Richtung des Magnetfeldes. Der Zustand der Spinpolarisation wird folglich „konserviert“. Die Oszillationen sind auf Inhomogenitäten zurückzuführen, wodurch nicht alle Spins um exakt $\pi/2$ gedreht werden. Ein weiterer zeitverzögerter Kontrollpuls $K2$ mit gleichen Eigenschaften dreht den Spinvektor zurück in die $y - z$ -Ebene, wodurch die Präzession fortgesetzt wird. Dies ist schematisch anhand der Blochkugel in Abbildung 4.19 (b) dargestellt. Der Puls trifft ein, wenn der Spinvektor sich in $-y$ -Richtung an Position $K1$ und damit in der aufsteigenden Flanke des Messsignals befindet. Durch den Puls wird der Spinvektor zunächst nach $K2$ gedreht und er bleibt bis zum Eintreffen des zweiten Pulses in dieser Position, welcher den Vektor in die $+y$ -Richtung dreht. Dadurch befindet sich der Spinvektor in der abfallenden Flanke des Messsignals aus Abbildung (a), unabhängig von der Verweildauer in x -Richtung (siehe die beiden blauen Messkurven).

Wie bereits in Abbildung 4.17 (a) zu erkennen ist, können durch die optische Spinrotation Elektronen-Spinochos beobachtet werden. Um diesen Effekt zu verdeutlichen wird das Magnetfeld auf 1 T erhöht, wodurch die Anzahl verschiedener Spinpräzessionsmoden steigt. Dadurch verringert sich die Dephasierungszeit T_2^* . Abbildung 4.20 (a) stellt das Prinzip des Spinocho-Effektes schematisch dar. Spinochos entstehen durch die Inhomogenitäten innerhalb des Quantenpunktensembles. Mit Eintreffen des Pumpimpulses werden die einzelnen Spinvektoren der Dotierelektronen innerhalb der Quantenpunkte in z -Richtung ausgerichtet. Durch unterschiedliche g -Faktoren haben die Spins verschiedene Präzessionsfrequenzen. Zum Zeitpunkt τ hat dadurch bereits eine Dephasierung stattgefunden. Dies ist durch Pfeile unterschiedlicher Helligkeit dargestellt, wobei dunkle Pfeile für „schnelle“ Spins mit einem höheren g -Faktor stehen. Der eintreffende Kontrollpuls ist resonant zu Pump- und Probepuls, wodurch der Spinvektor um π um die optische Achse gedreht wird. Nach der Spinrotation präzedieren die Spins um das Magnetfeld weiter, wodurch die „schnelleren“ Spins die „langsameren“ wieder einholen. Durch diese Refokussierung entsteht das Spinocho. Die Refokussierung von Kernspins und das daraus entstehende Kern-Spinocho ist aus der Kernspinresonanz-Spektroskopie bekannt [119,120]. Die hier dargestellten Ergebnisse stellen die ersten beobachteten Spinochos von Elektronenspins in Quantenpunkten dar.

Abbildung 4.20 (b) zeigt optische Spinochos für unterschiedliche Zeitabstände zwischen Pump- und Kontrollpuls. Die schwarze Kurve dient wieder als Referenzkurve ohne Spinrotation. Der Echo-Effekt tritt zum Zeitpunkt 2τ auf, wobei τ der Zeitabstand zwischen den Pulsen ist. Zum Zeitpunkt 3τ ist kein Ansteigen der Oszillationsamplitude zu erkennen, wodurch ein durch Modenkopplung verursachter „Burst-Effekt“, ausgeschlossen werden kann.

Die Beobachtung des Echo-Effektes zeigt die Zuverlässigkeit der Spinmanipulation mit der verwendeten Technik. In Abbildung 4.18 können für Drehwinkel $\varphi > \pi/2$ ebenfalls Spinochos detektiert werden. Für geringere Drehwinkel bleiben die langsam präzedierenden Spins hinter schnelleren Spins zurück, wodurch keine Refokussierung ermöglicht wird.

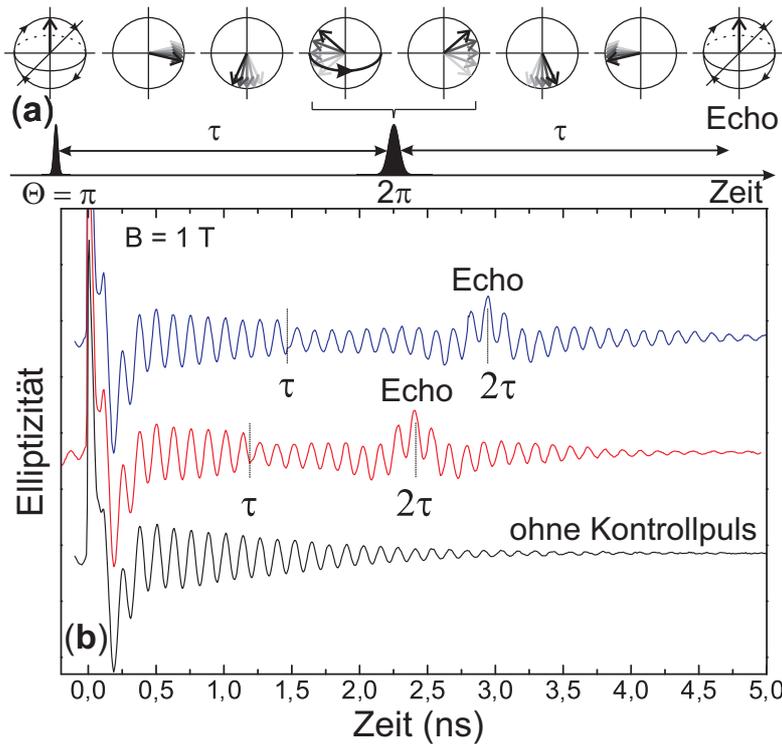


Abbildung 4.20

Eine schematische Darstellung des Spinecho-Effektes wird in Abbildung (a) gezeigt. Nach dem Pumpimpuls dephasiert das Spinensemble [116]. Durch den Kontrollimpuls werden die Spins um π um die optische Achse gedreht. Danach interferieren die Spins mit zunehmender Zeit wieder konstruktiv, wodurch das Spinecho entsteht. Zum Zeitpunkt des Echos ist das Maximum erreicht und anschließend findet wieder eine Dephasierung statt.

Abbildung (b) zeigt Messkurven zum optischen Spinecho-Effekt. Die Spins werden bei 0 ps polarisiert und zum Zeitpunkt τ um π gedreht. Zum Zeitpunkt 2τ kommen die Spins wieder in Phase, wodurch ein Echo zu erkennen ist. Die rote und die blaue Kurve zeigen diesen Effekt für verschiedene Zeitabstände τ . Die untere schwarze Kurve dient als Referenzkurve ohne Spinrotation.

Des Weiteren fällt auf, dass um das Spinecho nicht nur die Spinpolarisation durch Elektronen detektiert wird, sondern auch ein weiteres Signal sich mit diesem überlagert, wodurch ein Versatz des Messsignals „nach oben“ entsteht. Die schwarze Kurve in Abbildung 4.21 (a) zeigt nochmals eine Messung der optischen Spinrotation. Die mittlere rote Kurve zeigt diese Kurve, nachdem mittels eines „Fast-Fourier-Transformation-Filters“ die hohen Präzessionsfrequenzen der Elektronenspins geblockt werden. Es ist zu erkennen, dass um das Spinecho eine langsamere Oszillation entstanden ist, deren Amplitude bis zum Zeitpunkt des Echos ansteigt und danach wieder abnimmt. Die untere blaue Kurve zeigt die präzedierenden Elektronenspins, welche in der mittleren Kurve geblockt wurden. Aus der Schwingung der mittleren Kurve wird der effektive g-Faktor bestimmt, welcher $0,115 \pm 0,005$ beträgt. Dies lässt vermuten, dass es sich um einen Echo-Effekt durch Löcher handelt, da durch vorherige Messungen (siehe Bild 4.12) der transversale g-Faktor als $g_{\text{Loch}\perp} = 0,12$ bestimmt wurde.

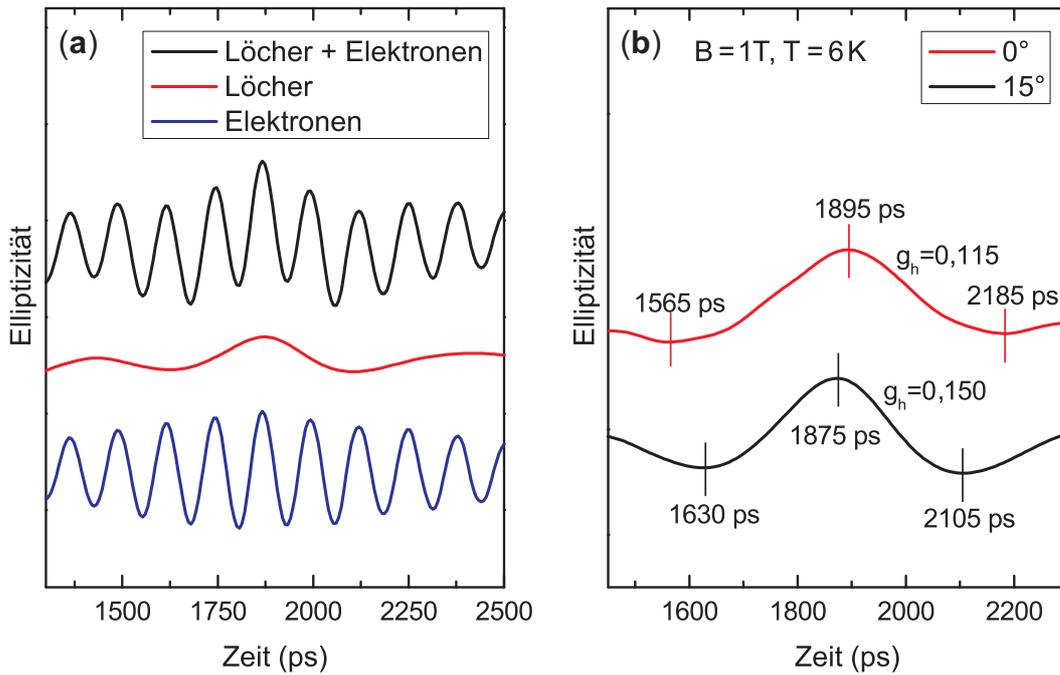


Abbildung 4.21

Die schwarze Kurve in Abbildung (a) zeigt das Spinecho. Dieses wird in zwei Anteile separiert. Der Anteil der Elektronen ist als blaue Kurve dargestellt, der übrige niederfrequente Anteil als rote Kurve. Zur Untersuchung des niederfrequenten Anteils wird die Probe um einen Winkel von 15° verkippt. Aus der Änderung des g-Faktors kann gefolgert werden, dass das niederfrequente Signal durch Lochspins verursacht wird.

Um weitere Indizien zu erhalten, dass innerhalb des Elektronen-Spinechos ein zusätzlicher Echo-Effekt durch Lochspins entsteht, wird die Probe um einen Winkel von $(15 \pm 1)^\circ$ verkippt (Abbildung 4.21 b). Dadurch ist die Wachstumsrichtung der Quantenpunktprobe nicht mehr senkrecht zum angelegten externen Magnetfeld, sondern beträgt $\alpha = (75 \pm 1)^\circ$. Der daraus entstehende g-Faktor setzt sich aus dem transversalen g_\perp und longitudinalen g_\parallel g-Faktor zusammen [115]:

$$g^2 = (g_\parallel \cos(\alpha))^2 + (g_\perp \sin(\alpha))^2. \quad (4.15)$$

Daraus ergibt sich für den longitudinalen Anteil ein Wert von $g_\parallel = 0,40 \pm 0,04$. Frühere Messungen an einem vergleichbaren Probenstück haben einen Wert von $g_{\parallel, Ref} = 0,45$ [121] ergeben.

Dies bekräftigt den Verdacht, dass der Kontrollpuls zur Spinrotation ebenfalls auf Löcher wirkt. Allerdings beträgt die Trionen-Lebensdauer etwa 400 ps [57] und die in neutralen Quantenpunkten erzeugten Exzitonen haben eine Lebensdauer von etwa 300 ps [68]. Der

letzte eintreffende Puls, der eine Lochkohärenz hätte erzeugen können, ist der Kontrollpuls. Der Echo-Effekt wurde allerdings etwa 940 ps nach dem Kontrollpuls detektiert. Dadurch bleibt neben der Unklarheit, wodurch eine optische Rotation des Lochspins verursacht wird, die Frage offen, weswegen überhaupt zu diesem Zeitpunkt eine Polarisation von Lochspins in der verwendeten Quantenpunktprobe existiert.

In diesem Abschnitt wurde eine Technik präsentiert, mit denen sich die Elektronenspins eines Quantenpunktensembles optisch kontrollieren lassen. Nachdem die Spins durch den Pumpimpuls in z -Richtung polarisiert worden sind, präzediert der Spinvektor in der $y - z$ -Ebene um ein in x -Richtung angelegtes externes Magnetfeld. Das zu erreichende Ziel ist, den Spinvektor in jede Position innerhalb der Blochkugel ausrichten zu können. Durch die Wahl des Zeitpunktes der optisch kontrollierten Spinrotation kann die z -Komponente bestimmt werden. Der gewünschte Drehwinkel um die z -Achse kann durch die energetische Verstimmung des Kontrollpulses gewählt werden. Damit ist die x - und die y -Komponente einstellbar, in die der Spinvektor unmittelbar nach der Spinrotation zeigt. Dadurch kann das Spinensemble als makroskopisches Quantenbit betrachtet werden. Durch die Zuverlässigkeit der optischen Kontrolle ist es möglich mehr als eine kontrollierte Spinrotation innerhalb der Kohärenzzeit durchzuführen. Zusätzlich ist es gelungen durch Refokussierung Spinechos in einem selbstorganisierten Quantenpunktensemble zu beobachten.

