

Wechselwirkung zwischen
zweidimensionalen Elektronengasen und
selbstorganisierten Quantenpunkten



DISSERTATION ZUR ERLANGUNG DES
DOKTORGRADES DER
NATURWISSENSCHAFTEN (DR. RER. NAT.)
DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK DER
UNIVERSITÄT REGENSBURG

vorgelegt von

Dominik Scholz aus

Regensburg

im Jahr 2012

Promotionsgesuch eingereicht am 19.06.2012.

Tag der mündlichen Prüfung: 18.10.2012.

Die Arbeit wurde angeleitet von PROF. DR. WERNER WEGSCHEIDER

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: PROF. DR. ANDREAS SCHÄFER

erster Gutachter: PROF. DR. WERNER WEGSCHEIDER

zweiter Gutachter: PROF. DR. DOMINIQUE BOUGEARD

weiterer Prüfer: PROF. DR. SERGEJ GANICHEV

Inhaltsverzeichnis

1	Vorwort	1
2	Grundlagen	5
2.1	Niederdimensionale Halbleitersysteme	5
2.1.1	Bandlücken in Halbleitern	5
2.1.2	Halbleiter-Grenzflächen im Bild der Bandstruktur	7
2.1.3	Zustandsdichten und Quantisierung in reduzierten Dimensionen	8
2.2	Quantenpunkte	10
2.2.1	Der Stranski-Krastanov Effekt	10
2.2.2	Modellierung von Quantenpunkten	11
2.3	Ladungsträger in Quantenpunkten	13
2.3.1	Photolumineszenz	13
2.3.1.1	Mechanismus	13
2.3.1.2	Spinaufspaltung zweifach negativ geladener Exzitonen	15
2.3.1.3	Leistungsabhängige Photolumineszenz	16
2.3.2	Tunnelrate für Elektronen	18
2.3.3	Der „quantum confined Stark effect“	20
2.4	Elektrische Eigenschaften zweidimensionaler Elektronengase	21
2.4.1	Reguläre und invertierte 2DEGs	21
2.4.2	Elektrische Kenngrößen eines 2DEG	23
2.4.2.1	Schichtwiderstand	23
2.4.2.2	Ladungsträgerdichte	23
2.4.2.3	Beweglichkeit	24
2.4.3	Einfluss eines Gates auf den Bandverlauf	24
2.4.4	Abschätzung der benötigten Beweglichkeit	25

2.4.5	Der Quanten-Hall-Effekt	26
2.4.5.1	Quantisierung eines 2DEG im Magnetfeld	26
2.4.5.2	Folgen für den Magnetotransport	27
3	Probenprozessierung	31
3.1	Probenwachstum und Schichtaufbau der Heterostrukturen	31
3.1.1	Molekularstrahlepitaxie	31
3.1.2	Klassifizierung verschiedener Probenotypen	33
3.1.3	Variation der Quantenpunktdichte	35
3.1.4	Bestimmung der Quantenpunktdichte	36
3.2	Oberflächenstrukturierung	37
3.2.1	Van-der-Pauw Geometrie	37
3.2.2	Prozessierung von Hallbars	38
3.2.3	Semitransparente Gates	39
4	Messtechnik	41
4.1	Charakterisierung elektrischer Kontakte	41
4.1.1	Leckstromkurven zwischen Gate und 2DEG	41
4.1.2	Ohmsche Kontakte zum 2DEG	43
4.2	Magnetotransportmessungen an 2DEG-Systemen	46
4.2.1	Schnellcharakterisierung	46
4.2.2	Shubnikov-de-Haas-Oszillationen und Quanten-Hall-Effekt	48
4.2.3	Vergleich der Methoden zur Elektronendichtebestimmung	49
4.3	Optische Charakterisierung von Quantenpunkten	49
4.3.1	Das Prinzip der konfokalen Mikroskopie	49
4.3.2	Mikro-Photolumineszenz	51
4.3.3	Realisierung eines Messaufbaus für Mikro-Photolumineszenz Spektroskopie	52
4.4	Elektrische Charakterisierung von Quantenpunkten	55
4.4.1	CV-Spektroskopie	55
4.4.2	Transportbasierte Detektion elektronischer Zustände	57
5	Analyse der selbstorganisierten Quantenpunkte	59
5.1	Form und Größe selbstorganisierter Quantenpunkte	60
5.2	Messungen an Quantenpunkt-Ensembles	62