4.5 Optische Kontrolle kohärenter Wechselwirkung von Elektronenspins in Quantenpunkten

Um die parallele Datenverarbeitung in einem Quantencomputer zu ermöglichen, müssen die einzelnen Quantenbits miteinander verschränkt sein. Aus diesem Grund ist die Erforschung der Elektron-Elektron-Spin-Wechselwirkung in Quantenpunkten von hohem Interesse, welche als Schlüsselbaustein in der festkörperbasierten Quanteninformationsverarbeitung diskutiert wird [122]. Dazu können die Spins von zwei durch quantenmechanisches Tunneln gekoppelten Quantenpunkten betrachtet werden [27]. Zahlreiche wissenschaftliche Veröffentlichungen sind bisher über die Spin-Wechselwirkung in diesen Quantenpunkt-Molekülen erschienen [28–34]. Die Wechselwirkung wird als Heisenberg-Wechselwirkung H_H zwischen zwei Spins interpretiert:

$$H_H = JS_1S_2. \quad (4.16)$$

Die Kopplungskonstante J ist in der Größenordnung der Coloumb-Wechselwirkung und kann bis zu $\approx 0,1$ meV betragen [123, 124].

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass ein selbstorganisiertes Spinensemble durch optische Kontrolle zu einem makroskopischen Quantenbit werden kann. Daher ist die Untersuchung einer Wechselwirkung zweier solcher Quantenbits von hohem Interesse.

Dazu werden zwei Spin-Unterensembles durch zwei spektral voneinander getrennte Pump-pulse initialisiert, wobei beide energetisch innerhalb der Photolumineszenz des Quantenpunktensembles (volle Halbwertsbreite: 13 meV) liegen. Die spektrale Breite der Laserpulse beträgt etwa 1,5 meV, die energetische Distanz mehr als 5 meV um eine Überlappung auszuschließen. Durch die resonante Trionanregung polarisiert jeder Pump-puls folglich ein eigenes Unterensemble innerhalb des Quantenpunktensembles mit je $\approx 10^6$ Quantenpunkten. Dies findet auf der gleichen Probenstelle statt und wird durch die Inhomogenitäten ermöglicht. Das Prinzip wird schematisch in Abbildung 4.22 verdeutlicht.

Abbildung 4.22 (a) zeigt die energetische Verteilung der Photolumineszenz des Quantenpunktensembles. Zusätzlich ist die Energiedispersion des Elektron g-Faktors und die Energie der beiden anregenden Pump-pulse eingezeichnet. Abbildung 4.22 (b) zeigt die Rasterkraftmikroskopaufnahme eines Quantenpunktensembles. Die zusätzlich eingezeichneten Pfeile stellen die Spins der Dotierelektronen schematisch dar. Die blauen Pfeile kennzeichnen die Spins des Unterensembles, welche durch den höherenergetischen Pump-puls (Pump 2) polarisiert werden, rote Pfeile für diejenigen, welche durch den niederener-

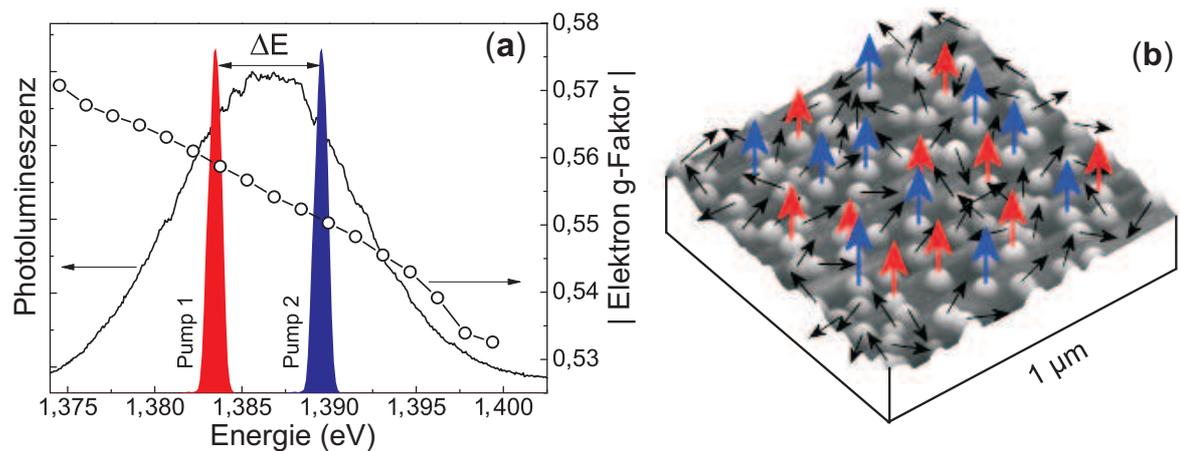


Abbildung 4.22

(a) Die durchgezogene Linie zeigt die Intensität der Photolumineszenz der Quantenpunktprobe in Abhängigkeit von der emittierten Energie. Der dazu gehörige Betrag des Elektron g-Faktors ist durch Kreise dargestellt. Die beiden spektral verstimmtten Anregungspulse sind schematisch in blau bzw. rot eingezeichnet.

Abbildung (b) zeigt die Rasterkraftmikroskopische Aufnahme eines selbstorganisierten Quantenpunktensembles [46]. Durch die beiden optischen Anregungspulse werden Spins der zwei Unterensembles polarisiert. Diese sind durch blaue bzw. rote Pfeile dargestellt. Nicht polarisierte Spins sind durch schwarze Pfeile symbolisiert.

getischeren Puls (Pump 1) ausgerichtet werden. Das Prinzip wird für σ^- polarisierte π -Pulse dargestellt. Die schwarzen Pfeile stellen Spins dar, welche energetisch nicht resonant zu einem der beiden Pulse sind, wodurch sie unpolarisiert bleiben.

Die rote und die blaue Messkurve in Abbildung 4.23 zeigen das Elliptizitäts-Signal der Pump&Probe-Kurven der beiden Unterensembles. Durch den unterschiedlichen g-Faktor ist die Präzessionsfrequenz leicht unterschiedlich. Zur besseren Übersicht sind vertikale Linien eingezeichnet. Es ist zu beachten, dass bei diesen Messkurven der Probestrahl jeweils energetisch resonant zum Pumpimpuls ist. In Abschnitt 4.3 wurde gezeigt, dass durch eine energetische Verstimmung von Pump- und Probepuls von mehr als 2 meV durch das Elliptizitäts-Signal keine Spinpolarisation mehr detektiert wird (siehe dazu Abbildung 4.13).

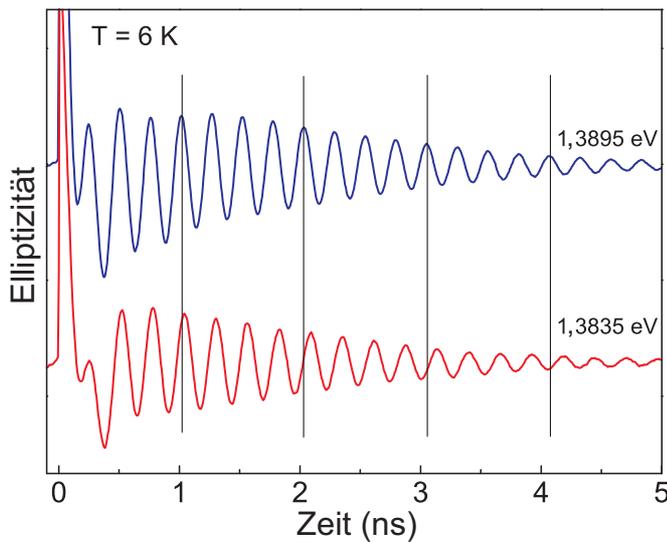


Abbildung 4.23
 Elliptizitäts-Signal der beiden Spin-Unterensembles. Durch die unterschiedliche Anregungsenergie haben die Spins verschiedene g-Faktoren und präzedieren um das Magnetfeld mit unterschiedlicher Larmorfrequenz.

Die rote mittlere Messkurve in Abbildung 4.24 zeigt die Pump 1 -Probe Kurve, wobei kein zweites Unterensemble angeregt wird. Wird zusätzlich ein zweites Unterensemble initialisiert, sodass die Spinpolarisation parallel zum ersten Unterensemble orientiert ist (hier: Einschlag in das Minimum der Pump 1 Messkurve mit einem σ^+ polarisierten Pumpimpuls 2, magentafarbene, obere Kurve), so ergibt sich eine Verschiebung der Präzessionsphase, welche mit der Zeit ansteigt. Durch Ändern der Polarisation des Pumpimpulses 2 in σ^- polarisiertes Licht wird bei Einschlag in das Minimum eine antiparallele Elektronen Spinpolarisation initialisiert. In diesem Fall ergibt sich ebenfalls eine Phasenverschiebung, welche ein umgekehrtes Vorzeichen hat (grüne, obere Kurve). Die beiden unteren Kurven zeigen das Verhalten, wenn das zweite Unterensemble senkrecht zur Spinpolarisation des Ersten polarisiert ist. Dies wird dadurch erreicht, dass der Einschlag des Pumpimpulses 2 in dem Moment stattfindet, wenn das Elliptizitäts-Signal des ersten Unterensembles sich im Knotenpunkt befindet. Für beide Lichtpolarisationen des Pumpimpulses 2 ist keine bzw. nur eine sehr geringe Phasenverschiebung erkennbar. Die unterschiedlichen Amplituden der Kurven können auf Dephasierungs-Effekte durch Inhomogenitäten innerhalb der einzelnen Unterensembles zurückgeführt werden. Die drei vertikalen, schwarzen Linien dienen dem besseren Vergleich der Phase.

Abbildung 4.24 (b) zeigt den Wert der Phasenverschiebung für den Fall der parallelen Spinpolarisationen. Dabei ist zu erkennen, dass ein nahezu linearer Anstieg zu beobachten ist, welcher fast π erreicht.

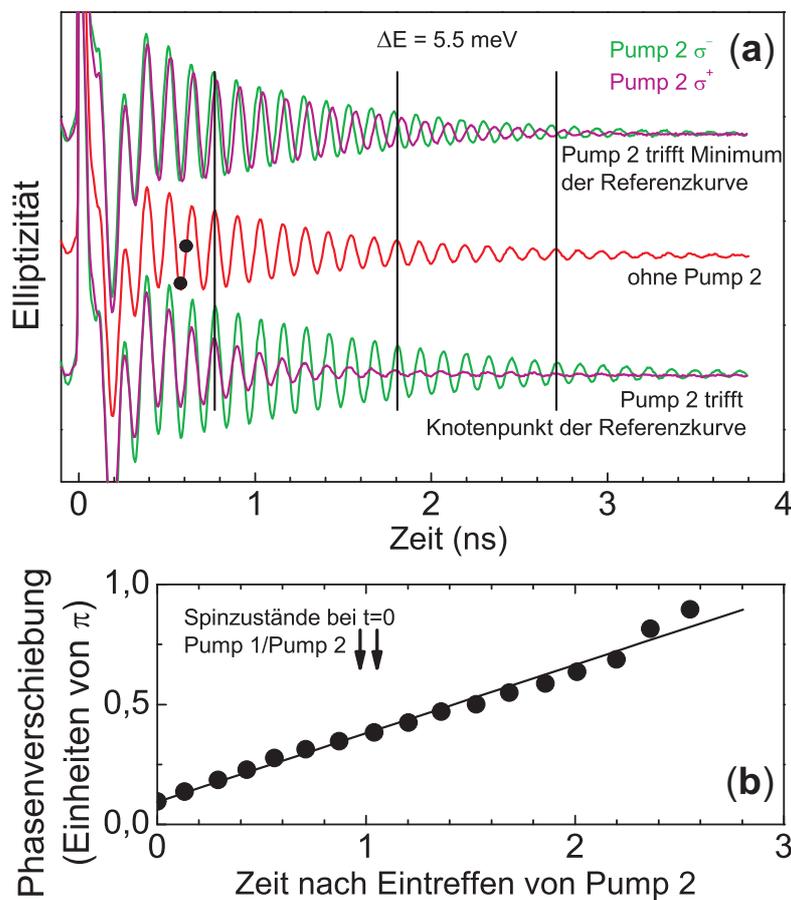


Abbildung (b) zeigt, dass die Phasenverschiebung linear mit der Zeit ansteigt. Dieses Verhalten unterscheidet sich von den zuvor dargestellten Ergebnissen zur optischen Spinrotation.

Bei den gezeigten Kurven ist zu beachten, dass nur das erste Spinensemble detektiert wird. Die Phasenverschiebung beruht auf einer Wechselwirkung zwischen den beiden Unterensembles und nicht auf einem direkten Effekt durch den zweiten Pumpimpuls. Dass diese Phasenverschiebungen durch die in Abschnitt 4.4 beschriebene Spinrotation verursacht wird, kann ausgeschlossen werden. Dabei wird um die optische Achse gedreht, wodurch eine maximale Phasenverschiebung erreicht wird, wenn der Einschlag eines zweiten Pulses in den Knotenpunkt der Pump 1 -Probe Kurve stattfindet. Dies ist genau im Widerspruch zu den hier gezeigten Kurven. Zusätzlich entsteht bei der Spinrotation eine unmittelbare Phasenverschiebung.

Abbildung 4.24

(a) Auswirkung eines zweiten Spin-Unterensembles. Die mittlere, rote Kurve zeigt die Pump 1 Referenzkurve. Trifft der Pump 2 ein, wenn das Elliptizitäts-Signal der Pump 1 Kurve minimal ist, so kann eine mit der Zeit anwachsende Phasenverschiebung erkannt werden. Dies ist in den oberen beiden Kurven dargestellt. Die unteren Kurven zeigen den Einfluss des Pump 2, wenn dieser in den Knotenpunkt eintrifft. In diesem Fall ist eine wesentlich schwächere Phasenverschiebung zu beobachten. Die unterschiedlichen Dephasierungszeiten beruhen auf Dephasierungseffekte durch die Inhomogenitäten.

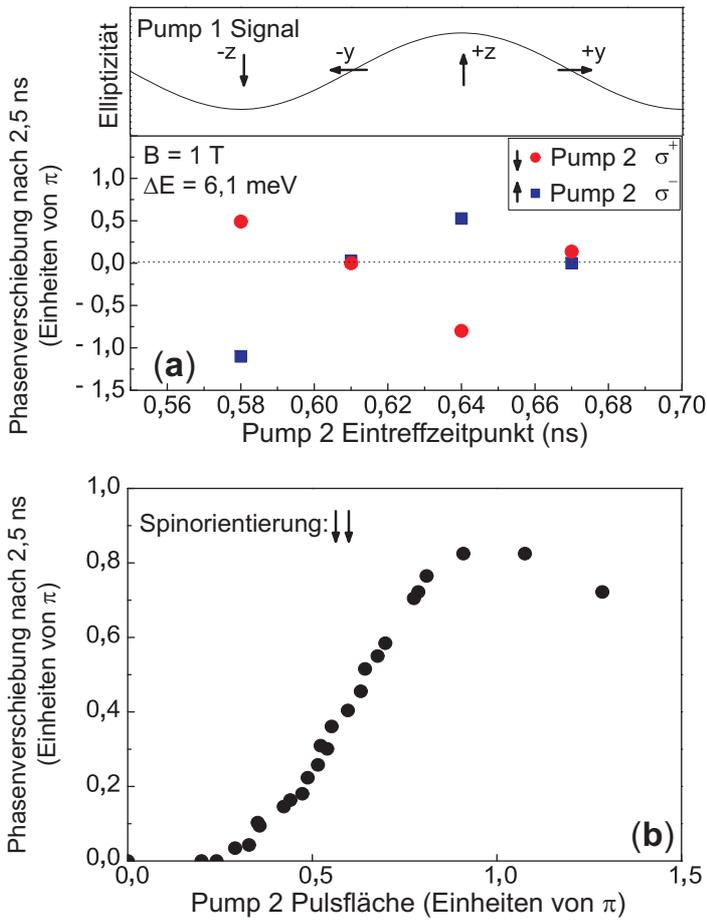


Abbildung 4.25

Im oberen Teilbild von (a) wird der Spinzustand des ersten Unterensembles gezeigt, wenn der Pump 2 eintrifft. Im Minimum der Sinuskurve sind die Spins in $-z$ -Richtung polarisiert, im Maximum in $+z$ -Richtung. An den Knotenpunkten ist die Polarisation in $\pm y$ -Richtung orientiert. Die roten Punkte und blauen Quadrate im unteren Teil von (a) zeigen die nach 2,5 ns aufgebaute Phasenverschiebung. Sind beide Spinsensibles senkrecht zueinander polarisiert, ist eine geringe Phasenverschiebung zu beobachten, im parallelen und antiparallelen Fall ist diese wesentlich größer. Abbildung (b) zeigt die Phasenverschiebung nach 2,5 ns in Abhängigkeit von der Pulsfläche des Pump 2. Der Verlauf der Messpunkte ähnelt der Abhängigkeit der Spinanregung (Rabi-Oszillation).

Das Verhalten der Phasenverschiebung durch Wechselwirkung wird in weiteren Messungen untersucht. Dazu wird als Referenz die Phasenverschiebung um 2,5 ns nach dem Eintreffen des Pumpimpulses 2 betrachtet, da sich zu diesem Zeitpunkt eine deutliche Phasenverschiebung „aufgebaut“ hat. Zu späteren Zeiten ist die Signalamplitude zu gering, um die Phase der Larmorpräzession hinreichend genau bestimmen zu können.

Abbildung 4.25 (a) zeigt die Phasenverschiebung nach 2,5 ns für beide zirkuläre Lichtpolarisationen des Pumpimpulses 2 zu verschiedenen Einschlagszeiten. Dadurch kann die Orientierung der beiden Spinsensibles zueinander variiert werden. Die schwarze Linie gibt die Orientierung des ersten Unterensembles zu verschiedenen Einschlagszeiten des Pumpimpulses 2 an. Sind beide Unterensembles senkrecht zueinander polarisiert, ist die Phasenverschiebung kaum messbar. Für parallele Orientierung wird eine positive Phasenverschiebung detektiert, bei antiparalleler Orientierung wird die Phasenverschiebung negativ. Für den antiparallelen Fall ist die Phasenverschiebung stärker ausgeprägt. Beim Vertauschen der Energien der beide Pumpimpulse ändert sich das Vorzeichen der Phasenverschiebung.

Abbildung 4.25 (b) zeigt die Abhängigkeit der Phasenverschiebung von der Pulsfläche des Pump 2. Zunächst steigt die Phaseverschiebung bei Erhöhung der Leistung an, bis ein Maximum erreicht wird. Bei weiterer Erhöhung verringert sich diese wieder. Dieses Verhalten gleicht der in Abschnitt beschriebenen 2.3.5 Rabi-Oszillation, bei der die maximale Spinpolarisation des Spinensembles für π -Pulse erreicht wird.

Die schwarzen Quadrate in Abbildung 4.26 (a) zeigen die Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des Pumpimpulses 2. Die Intensität der Photolumineszenz der Quantenpunktprobe wird durch die blaue Linie dargestellt. Die Photonenenergie des Pump 1 liegt auf der höherenergetischen Flanke der Photolumineszenz bei 1,3984 eV. Durch das Variieren der Energie des Pump 2 ändert sich der Betrag der Phasenverschiebung. Das Experiment wurde ebenfalls an einer zweiten (In,Ga)As/GaAs Quantenpunktprobe durchgeführt, wobei die Photonenenergie des Pump 1 bei 1,3946 eV liegt. Die in dieser Probe gemessene Phasenverschiebung ist für verschiedenen Energien des Pumpimpulses 2 in Abbildung 4.26 (b) durch rote Kreise aufgetragen. Bei einer hohen Intensität der Photolumineszenz kann davon ausgegangen werden, dass viele Spins in den Quantenpunkten resonant zu dieser Energie sind. Aus der Photolumineszenz und der spektralen Breite der Pumpimpulse wird der mittlere Abstand der Spins berechnet. Dazu wird angenommen, dass die Quantenpunktdichte von Probe 1 bei $1 \cdot 10^{10}$ Quantenpunkte/cm² liegt ($4 \cdot 10^{10}$ Quantenpunkte/cm² bei Probe 2 [125]) und diese innerhalb einer Schicht zufällig verteilt sind. Frühere Messungen haben gezeigt, dass in Probe 1 etwa 50 % der Quantenpunkte durch exakt 1 Elektron geladen sind [68], in Probe 2 sind dies etwa 30 %. Der mittlere Abstand innerhalb einer Quantenpunktlage A_{Lage} berechnet sich aus der Dichte der Spins ρ_{Spin} :

$$A_{\text{Lage}} = \frac{1}{2\sqrt{\rho_{\text{Spin}}}}. \quad (4.17)$$

Es wird vereinfacht angenommen, dass die Wechselwirkung der Elektronen innerhalb einer Quantenpunktlage oder zwischen zwei benachbarten Lagen mit Abstand d_{Lage} stattfindet. Bei Probe 1 ist $d_{\text{Lage}} = 60$ nm, bei Probe 2 beträgt der Lagenabstand $d_{\text{Lage}} = 30$ nm. Der mittlere Abstand der Spins zum nächsten Nachbarn A wird dadurch etwas verringert:

$$A = \frac{1}{\sqrt{1/A_{\text{Lage}}^2 + 2/(A_{\text{Lage}}^2 + d_{\text{Lage}}^2)}}. \quad (4.18)$$

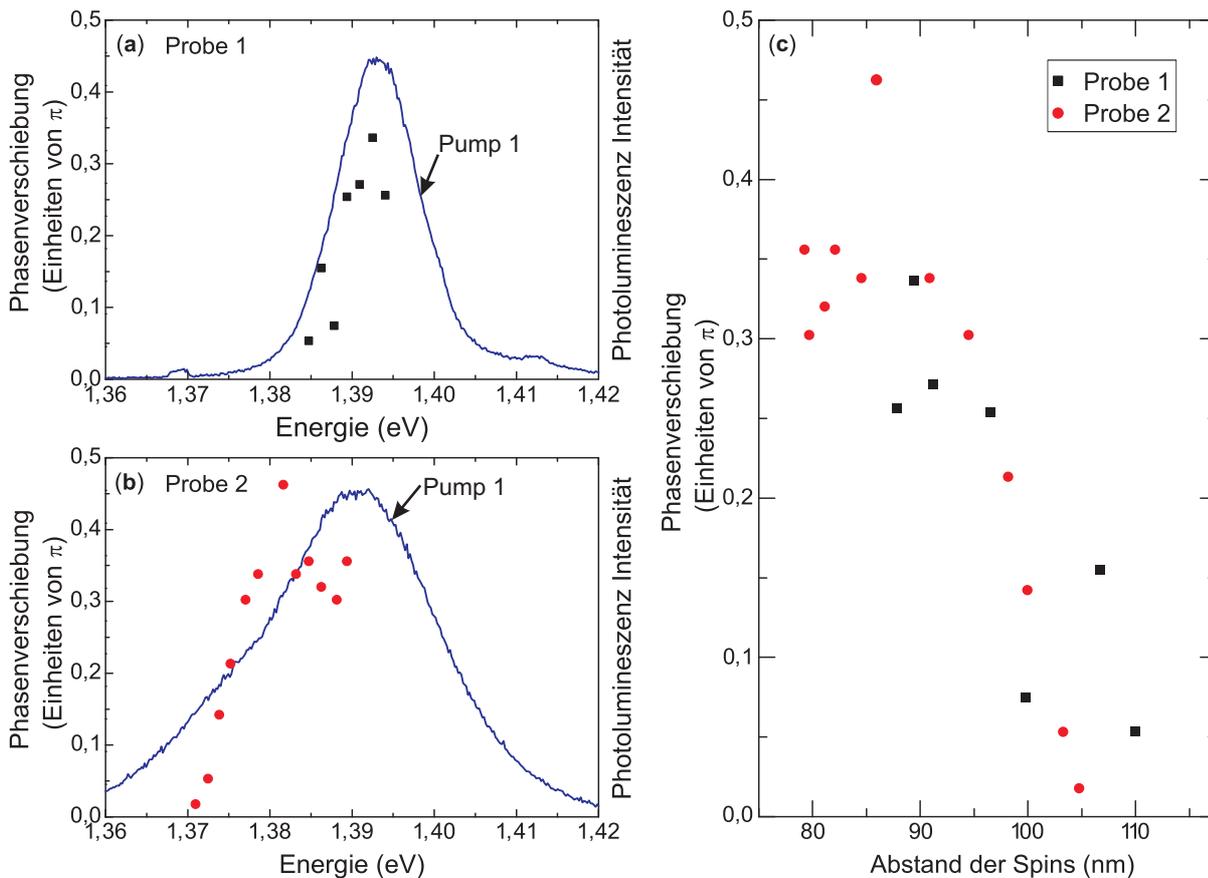


Abbildung 4.26

Die schwarzen Quadrate in Abbildung (a) zeigen die Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des Pump 2. Die Energie des Pump 1 ist bei 1,3984 eV fixiert. Der Intensitätsverlauf der Photolumineszenz ist durch die blaue Linie dargestellt. Das Experiment wurde ebenfalls an einer zweiten Quantenpunktprobe durchgeführt. Die Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Energie des Pump 2 ist durch rote Kreise in Abbildung (b) dargestellt. Die Quantenpunktdichte dieser Probe liegt bei etwa $4 \cdot 10^{10}$ Quantenpunkte/cm² und ist somit um den Faktor 4 höher als in Probe 1. Das Spektrum der Photolumineszenz von Probe 2 ist deutlich breiter als von Probe 1. Abbildung (c) zeigt die Abhängigkeit der Phasenverschiebung vom mittleren Abstand des nächsten Nachbarn zweier polarisierter Spins für beide Proben. Trotz der unterschiedlichen Probenparameter ist der Verlauf der Phasenverschiebung in Abhängigkeit vom mittleren Abstand der Spin ähnlich.

Der mittlere Abstand liegt demnach in der Größenordnung um 100 nm. Dies ist deutlich höher als in Quantenpunktmolekülen. Wie in Abbildung 4.26 (c) zu erkennen ist, nimmt die Phasenverschiebung bei Erhöhung des Spinabstandes in beiden Quantenpunktproben quantitativ ähnlich ab. Bei 90 nm Spinabstand beträgt die Phasenverschiebung noch etwa $0,3\pi$, bei 110 nm ist die Phasenverschiebung nahezu verschwindend gering.

Aus den Messungen können folgende Eigenschaften der Wechselwirkung festgestellt werden:

1. Die Phasenverschiebung steigt mit zunehmender Zeit linear an, welches einen direkten Einfluss des Pump 2 auf das erste Unterensemble, z.B. durch optische Spinrotation, ausschließt.
2. Die Stärke der entstehenden Phasenverschiebung ist abhängig von der Orientierung der beiden Unterensembles zueinander. Im Fall der parallelen oder antiparallelen Orientierung sind deutliche Phasenverschiebungen zu beobachten. Bei senkrechten Polarisierungen ist die Wechselwirkung wesentlich geringer ausgeprägt.
3. Wenn die Energien der beiden Pump Laser vertauscht werden, ändert sich das Vorzeichen der Phasenverschiebung für das durch Pump 1 polarisierte Unterensemble.
4. Durch eine Erhöhung der Spinpolarisation der Unterensembles nimmt die Phasenverschiebung zu. Dementsprechend lässt sich die Kopplung durch die Pulsfläche des Pump 2 und die Stärke des externen Magnetfeldes kontrollieren.
5. Die Stärke der Wechselwirkung ist abhängig von dem mittleren Abstand zum nächsten Nachbarn der polarisierten Elektronenspins.

Die ursprünglich zur Theorie des Ferromagnetismus entwickelte Heisenberg-Wechselwirkung

$$H_H = J \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$$

liefert eine gute Übereinstimmung mit den beschriebenen Messergebnissen [126]. J ist die Kopplungskonstante der Wechselwirkung, \mathbf{S}_1 und \mathbf{S}_2 die Spinoperatoren der jeweiligen Unterensembles. Sophia E. Economou und Thomas L. Reinecke vom Naval Research Laboratory, Washington, D.C., USA haben die Auswirkung einer Heisenberg-Wechselwirkung zweier Spins auf den Erwartungswert der Phase theoretisch simuliert, wobei die durch Laserpulse periodische Anregung berücksichtigt wird. Der zeitliche Verlauf der berechneten Dichtematrix für das kombinierte 2-Spin-System wird entwickelt, bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist. Durch das Ausspüren von Spin 2 erhält man den Erwartungswert von Spin 1 als Funktion der Zeit. Dieser Wert ist in Abbildung 4.27 (a) dargestellt. Die in Punkt 1 erwähnte kontinuierlich anwachsende Phasenverschiebung ergibt sich ebenfalls aus diesen Berechnungen. Für eine Kopplungskonstante $J \approx \mu\text{eV}$ ist die Amplitude der simulierten Phasenverschiebungen im Bereich der experimentell Beobachteten. Ebenfalls kann durch eine Heisenberg-Wechselwirkung das in Punkt 2 (siehe

Abbildung 4.27 (b)) und Punkt 3 (Abbildung 4.27 (c)) zusammengefasste Verhalten der Phasenverschiebung begründet werden.

Es ist nicht unmittelbar zu erkennen, weshalb eine Phasenverschiebung zu beobachten ist. Zur Erläuterung wird zunächst die Annahme gemacht, dass die Präzessionsfrequenzen der beiden Unterensembles gleich sind ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_L$). Für den Fall der parallelen Spinorientierung wird der Anfangszustand $|\uparrow\uparrow\rangle$, in der Basis des Magnetfeldes (senkrecht zur optischen Achse), als lineare Kombination der drei Triplettzustände $|T_+\rangle$, $|T_0\rangle$, $|T_-\rangle$, ausgedrückt. Diese haben die Energie $J + \hbar\omega_L$, J und $J - \hbar\omega_L$. Durch diese Energien bekommt jede Triplett-Komponente eine Phase. Da der Beitrag durch J für jede der Komponenten gleich ist, kann dieser als Phase ausgeklammert werden. Dieser ist jedoch vernachlässigbar, da die Kopplungskonstante lediglich im μeV -Bereich liegt. Die Energie von $\hbar\omega_L$ liegt bei einem Magnetfeld von $B = 1\text{ T}$ bei über $30\ \mu\text{eV}$. Aus der Annahme gleicher Präzessionsfrequenzen $\omega_1 = \omega_2$ ergibt sich für parallele Spinorientierung keine Phasenverschiebung.

Da jedoch $\omega_1 \neq \omega_2$ ist, mischt sich das $m = 0$ Triplett mit den Spin-Singulett, wodurch sich eine Phasenverschiebung ergibt. Durch das Vorzeichen des Frequenzunterschiedes $\omega_1 - \omega_2$ ergibt sich ebenfalls eine Vorzeichenänderung der Phasenverschiebung. Dies ist in Übereinstimmung mit dem Experiment. Abbildung 4.27 (d) zeigt die simulierte Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Pulsfläche des Pump 2. Dabei ergibt sich eine gute Übereinstimmung zu der unter Punkt 4 zusammengefassten experimentell bestimmten Leistungsabhängigkeit. Wie in Punkt 5 beschrieben, steigt die Wechselwirkung bei Verringerung des mittleren Abstand der Elektronenspins. Allerdings kann die mikroskopische Ursache der Wechselwirkung nicht näher bestimmt werden. Die Kopplungskonstante einer klassischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung liegt in dem verwendeten Quantenpunktensemble im Bereich von $10^{-9}\ \mu\text{eV}$. Die obere Grenze für eine durch Kerne übertragene Wechselwirkung liegt bei $10^{-5}\ \mu\text{eV}$. Diese Kopplungskonstanten sind folglich zu gering, um die beobachtete Phasenverschiebung zu erklären.

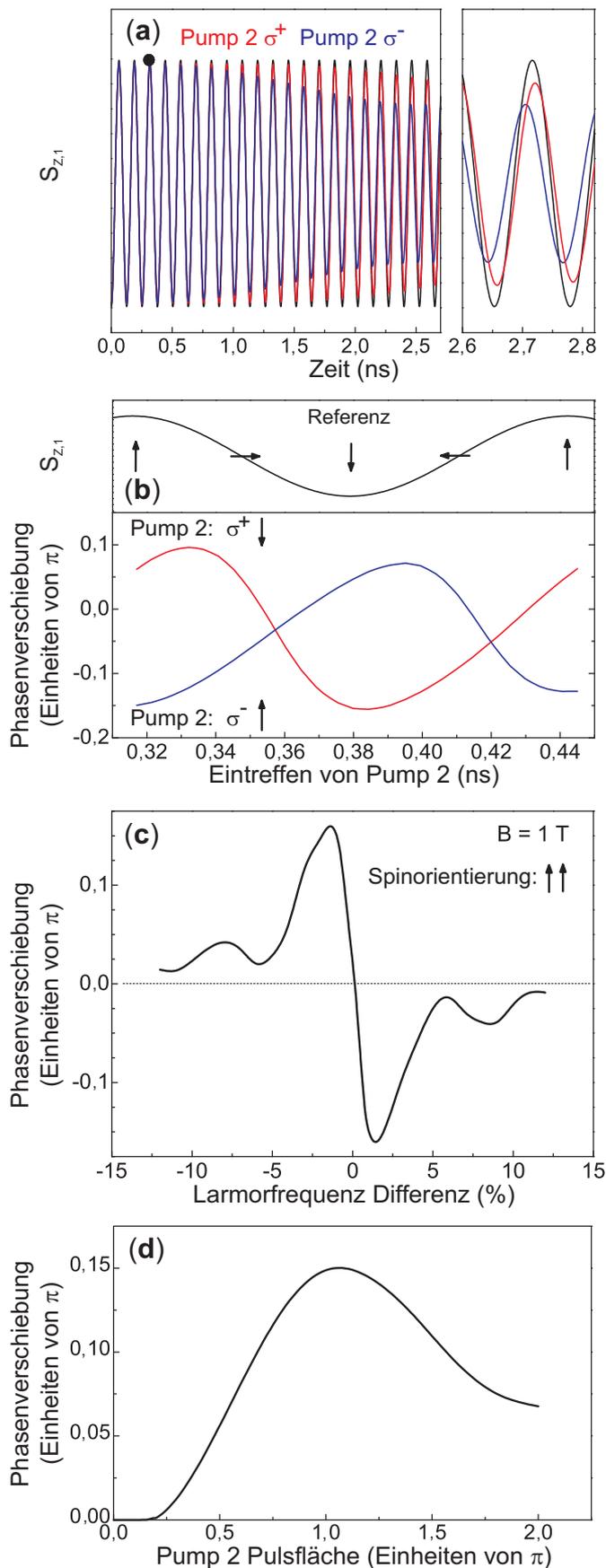


Abbildung 4.27

Theoretische Simulation der Heisenberg Wechselwirkung zweier Spins. Die Rechnungen und deren grafische Darstellung stammen von S. E. Economou und T. L. Reinecke. Die rote und die blaue Kurve in Abbildung (a) zeigen, dass durch den zweiten Spin eine Phasenverschiebung verursacht wird. Das Vorzeichen der Phase hängt von der zirkularen Polarisationsrichtung des Pump 2 ab. Die schwarze Kurve dient als Referenzkurve, bei der keine Wechselwirkung vorhanden ist. Abbildung (b) stellt die Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der relativen Spinorientierung dar. Die unterschiedliche Larmorpräzessionsfrequenz der beiden wechselwirkenden Spins ist verantwortlich für die Phasenverschiebung bei paralleler Spinorientierung. Der Zusammenhang ist in Abbildung (c) aufgetragen. Abbildung (d) zeigt die Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Pulsfläche des Pump 2. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zu den experimentellen Ergebnissen.

In diesem Abschnitt wurde bisher gezeigt, dass eine Wechselwirkung zwischen den beiden Unterensembles existiert. In den folgenden Messungen wird dargelegt, dass es zusätzlich Anzeichen für Verschränkung gibt.

In Abbildung 4.28 ist der berechnete Erwartungswert der z -Komponente von S_1 (rote Kurve), der x -Komponente (blaue Kurve) und der Betrag von S_1 (grüne Kurve) in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Die Berechnung erfolgte an einem 2-Spin-System, wodurch keine Ensemble-Effekte berücksichtigt sind. Daher ist die Abnahme der Spinpolarisation nicht auf eine Dephasierung zurückzuführen, sondern auf die zunehmende Verschränkung zweier Spins.

Wird nur ein Quantenbit initialisiert, kann man alle Zustände auf der Blochkugel darstellen. Die x -, y - oder z -Komponente haben verschiedene Erwartungswerte, wodurch der Zustand charakterisiert wird [127]. Die Länge des Bloch-Vektors ist stets 1. Dies ist jedoch nur für reine Zustände möglich. Die Zustände von zwei verschränkten Quantenbits können nicht einfach auf der Blochkugel dargestellt werden, da die Zustände nicht separierbar sind. Dadurch wird die Spur der Dichtematrix kleiner 1, wodurch der Betrag des Erwartungswert von \mathbf{S}_1 reduziert wird.

Um experimentell Hinweise für eine Verschränkung zweier Unterensembles zu erlangen, muss das Messsignal der S_z -Komponente zwei Eigenschaften erfüllen. Zum einen sollte die Amplitudeneinhüllende mit anwachsender Zeit schneller abnehmen als dies durch Dephasierung üblich ist, zudem soll eine Modulation detektiert werden.

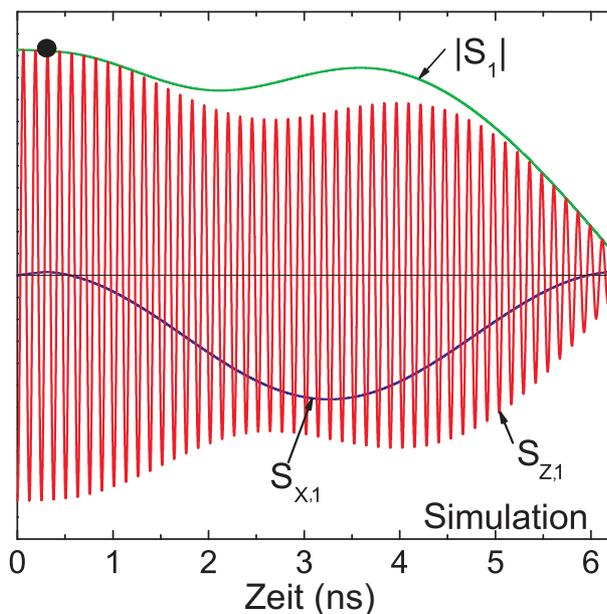


Abbildung 4.28

Simulation der Erwartungswerte von $S_{x,1}$, $S_{z,1}$ und dem Betrag von \mathbf{S}_1 . Die Initialisierung von Spin 1 findet zum Zeitpunkt 0 ps statt, die Initialisierung von Spin 2 ist durch den schwarzen Punkt markiert. Zu sehen ist eine Modulation der Amplitudeneinhüllenden von $S_{z,1}$. Der Erwartungswert von $S_{x,1}$ wird ungleich Null und $|\mathbf{S}_1|$ verringert sich. Grafik und Rechnung von S. E. Economou und T. L. Reinecke.

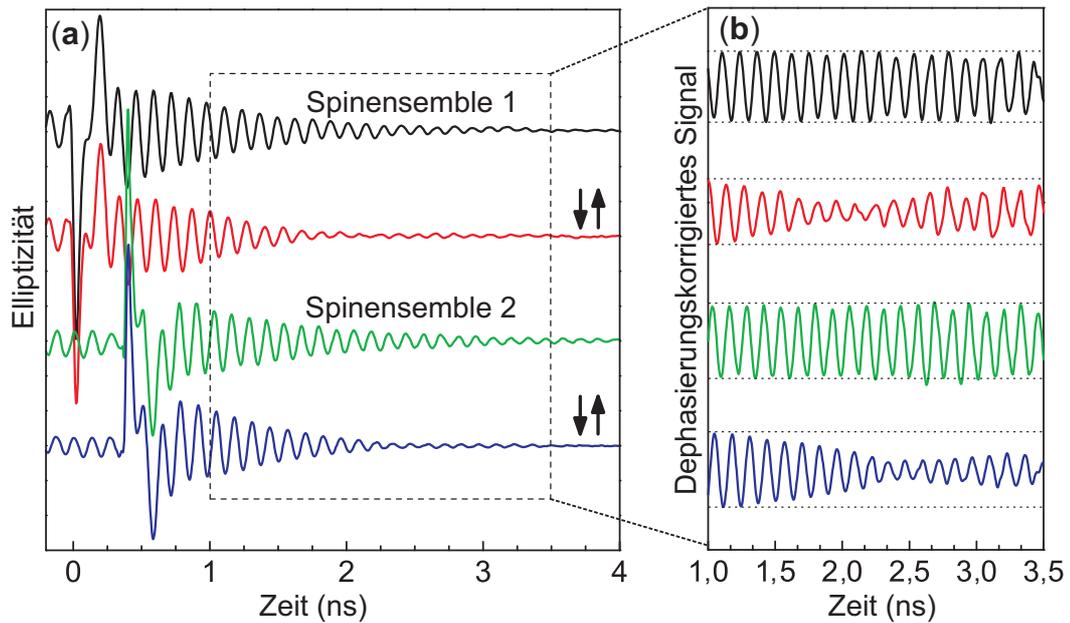


Abbildung 4.29

(a) Das als schwarze Kurve gezeigte Elliptizitäts-Signal zeigt die Dephasierung des ersten Spinensembles, wobei kein zweites Unterensemble erzeugt wird. Analog dazu stellt die grüne Kurve das Signal des zweiten Unterensembles dar. Die rote Kurve zeigt die z -Komponente des ersten Ensembles, welches mit dem Zweiten wechselwirkt. Durch Verschränkung von Spins beider Unterensembles nimmt die Amplitude der Oszillation schneller ab und es kann eine Modulation detektiert werden. Die blaue Kurve, welche die z -Komponente des zweiten Unterensembles darstellt, zeigt ebenfalls ein schnelleres Abklingen und eine Modulation des Messsignals. Abbildung (b) verdeutlicht dieses Verhalten. Dazu wird durch den exponentiellen Abfall der Signalamplitude dividiert, um Dephasierungs-Effekte zu korrigieren. Die Messkurven, in denen ausschließlich ein Spinensemble initialisiert wird, zeigen ein sinusförmiges Signal mit gleichbleibender Amplitude. Die beiden Kurven, in denen eine Wechselwirkung zweier Unterensembles existiert, zeigen nach der Dephasierungskorrektur eine Verringerung der Präzessionsamplitude bis eine Modulation auftritt.

Die schwarze Messkurve in Abbildung 4.29 (a) zeigt den gemessenen Erwartungswert der z -Komponente vom ersten Unterensemble. Die grüne Kurve stellt analog dazu die z -Komponente des zweiten Unterensembles dar. Die rote und die blaue Messkurve zeigen die gemessene z -Komponente jeweils eines Unterensembles, wobei die Wechselwirkung vorhanden ist. Bei diesen Messkurven wird ein schnellerer Abfall der Amplitudeneinhüllenden beobachtet, als dies durch Dephasierung zu erwarten ist. Ebenfalls kann eine Modulation beobachtet werden. Abbildung 4.29 (b) zeigt die Messkurven, nachdem die durch Dephasierung exponentielle Abnahme des Messsignal im Zeitbereich von 1 bis 3,5 ns herausdividiert wurde. Dieser Zeitbereich wird gewählt, da zu früheren Zeiten ein Beitrag von Exzitonen im Messsignal vorhanden ist. Zu späteren Zeiten ist das Signal-

Rausch-Verhältnis zu gering. Die beiden Messkurven ohne Wechselwirkung zeigen nun eine sinusförmige Oszillation mit konstanter Amplitude. Ist jedoch eine Wechselwirkung vorhanden, nimmt die Amplitude der Einhüllenden zunächst ab, bis sie in Form der Modulation wieder ansteigt. Die Messkurven mit herausdividiertem Dephasierung zeigen eine qualitativ gute Übereinstimmung zum simulierten Erwartungswert von $S_{z,1}$ mit zwei sich verschränkenden Spins. Dieser auftretende Hinweis für Verschränkung kann nur auf Probenstellen beobachtet werden, bei denen die Messung der Elliptizität eine sehr hohe Amplitude aufweist. An diesen Stellen befinden sich viele polarisierbare Spins, wodurch deren mittlerer Abstand abnimmt, welches wiederum zu einer höheren Kopplung führt. Dadurch tritt die Modulation zu einem Zeitpunkt auf, an denen das Spinensemble noch nicht komplett dephasiert ist. Der Zeitpunkt, an dem die Modulation ihr Maximum erreicht, ist für drei verschiedene Probenstellen in Abbildung 4.30 angegeben. Die schwarzen Punkte zeigen den theoretisch simulierten Zeitpunkt der Modulation in Abhängigkeit von der Kopplungskonstanten J . An drei verschiedenen Probenstellen tritt das Modulationsmaximum bei Zeiten zwischen 1,9 und 2,8 ns nach Initialisierung des zweiten Unterensembles auf. Aus diesen experimentell bestimmten Maxima können somit die Kopplungskonstanten abgeschätzt werden. Diese beträgt auf Probenstelle 1 mehr als $3,5 \mu\text{eV}$. Für die Probenstellen 2 und 3 werden Kopplungskonstanten von etwa $2,5$ und $2,0 \mu\text{eV}$ bestimmt.

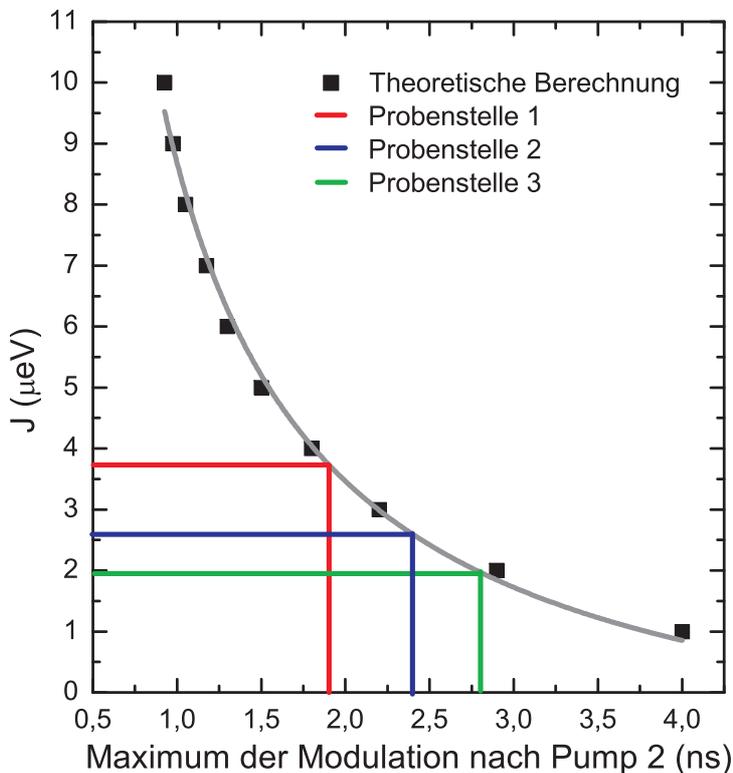


Abbildung 4.30

Theoretische Berechnung, zu welchem Zeitpunkt die Modulation das Maximum erreicht, in Abhängigkeit von der Kopplungskonstanten J [128]. Der Zeitpunkt wird ebenfalls für Messungen auf verschiedenen Probenstellen bestimmt. Das Ergebnis ist durch farbige Linien dargestellt. Durch einen Vergleich mit der Theorie kann die Kopplungskonstante für die jeweilige Probenstelle abgeschätzt werden. Diese variiert zwischen etwa $3,5$ und $2,0 \mu\text{eV}$. Dies ist durch unterschiedliche Quantenpunktdichten zu erklären.

Bei den im Grundlagenabschnitt 2.3.2 beschriebenen „Bursts“ oder durch das Echo einer Spinrotation kann ebenfalls ein modulationsähnlicher Anstieg des Messsignals zustande kommen. Allerdings zeigen beide Effekte keine Abhängigkeit von der Probenstelle. Dadurch können diese Effekte als Verursacher der Modulation ausgeschlossen werden. Ein weiteres Ausschlusskriterium ist, dass das Spinecho bzw. die „Bursts“ zum Zeitpunkt $2T_D$ auftreten, wobei der erste Pumpimpuls zum Zeitpunkt 0 eintrifft und der Kontrollimpuls bzw. der zweite Pumpimpuls zum Zeitpunkt T_D . Bei den hier gezeigten Messungen, welche einen Hinweis auf Verschränkung geben, beträgt der Abstand der Pumpimpulse etwa 0,5 ns und die Modulation tritt etwa 2 ns nach dem zweiten Pumpimpuls auf.

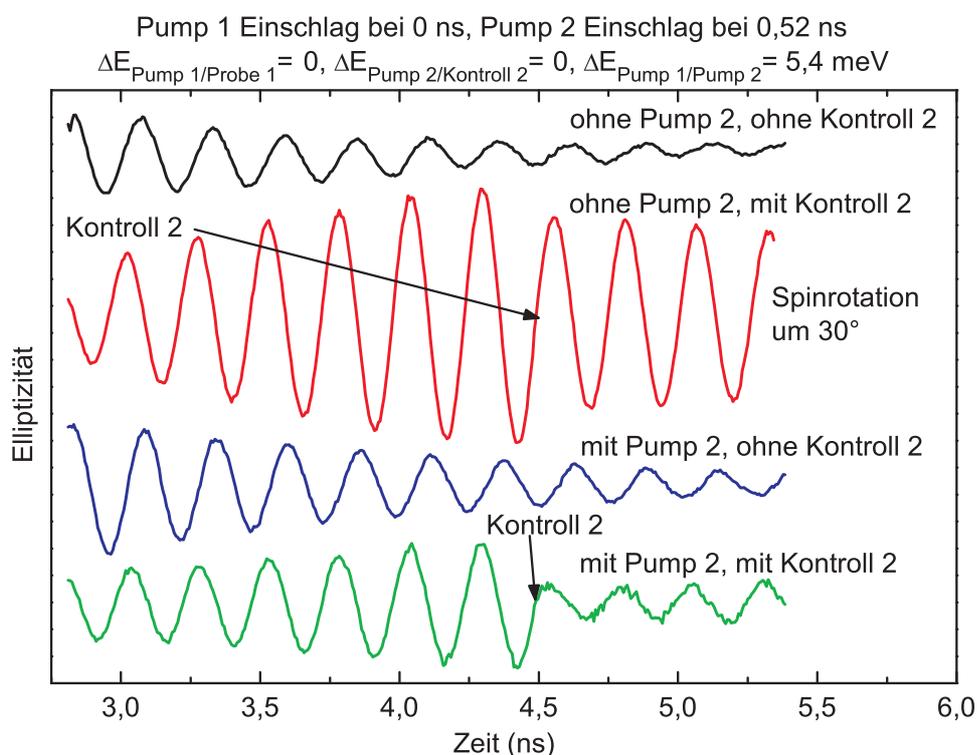


Abbildung 4.31

Messkurven eines quantenmechanischen Schaltprozesses eines gekoppelten 2-Quantenbit-Systems. Die oberste schwarze Messkurve zeigt die durch Pump 1 polarisierten Spins des ersten Quantenbits, welche mit der Larmorfrequenz um ein $B = 0,5\text{ T}$ starkes Magnetfeld präzedieren. Die darunter liegende rote Kurve zeigt die Messung, wenn der zu Pump 1 und Probe 1 um $5,4\text{ meV}$ verstimmte Kontrollimpuls 2 zum Zeitpunkt $4,5\text{ ns}$ eintrifft. Dieser dreht den Spinvektor der ersten Quantenbits um etwa 30° . Die blaue Kurve zeigt die Spinpolarisation des ersten Unterensembles, welches mit den durch Pump 2 initialisierten zweiten Quantenbit gekoppelt ist. Die durch die unterste, grüne dargestellte Pump&Probe-Messkurve zeigt die Auswirkung auf das erste Quantenbit, wenn das Quantenbit 2 durch den Kontrollimpuls 2 um π rotiert wird. Dadurch ändert zumindest ein Teil der Spins innerhalb des ersten Unterensembles den Zustand.

Ein weiterer Hinweis auf eine Verschränkung der beiden Unterensembles kann durch den in Abbildung 4.31 dargestellten „quantenmechanischen Schaltprozess“ verdeutlicht werden. Bei allen 4 Messkurven wird ausschließlich das erste Spinensemble, welches nun als Quantenbit 1 bezeichnet wird, detektiert. Die schwarze Kurve zeigt das Quantenbit 1 im Zeitbereich von 2,8 bis 5,4 ns nach der Initialisierung. Die rote Messkurve zeigt Quantenbit 1, wenn ein Kontrollpuls zur optischen Spinrotation eines zweiten Quantenbit um π eintrifft. Dieses zweite Quantenbit wird jedoch **nicht** initialisiert. Der Kontrollpuls ist um 5,4 meV zu Pump 1 verstimmt. Der Spinvektor des ersten Unterensembles ist zum Zeitpunkt des Kontrollpuls 2 Einschlages senkrecht zur optischen Achse, wodurch nach $\varphi = 2 \arctan(\sigma/\Delta E)$ eine Rotation um etwa $\varphi \approx 30^\circ$ stattfindet. Der Wert für die Pulsbreite σ beträgt in dieser Messung etwa 1,5 meV. Die grüne Kurve zeigt Quantenbit 1, wenn Quantenbit 2 ebenfalls initialisiert wurde. Dieses zweite Quantenbit wird durch einen Kontrollpuls 2 um π rotiert. Daraufhin erfolgt für das Quantenbit 1 ebenfalls eine deutliche Spinrotation. Die blaue Kurve ist das Referenzsignal des mit Quantenbit 2 gekoppelten Quantenbit 1. Die Manipulation von Quantenbit 2 hat eine starke Auswirkung auf Quantenbit 1. Dies kann nicht auf einen klassischen Effekt zurückgeführt werden.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass eine Wechselwirkung zwischen zwei Quantenpunkt-Unterensembles stattfindet. Wird lediglich das erste Unterensembles polarisiert, so ist die Larmorpräzession um das externe Magnetfeld zu beobachten. Wird zusätzlich ein zweites Unterensembles ausgerichtet, so kann eine mit der Zeit linear anwachsende Phasenverschiebung in der Präzession von Spinensemble 1 gemessen werden. Als ein Parameter für den Betrag der Phasenverschiebung kann die Anzahl der Spins in den polarisierten Unterensembles ausgemacht werden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei einer hohen Anzahl ausgerichteter Spins der mittlere Abstand zwischen diesen abnimmt. Ein weiterer für den Betrag der Phasenverschiebung relevanter Parameter ist die Anregungsleistung von Pump 2. Das Verhalten ähnelt der Rabi-Oszillation. Des Weiteren hängen Betrag und Vorzeichen vom Produkt der Spinvektoren $\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$ ab. Dazu wurde ein Modell zweier wechselwirkender Spins mit leicht unterschiedlicher Larmorpräzessionsfrequenz angefertigt, die durch eine Heisenberg-Wechselwirkung gekoppelt sind. Das Experiment zeigt eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Berechnungen, wenn die Kopplungskonstante J zwischen 1 und 3,5 μeV liegt. Durch die Wechselwirkung der Spinensembles nimmt die Signalamplitude schneller ab, als dies durch Dephasierung üblich ist. Ebenso kann eine Modulation der Amplitudeneinhüllenden deutlich detektiert werden. Dies ist ein Hinweis auf eine sich aufbauende Verschränkung zwischen den beiden Unterensembles. Es wurde gezeigt, dass eine optische Spinrotation der Spins von Unterensembles 2 ebenfalls den Erwartungswert der Spins des ersten Ensembles ändert.

4.6 Kurzzusammenfassung: Experimentelle Ergebnisse

Zur Realisierung eines Quantencomputers muss ein Quantenbit erzeugt, ausgelesen und kontrolliert werden. Ebenso wird eine Quelle der Verschränkung zwischen den Quantenbits benötigt. Durch die in dieser Arbeit dargestellten Messergebnisse wurde gezeigt, dass der Elektronenspin in Quantenpunkten diese vier Kriterien erfüllen kann. Die Experimente wurden an einem negativ dotierten Quantenpunktensemble durchgeführt.

Der Spin der Elektronen kann mit der Pump&Probe-Technik durch bis zu 80 ps lange Laserpulse polarisiert werden. Die Effizienz dieser Anregung nimmt jedoch ab, wenn eine Spinpräzession um das externe Magnetfeld während der Anregung stattfindet. Um bei zeitlich langen Pumpspulsen weiterhin eine hohe Spinpolarisation zu erreichen, muss die Larmorfrequenz der Elektronenspins reduziert werden. Das Produkt, bestehend aus Larmorfrequenz und Pumpspulsdauer, sollte deshalb den Wert 1 nicht übersteigen. Auch das Detektieren der präzedierenden Spins sollte mit kurzen Laserpulsen erfolgen. Sind die Probepulse zeitlich zu lang, ändert der Spinvektor während der Detektion seine Orientierung. Somit kann die Larmorpräzession nicht mehr hinreichend aufgelöst werden, was zu einer Verringerung der Signalamplitude führt. Auch hier empfiehlt es sich, dass das Produkt aus Larmorfrequenz und Probepulsdauer den Wert 1 nicht übersteigt. Es wurde ebenfalls festgestellt, dass die spektrale Breite des Probepulses nicht wesentlich breiter sein sollte als der Pumpspuls, da ansonsten viele unpolarisierte Spins den Probestrahl beeinflussen. Dies führt zu einem erhöhten Rauschen im Messsignal. Etwa 2 ps lange Laserpulse bieten die Möglichkeit, eine hohe Spinpolarisation bei Magnetfeldern bis zu einigen Tesla zu erzeugen und diese auch zu detektieren. Des Weiteren ist die spektrale Breite im Millielektronenvolt-Bereich, wodurch ein Unterensemble, bestehend aus etwa 10% des Quantenpunktensembels, gezielt polarisiert werden kann.

Es wurde dargestellt, dass die durch einen Pumpspuls erzeugte z -Komponente der Spinpolarisation sowohl durch Faraday-Rotation, als auch durch die Elliptizität des Probestrahls ausgelesen werden kann. Der zeitliche Signalverlauf beider Messmethoden unterscheidet sich jedoch nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ. Durch die Spinpolarisation ändern sich Real- und Imaginärteil des Brechungsindex innerhalb der Probe. Für die Faraday-Rotation ist der Realteil verantwortlich, für die Elliptizität der Imaginärteil. Der spektrale Verlauf dieser Teile kann bestimmt werden, wenn der Probestrahl aus der energetischen Resonanz des Pumpstrahls verstimmt wird. Dabei fällt auf, dass bei geringer Verstimmung (1 meV) die Signalamplitude der Faraday-Rotation höher ist, als bei resonanter Pump- und Probeenergie. Bei weiterer Verstimmung nimmt die Amplitude wieder ab. Das Elliptizitäts-Signal ist maximal, wenn der Probepuls resonant zum Pumpspuls ist. Schon bei einer Verstimmung von 2 meV kann nahezu keine Spinpolarisation detektiert

werden. Dies führt auch dazu, dass die Inhomogenitäten der Quantenpunktprobe weitaus weniger störend zum Messsignal beitragen.

Um aus dem Spin eines Elektrons in einem Quantenpunkt ein Quantenbit zu erhalten, muss der Spinvektor in jede beliebige Position auf der Blochkugel gebracht werden. Dies wird auf einer Pikosekunden-Zeitskala durch optische Spinrotation ermöglicht. Der dazu notwendige Kontrollpuls hat eine Pulsfläche von 2π , um keine neue Spinkohärenz zu erzeugen. Ist dieser Puls energetisch resonant zur Pump&Probe-Energie, so wird der Spin um den Winkel π um die optische Achse rotiert. Dadurch ist es möglich, die Spinpolarisation wieder zu refokussieren und ein Spinecho zu erhalten. Durch das Verstimmen des Kontrollpulses aus der Resonanz kann der Drehwinkel gewählt werden. Die durchgeführte Methode zur optischen Spinrotation hat sich als robust erwiesen. So ist es möglich, den Spinvektor in Richtung des externen Magnetfeldes zu drehen. Der Zustand bleibt daraufhin erhalten, bis ein um mehr als 1 ns zeitverzögerter zweiter Kontrollpuls, den Spinvektor zurück in die Präzessionsebene bringt.

Dadurch sind drei Punkte der zu erreichenden DiVincenzo-Kriterien erfüllt. Die Spins innerhalb eines Quantenpunktensembles können polarisiert, ausgelesen und kontrolliert werden. Es wurde folglich ein makroskopisches Spin-Quantenbit erzeugt. Zusätzlich wurde gezeigt, dass zwei dieser Quantenbits durch eine Heisenberg-Wechselwirkung gekoppelt sind. Dabei zeigen sich Hinweise auf Verschränkung. Die Inhomogenitäten eines Spinensembles führen zu einer Dephasierung der Spinpolarisation. Dies wird häufig als wesentlicher Nachteil gegenüber der Betrachtung eines einzelnen Quantenpunktes angesehen. Es wurde gezeigt, dass eine kohärente Wechselwirkung zwischen zwei Unterensembles in einem selbstorganisierten Quantenpunktensemble existiert. Diese Wechselwirkung wird durch die Inhomogenitäten der Probe ermöglicht. Durch die Kopplung der Unterensembles kommt es zu einer, mit der Zeit zunehmenden, Phasenverschiebung der Larmorpräzession. Die Phasenverschiebung ist abhängig von der Anregungsleistung und dem mittleren Abstand der Quantenpunkte. Dieser Abstand beträgt bis zu 110 nm. Die Wechselwirkung kann durch einen Heisenberg-Hamiltonian ausgedrückt werden und hängt dementsprechend von der relativen Spinorientierung der beiden Spinvektoren ab. Die Kopplungskonstante liegt im Mikroelektronenvolt-Bereich und ist damit etwa 10^9 höher, als dies durch eine klassische Dipol-Dipol Wechselwirkung der Fall wäre. Durch die kohärente Wechselwirkung nimmt die gemessene Spinpolarisation schneller ab, als dies durch Dephasierung üblich ist. Zusätzlich kann eine Modulation des Messsignals detektiert werden. Dies sind Hinweise für eine sich aufbauende Verschränkung. Ebenso ist es gelungen durch eine Manipulation von Spinensembles 2 den Erwartungswert von Spinensemble 1 ebenfalls zu manipulieren. Somit wurden zwei Operationen mit einem „Schaltvorgang“ durchgeführt.

Kapitel 5

Ausblick auf zukünftige Messungen

Ziel zukünftiger Messungen wird es sein, die Dichtematrix des 2-Quantenbit-Systems zu bestimmen. Zur Tomographie des Quantenzustandes genügt es nicht die Erwartungswerte der beiden Quantenbits einzeln zu messen, sondern es müssen auch die Erwartungswerte von $\langle S_{\alpha,1} \otimes S_{\beta,2} \rangle$ mit $\alpha, \beta = x, y, z$ bestimmt werden. Dies sind bei dem 2-Quantenbitsystem 15 zu bestimmende Parameter. Dazu werden zwei spektral voneinander getrennte Probestrahlen benötigt, wovon jeweils einer resonant zur Anregungsenergie der beiden Quantenbits ist. Das Ausleseprofil der einzelnen Strahlen ist gering genug, um nur das zugehörige Quantenbit zu detektieren. Die Detektion der S_z -Komponenten erfolgt über die Messung der Elliptizität der Probestrahlen. Da bekannt ist, dass der Spin in der y - z -Ebene um das externe Magnetfeld präzediert, kann ebenfalls die S_y -Komponente aus diesen Messungen bestimmt werden. Zusätzlich muss die S_x -Komponente bestimmt werden, welches durch optische Spinrotation um die z -Achse um 90° ermöglicht wird.

Das Prinzip wird in Abbildung 5.1 dargestellt. Betrachtet man den Idealfall, so bleibt die z -Komponente von dieser Rotation unbeeinflusst. Die y -Komponente wird aus der Präzessionsebene herausgedreht und trägt folglich nicht weiter zum Messsignal bei. Dafür wird sie durch die S_x -Komponente ersetzt, welche fortan als „neue S_y -Komponente“ betrachtet wird. Die optische Spinrotation verursacht folglich eine Amplituden- und Phasenänderung des Messsignals, woraus die gewünschte Komponente bestimmt werden kann. Erste Messungen an einem einzelnen und einem gekoppelten Quantenbit zeigen bereits einen vielversprechenden Ansatz. Dabei trifft der Kontrollpuls ein, wenn die z -Komponente gering ist. Durch die Rotation werden viele Spins aus der Präzessionsebene herausgedreht.

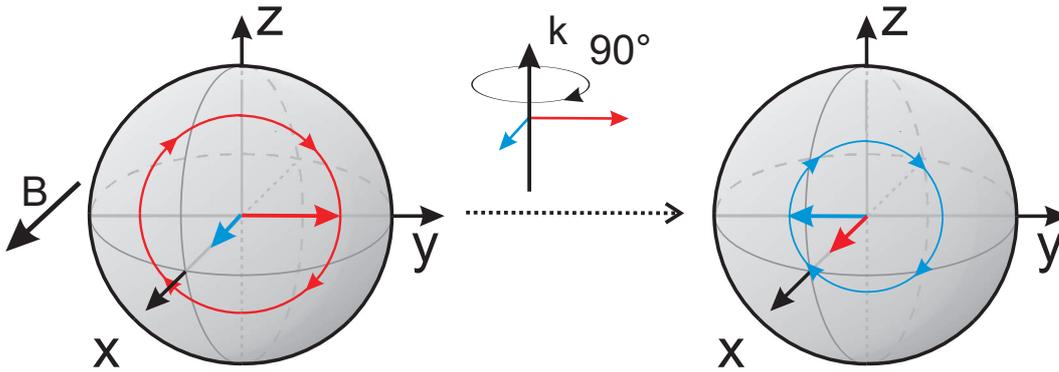


Abbildung 5.1

Schematische Darstellung zur optischen Spintomographie der x -Komponente eines Quantenbits. Durch einen Kontrollpuls findet eine Rotation um $\pi/2$ um die optische Achse statt. Dadurch wird die x -Komponente der Spins in die Präzessionsebene gedreht. Die z -Komponente bleibt unbeeinflusst und die y -Komponente verlässt die Präzessionsebene.

Bei der bisher durchgeführten Spintomographie wird lediglich ein zu Pump 1 resonanter Probestrahl verwendet, wodurch ausschließlich die Spinkomponenten von Quantenbit 1 ausgelesen werden.

An dieser Stelle soll zunächst die Spintomographie für das 1-Quantenbit-System betrachtet werden.

Aus der, in Abbildung 5.2 (a) dargestellten, schwarzen Pump&Probe-Kurve werden die drei Erwartungswerte $\langle S_x \rangle$, $\langle S_y \rangle$ und $\langle S_z \rangle$ folgendermaßen bestimmt:

Zunächst wird abgelesen, welche Signalamplitude im letzten Maximum vor dem Eintreffen des Kontrollpulses vorhanden ist. Diese Amplitude wird als $\langle S_{z,\max} \rangle = 1$ bezeichnet. Das Vorzeichen dieser z -Komponente ist positiv, wenn das Messsignal sich im Maximum befindet. Anschließend wird der Erwartungswert $\langle S_z \rangle = 0,15$ abgelesen, der zum bekannten Zeitpunkt des Eintreffens des Kontrollpulses (hier: $t = 4,173$ ns) existiert. Aufgrund der Polarität des Magnetfeldes kann ermittelt werden, dass die y -Komponente des Spinvektors zu diesem Zeitpunkt ein negatives Vorzeichen hat.

Daraus lässt sich

$$\langle S_y \rangle = -\sqrt{\langle S_{z,\max} \rangle^2 - \langle S_z \rangle^2} = -0,99 \quad (5.1)$$

bestimmen. Anschließend wird die Amplitude $A_{\text{ist}} = 0,26$ und die Phase¹ der Schwingung-

¹Aufgrund der geringen Phasenänderung wird in diesem Beispiel auf die Betrachtung der Phase verzichtet.

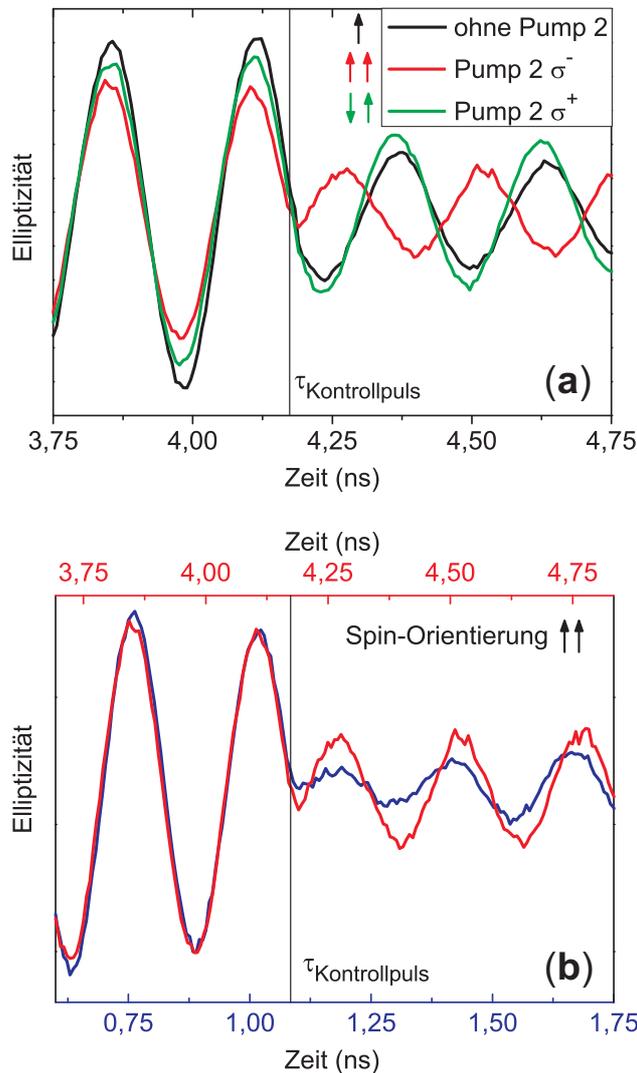


Abbildung 5.2

Pump&Probe-Messung zur Bestimmung der Spinkomponenten. Die schwarze Kurve in Abbildung (a) zeigt Quantenbit 1. Etwa 4,2 ns nach der Initialisierung wird eine Spinrotation um 90° durchgeführt. Die rote und die grüne Kurve zeigt die Messkurve, wenn zusätzlich Quantenbit 2 initialisiert wird. Die Spinorientierung zu Quantenbit 1 ist antiparallel (grün) oder parallel (rot). Verglichen mit der schwarzen Kurve, ist die Amplitude der grünen Messkurve vor dem Kontrollpuls geringer und nach der Rotation etwas höher. Die rote Kurve zeigt, dass sich die Phase der Larmorpräzession durch die Spinrotation deutlich verschoben hat. Durch Verschränkung hat sich eine x -Komponente ausgebildet, welche in die Präzessionsebene gedreht wird. Die rote Kurve ist ebenfalls in Abbildung (b) dargestellt. Es gilt die Zeitskala der oberen Achse. Bei der blauen Kurve (untere Zeitskala) trifft der Kontrollpuls bereits nach 1,1 ns ein. Zu diesem frühen Zeitpunkt sind weniger Spins der Quantenbits miteinander verschränkt und die sich ausbildende x -Komponente

ist geringer. Die Amplitude vor Eintreffen des Kontrollpulses beider Kurven wurde auf den gleichen Wert normiert. Das Magnetfeld während der Messung beträgt $B = 0,5$ T.

gen des Messsignals nach dem Kontrollpuls abgelesen. Ist die Effizienz der Spinrotation bekannt, kann bestimmt werden, welche Signalamplitude und Phase vorhanden wäre, wenn $\langle S_x \rangle = 0$ wäre. Für dieses Beispiel wird angenommen, dass 80% der y -Komponente aus der Präzessionsebene heraus in die $+x$ -Richtung gedreht wird. Daher sollte die Signalamplitude A_{soll}

$$A_{\text{soll}} = \sqrt{(0,2\langle S_y \rangle)^2 + \langle S_z \rangle^2} = 0,25 \quad (5.2)$$

betragen. Die erwartete Phase und die gemessene Phase der Larmorpräzession ist in diesem Beispiel nahezu gleich. Auch die Amplituden unterscheiden sich (nahezu) nicht. Trotzdem soll in diesem Beispiel die geringe Differenz genutzt werden, um das Prin-

zip zu verdeutlichen, wie der Erwartungswert $\langle S_x \rangle$ bestimmt werden kann. Dabei wird wieder die gleiche „Dreheffizienz“ berücksichtigt, wonach 80% der x -Komponente in die Präzessionsebene gedreht wird:

$$\langle S_x \rangle = (A_{\text{soll}} - A_{\text{ist}})/0,8 = -0,02. \quad (5.3)$$

Da nun die drei Erwartungswerte $\langle S_x \rangle$, $\langle S_y \rangle$ und $\langle S_z \rangle$ durch die Spintomographie bekannt sind, kann die Dichtematrix ρ mit Hilfe der Pauli-Matrizen

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

bestimmt werden [129]:

$$\rho = \frac{1}{2} \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \langle S_x \rangle \sigma_x + \langle S_y \rangle \sigma_y + \langle S_z \rangle \sigma_z \right]. \quad (5.4)$$

Für das Quantenbit ergibt sich somit eine Dichtematrix

$$\rho = \begin{pmatrix} 0,57 & -0,01 + i0,49 \\ -0,01 - i0,49 & 0,43 \end{pmatrix}. \quad (5.5)$$

Im Abschnitt 4.5 wurde gezeigt, dass Hinweise auf Verschränkung der 2-Quantenbit-Systeme existieren. Aus der in Abbildung 5.2 (a) gezeigten roten und grünen Kurve werden die Erwartungswerte $\langle S_{x,1} \rangle$, $\langle S_{y,1} \rangle$ und $\langle S_{z,1} \rangle$ des ersten Quantenbits bestimmt. Dies erfolgt für die parallele und antiparallele Spinorientierung nach dem gleichen Prinzip, wie für das 1-Quantenbit-System. Aus der Messung dieses 1-Quantenbit-Systems wird jedoch die Signalamplitude für $\langle S_{z,1} \rangle = 1$ entnommen. Tabelle 5.1 zeigt die Erwartungswerte $\langle S_{x,1} \rangle$, $\langle S_{y,1} \rangle$ und $\langle S_{z,1} \rangle$ sowie den Betrag von Quantenbit 1.

Erwartungswert	$\uparrow\uparrow$	$\uparrow\downarrow$
$\langle S_{x,1} \rangle$	0,46	-0,30
$\langle S_{y,1} \rangle$	-0,71	-0,91
$\langle S_{z,1} \rangle$	0,01	0,11
$ S_1 $	0,85	0,96

Tabelle 5.1

Erwartungswerte von Quantenbit 1 zum Zeitpunkt $t = 4,173$ ns. Der Betrag von S_1 ist geringer als 1, welches ein weiterer Hinweis für eine Verschränkung mit Quantenbit 2 ist.

Um die Dichtematrix des 2-Quantenbit-Systems zu bestimmen, müssen die Komponenten von Quantenbit 2 ebenfalls bestimmt werden. Eine höhere Schwierigkeit wird es sein, den Erwartungswert der Korrelationen $\langle \mathbf{S}_\beta \otimes \mathbf{S}_\gamma \rangle$ zu bestimmen. Diese können jedoch über die Ableitung nach der Zeit von $\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle$ bestimmt werden [130]. Für die Indizes gilt je:

$$\alpha, \beta, \gamma = x, y, z.$$

Der Hamiltonian des Systems setzt sich aus dem Zeeman-Term der präzedierenden Spins und der Heisenberg-Wechselwirkung zusammen.

$$H = \sum_j -g_j \mu_B \mathbf{B} \mathbf{S}_j + J \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 \quad \text{mit } j = 1, 2 \quad (5.6)$$

Für die zeitliche Ableitung der Spinkomponente α von Spin j gilt:

$$\frac{d}{dt} \langle S_{\alpha, j} \rangle = \frac{-1}{i\hbar} \langle [H, S_{\alpha, j}] \rangle. \quad (5.7)$$

Es kann gezeigt werden, dass

$$\frac{d}{dt} \langle S_{\alpha, j} \rangle = \frac{-1}{\hbar} \sum_{\beta, \gamma} \epsilon_{\beta\alpha\gamma} (-g_j \mu_B B_{\gamma, j} \langle S_{\gamma, j} \rangle + J (\delta_{2, j} \langle S_{\beta, 1} \otimes S_{\gamma, 2} \rangle + \delta_{1, j} \langle S_{\gamma, 1} \otimes S_{\beta, 2} \rangle)) \quad (5.8)$$

gilt. Die Größe $\epsilon_{\beta\alpha\gamma}$ ist der Epsilon-Tensor und δ die Deltafunktion. Durch die zeitaufgelöste Pump&Probe-Spektroskopie kann $\frac{d}{dt} \langle S_{\alpha, j} \rangle$ und $\langle S_{\gamma, j} \rangle$ bestimmt werden. Die Kopplungskonstante der Heisenberg-Wechselwirkung J ist probenstellenabhängig und muss ebenfalls bestimmt werden. Diese kann durch die sich aufbauende Phasenverschiebung der Larmorpräzession oder, wie in Abschnitt 4.5 beschrieben, durch den Zeitpunkt des Modulationsmaximums ermittelt werden.

Die rote Kurve in Abbildung 5.2 (b) zeigt die Pump&Probe-Messkurve von Quantenbit 1, welches mit Quantenbit 2 wechselwirkt. Es handelt sich dabei um die gleiche rote Kurve wie in Abbildung (a). Zum Zeitpunkt der Initialisierung des zweiten Quantenbit ist die Spinorientierung parallel zueinander. Durch die von dem Kontrollpuls verursachte Spinrotation um 90° ergibt sich eine deutliche Phasenverschiebung der Larmorpräzession. Dies ist auf die ausgeprägte x -Komponente zurückzuführen. Die blaue Kurve zeigt ebenfalls Quantenbit 1, wobei der Kontrollpuls schon nach etwa 1,1 ns die Spinrotation vollzieht. Zu diesem früheren Zeitpunkt konnte sich „weniger Verschränkung aufbauen“ und die x -Komponente ist dadurch wesentlich geringer. Daher ist die Amplitude der Larmorpräzession nach dem Kontrollpuls geringer als bei der roten Kurve.

Es wird die Aufgabe zukünftiger Messungen sein, die 15 Erwartungswerte der 2-Quantenbit-Systeme in Abhängigkeit von der Zeit zu bestimmen. Dadurch kann der zeitliche Verlauf der Dichtematrix ermittelt werden. Des Weiteren kann ein drittes verschränktes Quantenbit erzeugt werden, um mit einem GHZ-Experiment [131] (GHZ- Greenberger, Horne, Zeilinger) den quantenmechanischen Charakter des Systems nachzuweisen.

Literaturverzeichnis

- [1] P. E. Ceruzzi, *A history of modern computing* (Massachusetts Institute of Technology, 2003).
- [2] München Infineon Technologies AG, *Halbleiter: Technische Erläuterungen, Technologien und Kenndaten, 3. Auflage* (Publics Corporate Publishing, Erlangen, 2004).
- [3] Redaktion: Silvia Krings u.a., *Statistisches Jahrbuch 2010* (Statistisches Bundesamt Deutschland, Wiesbaden, 2010).
- [4] Intel GmbH Munich, http://www.intel.com/de_DE/consumer/products/processors/corei7-specs.htm, abgerufen am 20.12.2010.
- [5] P. Levi, U. Rembold, *Einführung in die Informatik für Naturwissenschaftler und Ingenieure, 4. Auflage* (Carl Hanser Verlag, München, Wien, 2003).
- [6] R. P. Feynman, *Int. J. Theor. Phys.* **21**, 467 (1982).
- [7] M. Richter, G. Arnold, B. Trieu, T. Lippert, *In: Parallel Computing: Architectures, Algorithms and Applications* (IOS Press, 2008).
- [8] P.W. Short, *Proceedings of the 35th symposium on the foundations of computer science*, (IEEE Society Press, Los Alamitos, 1994), p. 124.
- [9] D. Coppersmith, arXiv:quant-ph/0201067v1 (2002).
- [10] L. K. Grover, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 325 (1997).
- [11] H.-J. Briegel, I. Cirac, P. Zoller, *Physikalische Blätter* 55 **9**, 37 (1999).
- [12] J. I. Cirac, P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4091 (1995).
- [13] I. L. Chuang, N. A. Gershenfeld, M. Kubinec, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3408 (1998).
- [14] D. Cory, A. Fahmy, T. Havel, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **94**, 1634 (1997).
- [15] J. A. Jones, M. Mosca, R. H. Hansen, *Nature* **393**, 344 (1998).
- [16] A. Shnirman, G. Schön, Z. Hermon, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2371 (1997).

-
- [17] Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, H. J. Kimble, Phys. Rev. Lett. **75**, 4710 (1995).
- [18] D. Loss, D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. A **57**, 120 (1998).
- [19] A. Imamoglu, D. D. Awschalom, G. Burkard, D. P. DiVincenzo, D. Loss M. Sherwin, A. Small, Phys. Rev. Lett. **83**, 4204 (1999).
- [20] G. Burkard, D. Loss, D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. B **59**, 2070 (1999).
- [21] D. P. DiVincenzo, arXiv:quant-ph/0002077v3 (2000).
- [22] P. W. Shor, Phys. Rev. A. **52**, R2496 (1995).
- [23] A. M. Steane, Phys. Rev. Lett. **77**, 793 (1996).
- [24] E. Knill, R. Laflamme, W. H. Zurek, Science **279**, 342 (1998).
- [25] A. Grelich, D.R. Yakovlev, A. Shabaev, A.L. Efros, I.A. Yugova, R. Oulton, V. Starache, D. Reuter, A. Wieck, M. Bayer, Science **313**, 341 (2006).
- [26] D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. A **51**, 1015 (1995).
- [27] G. J. Beirne, C. Hermannstädter, L. Wang, A. Rastelli, O. G. Schmidt, P. Michler, Phys. Rev. Lett. **96**, 137401 (2006).
- [28] G. Schedelbeck, W. Wegscheider, M. Bichler, G. Abstreiter, Science **278**, 1792 (1997).
- [29] M. Bayer, P. Hawrylak, K. Hinzer, S. Fafard, M. Korkusinski, Z. R. Wasilwski, O. Stern, A. Forchel, Science **291**, 451 (2001).
- [30] B. W. Lovett, J. H. Reina, A. Nazir, C. A. D. Briggs, Phys. Rev. B **68**, 205319 (2003).
- [31] F. Troiani, E. Molinari, U. Hohenester, Phys. Rev. Lett. **90**, 206802 (2003).
- [32] H. J. Krenner, M. Sabathil, E. C. Clark, A. Kress, D. Schuh, M. Bichler, G. Abstreiter, J. J. Finley, Phys. Rev. Lett. **94**, 057402 (2005).
- [33] A. S. Bracker, M. Scheibner, M. F. Doty, E. A. Stinaff, I. V. Ponomarev, J. C. Kim, I. J. Whitman, T. L. Reinecke, D. Gammon, Appl. Phys. Lett. **89**, 233110 (2006).
- [34] D. Kim, S. E. Economou, Ş. C. Bădescu, M. Scheibner, A. S. Bracker, M. Bashkanskiy, T. L. Reinecke, D. Gammon, Phys. Rev. Lett. **101**, 236804 (2008).

- [35] D. Kim, S. G. Carter, A. Greulich, A. S. Bracker, D. Gammon, *Nature Physics* doi:10.1038/nphys1863 (2010).
- [36] A. Greulich, S. Spatzek, I. A. Yugova, I. A. Akimov, D. R. Yakovlev, Al. L. Efros, D. Reuter, A. D. Wieck, M. Bayer, *Phys. Rev. B* **79**, 201305R (2009).
- [37] C. Weißmantel, C. Hamann, *Grundlagen der Festkörperphysik* (Wiley-VCH, Weinheim, 1979).
- [38] S. F. Klingshirn, *Semiconductor Optics* (Springer-Verlag, Berlin, 1995).
- [39] N. W. Ashcroft, D. N. Mermin, *Festkörperphysik, 3. Auflage* (Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 2007).
- [40] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik-13., korrigierte Aufl.* (Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 2002).
- [41] G. Czycholl, *Theoretische Festkörperphysik, 2. Auflage* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2004).
- [42] M. L. Cohen, T. K. Bergstresser, *Phys. Rev.* **141**, 789 (1966).
- [43] M. Rohlfing, P. Krüger, J. Pollmann, *Phys. Rev B* **48**, 17791 (1993).
- [44] P. Kratzert, *Molekularstrahlepitaxie von II-VI Quantenpunkten*, Dissertation, Humboldt Universität Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I (2002).
- [45] U. Hilleringmann, *Silizium Halbleitertechnologie* (Teubner Studienbücher, 2004).
- [46] Hergestellt am „Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik“ unter Leitung von Andreas D. Wieck, Ruhr-Universität Bochum.
- [47] I. N. Stranski, L. Krastanov, *Sitzungsberichte der Akad. Wiss. in Wien Abt IIb* **146**, 797 (1937).
- [48] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reaves, S. P. Denbaars, P. M. Petroff, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 3203 (1993).
- [49] D. Leonard, K. Pond, P. M. Petroff, *Phys. Rev. B* **50**, 11687 (1994).
- [50] T. T. Ngo, P. M. Petroff, H. Sakaki, J. L. Merz, *Phys. Rev. Lett. B* **53**, 9618 (1996).
- [51] O. Gywat, H. J. Krenner, J. Berezovsky, *Spin coherence in semiconductors* (Wiley-VCH, Weinheim, 2010).
- [52] S. Fafard, C. N. Allen, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2374 (1999).

- [53] I. Sanger, D. R. Yakovlev, B. Kaminski, R. V. Pisarev, V. V. Pavlov, M. Bayer, Phys. Rev. B **74**, 165208 (2006).
- [54] L. M. Kansakaya, D. Z. Garbuzov, R. I. Dzhioev, V. G. Fleischer, Sov. Phys. Solid State **14**, 1481 (1972).
- [55] D. Gammon, D. G. Steel, Physics Today 55 **10**, 36 (2002).
- [56] E. Poem, Y Kodriano, C. Tradonsky, N. H. Lindner, B. D. Garardot, P. M. Petroff, D. Gerhoni, Nature Physics **6**, 993 (2010).
- [57] A. Greilich, R. Oulton, E. A. Zhukov, I.A. Yugova, D. R. Yakovlev, M. Bayer, A. Shabaev, I. A. Merkulov, V. Stavarache, D. Reuter, A. Wieck, Phys. Rev. Lett. **96**, 227401 (2006).
- [58] A. Shabaev, Al. L. Efros, D. Gammon, I. A. Merkulov, Phys. Rev. B **68**, 201305 (2003).
- [59] M. V. G. Dutt, J. Cheng, B. Li, X. Xu, X. Li, P. R. Berman, D. G Steel, A. S. Bracker, D. Gammon, S. E. Economou, R.-B. Liu, L. J. Sham, Phys. Rev. Lett. **94**, 207401 (2005).
- [60] M. Oestreich, S. Hallstein, A. P. Heberle, K. Eberl, E. Bauser, W. W. Rühle, Phys. Rev. B **53**, 7911 (1996).
- [61] M. J. Snelling, E. Blachwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley, C. T. B. Foxon, Phys. Rev. B **45**, 3922 (1992).
- [62] B. Beschoten, *Spin coherence in semiconductors* (In: S. Bügel, T. Buckel, C. M. Schneider: *Magnetism goes Nano*, Reihe Materie und Material, 26, Forschungszentrum Jülich, 2005).
- [63] I. A. Merkulov, Al. L. Efros, M. Rosen, Phys. Rev. B **65**, 205309 (2002).
- [64] A. V. Khaetskii, D. Loss, L. Glazman, Phys. Rev. Lett. **88**, 186802 (2002).
- [65] R. de Sousa, S. Das Sarma, Phys. Rev. B **67**, 033301 (2005).
- [66] M. E. Flatte, J. M. Byers, W. H. Lau, *Semiconductor Spintronics in Quantum Computation*, edited by D.D. Awschalom and N. Samarth (Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2002).
- [67] M. Kroutvar, Y. Ducommun, D. Heiss, M. Bichler, D. Schuh, G. Abstreiter, J. J. Finley, Nature **432**, 81 (2004).

- [68] A. Greilich, *Spin coherence of carriers in (In,Ga)As/GaAs quantum dots and quantum wells* (Dissertation, Universität Dortmund, 2007).
- [69] E. Schrödinger, Proc. Cambige Philos. Soc. **31**, 555 (1935).
- [70] M. Homeister, W. Bibel, R. Kruse, B. Nebel, *Quantum Computing verstehen. Grundlagen-Anwendungen-Perspektiven* (Vieweg, Wiesbaden, 2008).
- [71] C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, J. A. Smolin, W. K. Wootters, Phys. Rev. A **54**, 3824 (1996).
- [72] W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).
- [73] N. Bohr, Phys. Rev. **48**, 696 (1935).
- [74] G. Jaeger, *Entanglement, Information, and the Interpretation of Quantum Mechanics* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2009).
- [75] A. Einstein, B. Podolski, N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
- [76] W. K. Wootters, Physics **1**, 195 (1964).
- [77] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, R. A. Holt, Phys. Rev. Lett. **23**, 880 (1969).
- [78] A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, Phys. Rev. Lett. **49**, 91 (1982).
- [79] A. Aspect, J. Dalibard, G. Roger, Phys. Rev. Lett. **49**, 1804 (1982).
- [80] D. Salart, A. Baas, J. A. W. van Houwelingen, N. Gisin, H. Zbinden, Nature **454**, 861 (2008).
- [81] D. Salart, A. Baas, C. Branciard, N. Gisin, H. Zbinden, Nature **454**, 861 (2008).
- [82] D. Salart, A. Baas, C. Branciard, N. Gisin, H. Zbinden, Nature **409**, 791 (2001).
- [83] A. K. Zvezdin, V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (Institute of Physics Publishing, London, 1997).
- [84] C. Gerthsen, D. Meschede (Hrsg.), zuvor bearbeitet von H. Vogel, *Gerthsen Physik, 21. Aufl.* (Springer, Berlin, 2002).
- [85] A. Greilich, A. Shabaev, D.R. Yakovlev, A.L. Efros, I.A. Yugova, I.A. Yugova, D. Reuter, A. Wieck, M. Bayer, Science **317**, 1896 (2007).
- [86] A. K. Hüttel, J. Weber, A. W. Holleitner, D. Weinmann, K. Eberl, R. H. Blick, Phys. Rev. B **69**, 0073302 (2004).

- [87] V. L. Berkovits, A. I. Ekimov, V. I. Safarov, *Sov. Phys. JETP* **38**, 169 (1974).
- [88] D. Paget, *Phys. Rev. B* **25**, 4444 (1982).
- [89] F. Meier, B.P. Zakharchenya, *Optical Orientation* (North-Holland, Amsterdam, 1984).
- [90] T. Auer, R. Oulton, A. Bauschulte, D. R. Yakovlev, M. Bayer, S. Y. Verbin, R. V. Cherbunin, D. Reuter, A. D. Wieck, *Phys. Rev. B* **80**, 205303 (2009).
- [91] R. V. Cherbunin, S. Y. Verbin, T. Auer, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, I. Y. Gerlovin, I. V. Ignatiev, M. Bayer, *Phys. Rev. B* **80**, 035326 (2009).
- [92] T. Auer, *The Electron-Nuclear Spin System in (In,Ga)As Quantum Dots* (Ph.D. Thesis Universität Dortmund, 2008).
- [93] S. L. McCall, E. L. Hahn, *Phys. Rev. Lett* **18**, 908 (1967).
- [94] S. L. McCall, E. L. Hahn, *Phys. Rev.* **183**, 457 (1969).
- [95] P. W. Milonni, J. Eberly, *Laser Physics* (Wiley, Hoboken, 2010).
- [96] Vielen Dank an A. Schwan und S. Varwig.
- [97] P. F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, No.1, 125 (1986).
- [98] Mode Locked Ti:sapphire Laser, *User's Manual, Part Number 0000-232A, Rev D* (Spectra-Physics, Mountain View, CA, USA, 2002).
- [99] Mira Synchro Lock AP, *Operator's Manual, Rev AB* (Coherent Inc., USA, 4/2006).
- [100] D. Goldstein, *Polarized Light, 2nd Edition* (Dekker, New York, Basel, 2003).
- [101] J. Eichler, H. J. Eichler, *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen* (Springer, Heidelberg, Dordrecht, London, New York, 2010).
- [102] M. Vollmer, G. Liftin (Hrsg.), *Technische Optik in der Praxis* (Springer-Verlag, Heidelberg, 1997).
- [103] W. Eustachi, *Ausgewählte Grundlagenthemen zur elektrischen Signalübertragung und -verarbeitung, 2. Auflage* (Books on Demand GmbH, Norderstedt, 2008).
- [104] C. Enss, S. Hunklinger, *Tieftemperaturphysik* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2000).
- [105] ACTON Research Corporation, *Operating Instructions SpectraPro-300i, Rev. 997.1* (Acton, MA, USA).

- [106] APE Angewandte Physik & Elektronik GmbH, *PulseCheck Autocorrelator Manual* (Berlin, 2007).
- [107] S. A. Crooker, J. J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth, D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett **77**, 2814 (1996).
- [108] A. Seilmeier, H.-J. Hübner, G. Abstreiter, G. Weimann, W. Schlapp, Phys. Rev. Lett. **59**, 1345 (1987).
- [109] S. G. Carter, A. Shabaev, S. E. Economou, T. A. Kennedy, A. S. Bracker, T. L. Reinecke, Phys. Rev. Lett. **102**, 167403 (2009).
- [110] W. Becker, *Advanced-Time-Correlated-Counting-Techniques* (Springer, Berlin Heidelberg, 2010).
- [111] S. Spatzek, S. Varwig, M. M. Glazov, I. A. Yugova, D. Reuter, A. D. Wieck, D. R. Yakovlev, M. Bayer, unveröffentlicht .
- [112] M. M. Glazov, I. A. Yugova, S. Spatzek, A. Schwan, S. Varwig, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, M. Bayer, Phys. Rev. B **82**, 155325 (2010).
- [113] P. R. Berman, Am. J. Phys. **78**, 270 (2010).
- [114] E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Alpha Science, Harrow, UK, 2005).
- [115] I. A. Yugova, A. Greilich, D. R. Yakovlev, A. A. Kiselev, M. Bayer, V. V. Petrov, Yu. K. Dolgikh, D. Reuter, A. D. Wieck, Phys. Rev. B **75**, 245302 (2007).
- [116] A. Greilich, S. E. Economou, S. Spatzek, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, T. L. Reinecke, M. Bayer, Nature Physics **5**, 262 (2009).
- [117] S.E. Economou, L.J. Sham, Y. Wu, D.G. Steel, Phys. Rev. B **74**, 205415 (2006).
- [118] S. E. Economou, T. L. Reinecke, Phys. Rev. Lett. **99**, 217401 (2007).
- [119] F. Hahn, Phys. Rev. **80**, 580 (1950).
- [120] F. H. L. Koppens, K. C. Nowak, L. M. K. Vandersypen, Phys. Rev. Lett. **100**, 236802 (2008).
- [121] I. A. Yugova, A. Greilich, E. A. Zhukov, D. R. Yakovlev, M. Bayer, D. Reuter, A. D. Wieck, Phys. Rev. B **75**, 245302 (2007).
- [122] P. Michler, S. M. Ulrich, J. Weis, *Themenheft Forschung, Quantenmaterie* (im Auftrag des Rektorats, Universität Stuttgart, 2008).

- [123] V. Cerletti, W. Coish, O. Gywat, D. Loss, *Nanotechnology* **16**, R27 (2005).
- [124] O. Gywat, F. Meier, D. Loss, D. D. Awschalom, *Phys. Rev. B* **73**, 125336 (2006).
- [125] A. Schwan, B.-M. Meiners, A. B. Henriques, A. D. B. Maia, A. A. Quivy, S. Spatzek, S. Varwig, D. R. Yakovlev, M. Bayer, Akzeptiert bei *Appl. Phys. Lett.* (2011).
- [126] W. Heisenberg, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **25**, Number 1, 619 (1928).
- [127] M. Fox, *Quantum Optics: An Introduction* (Oxford University Press, Oxford, New York, 2006).
- [128] Rechnung und Grafik von S. E. Economou und T. L. Reinecke.
- [129] D. Gühne, H. Häffner, *Elektrotechnik & Informationstechnik* **124**, 131 (2007).
- [130] Private Kommunikation mit F. Güttge, *Theoretische Physik 2*, Technische Universität Dortmund.
- [131] D. M. Greenberger, M. A. Horne, A. Shimony, A. Zeilinger, *Am. J. Phys.* **58**, 1131 (1990).

Veröffentlichungen

1. „A way to a single frequency precession of an inhomogeneous ensemble of electron spins in InGaAs quantum dots“

A. Greilich, **S. Spatzek**, Al. L. Efros, I. A. Yugova, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, and M. Bayer

physica status solidi (c) **6**, (2), 428-431 (2009)

2. „Ultrafast optical rotations of electron spins in quantum dots“

A. Greilich, Sophia E. Economou, **S. Spatzek**, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, T. L. Reinecke, and M. Bayer

Nature Physics **5**, 262-266 (2009)

3. „Collective single-mode precession of electron spins in an ensemble of singly charged (In,Ga)As/GaAs quantum dots“

A. Greilich, **S. Spatzek**, I. A. Yugova, I. A. Akimov, D. R. Yakovlev, Al. L. Efros, D. Reuter, A. D. Wieck, and M. Bayer

Phys. Rev. B **79**, 201305(R) (2009)

4. „Effect of pump-probe detuning on the Faraday rotation and ellipticity signals of mode-locked spins in (In,Ga)As/GaAs quantum dots“

M. M. Glazov, I. A. Yugova, **S. Spatzek**, A. Schwan, S. Varwig, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, and M. Bayer

Phys. Rev. B **82**, 155325 (2010)

5. „Optical control of coherent interactions between electron spins in InGaAs quantum dots“

S. Spatzek, A. Greilich, Sophia E. Economou, A. Schwan, S. Varwig, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, T. L. Reinecke, and M. Bayer

Zur Veröffentlichung eingereicht bei

Phys. Rev. Lett.

6. „Dispersion of electron g-factor with optical transition energy in (In,Ga)As/GaAs self-assembled quantum dots“

A. Schwan, B.-M. Meiners, A. B. Henriques, A. D. B. Maia, A. A. Quivy, **S. Spatzek**, S. Varwig, D. R. Yakovlev, and M. Bayer

Appl. Phys. Lett. **98**, 233102 (2011)

7. „Mode-locked spin coherence generation and detection in (In,Ga)As/GaAs quantum dots by laser pulses of long duration“

S. Spatzek, S. Varwig, M. M. Glazov, I. A. Yugova, D. Reuter, A. D. Wieck, D. R. Yakovlev, and M. Bayer

Zur Veröffentlichung eingereicht bei

Phys. Rev. B.