5.3	Bestimmung der Energieniveaus mittels CV-Spektroskopie	65
5.4	Einzelquantenpunktspektroskopie	68
5.4.1	Leistungsabhängigkeit des QD-Spektrums	68
5.5	Einfluss von Gates und 2DEGs auf Quantenpunkte	72
5.5.1	Vergleich von SAQDs in Typ 1- und Typ 3-Strukturen	73
5.5.2	QCSE-Einfluss auf gateabhängige PL	76
5.5.3	Löcher-begrenzte PL-Intensität	78
5.5.4	Elektrostatisches Tuning der optischen Übergänge	80
6	Einfluss von Quantenpunkten auf zweidimensionale Elektronengase	85
6.1	Geometrische Faktoren	85
6.1.1	Einfluss der SAQD-Dichte	87
6.1.2	Einfluss des Abstands zwischen 2DEG und SAQDs	89
6.2	Verhalten des 2DEG unter Einfluss eines Gates	91
6.2.1	Magnetotransport unter Einfluss eines Gates	92
6.2.1.1	Gatespannungsabhängige Kenngrößen eines 2DEG	92
6.2.1.2	Hysteresefreie Variationen der Gatespannung	94
6.2.1.3	Abhängigkeit des Systems vom Ausgangszustand	97
6.3	Ladungsabhängigkeit des Transports im 2DEG	99
6.3.1	Umschalten des Ladezustands von SAQDs	100
6.3.2	Umladungsprozesse im 2DEG	104
7	Zusammenfassung	111
8	Anhang	115
8.1	Abkürzungen und Begriffsklärung	115
8.2	Übersicht über verwendete Wafer	116
8.3	Ätzprozesse	118
	Abbildungsverzeichnis	122
	Literaturverzeichnis	123
	Danksagung	139

1 Vorwort

Die Idee des Quantencomputers begeistert Wissenschaftler verschiedenster Fachgebiete. Bestimmte Probleme, wie die Faktorisierung großer Zahlen, die Suche in Datenbanken oder Simulationen beispielsweise auf dem Gebiet der Quantenchemie können von Quantencomputern wesentlich effizienter gelöst werden [56] als von konventionellen Computersystemen.

Das konventionelle Bit, das nur die Zustände „Null“ und „Eins“ annehmen kann, wird im Quantencomputer durch das *Qubit* abgelöst, das nicht nur seine Eigenzustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$, sondern auch alle möglichen Superpositionen seiner Eigenzustände der Form

$$|\Psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle \quad \text{mit} \quad |a|^2 + |b|^2 = 1$$

annehmen kann. Der Begriff des Qubit wurde 1995 von B. Schumacher geprägt [113]. Durch das Superpositionsprinzip und das Phänomen der Verschränkung von Zuständen unterscheidet sich das Qubit fundamental vom konventionellen Bit. Qubits können grundsätzlich mit jedem quantenmechanischen Zweiniveausystem realisiert werden. Verschiedene Konzepte wie Ionen in Ionenfallen, Kernspinresonanz oder auch supraleitende Systeme wie SQUIDS (*superconducting quantum interference device*) [21] werden auf ihre Verwendbarkeit für Quantencomputer geprüft.

D. P. DiVincenzo hat Kriterien zusammengetragen, die ein Konzept erfüllen muss, um ein geeignetes Qubit-System für Quanteninformationsverarbeitung und Quantenkommunikation darzustellen [29]. Ein nahezu perfekter Kandidat für ein solches Qubit, der viele der DiVincenzo-Kriterien erfüllen kann, ist der Spin des Elektrons mit den Eigenzuständen $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$. Die Manipulation des Elektronenspins beispielsweise in elektrostatisch definierten Quantenpunkten in einer Halbleitermatrix ist elektronisch [11, 53] sowie optisch [77, 91] inzwischen sehr gut beherrschbar [15, 57], und mit Halbleiterkristallen von höchster Qualität stehen geeignete Strukturen zur Verfügung, um Qubit-Systeme zu realisieren.

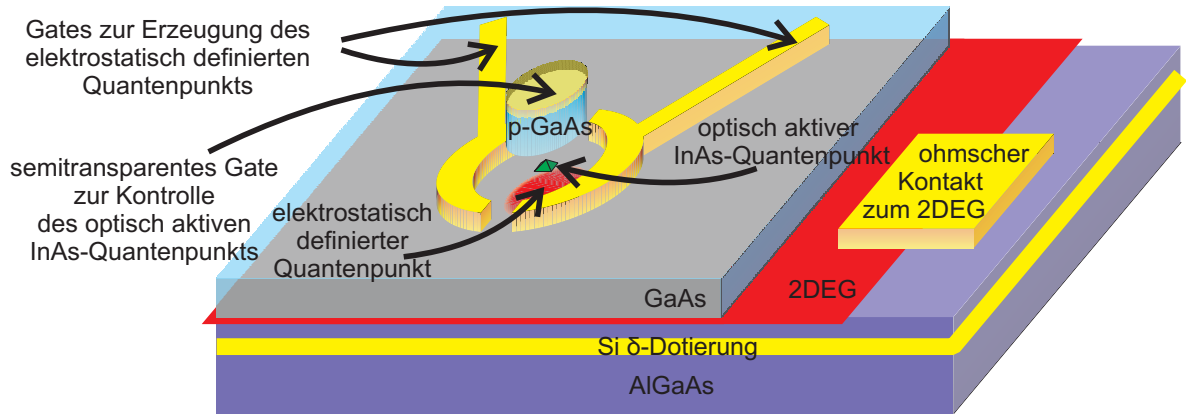


Abbildung 1.1: Schema eines quantenoptischen Interfaces, angelehnt an die in [37] vorgeschlagene Struktur. Schichtaufbau angerissen zur besseren Übersicht

Allerdings beschränkt die Verwendung von Elektronenspins als Qubits das System auf einen Chip. Zwar existieren Auslesemechanismen, diese zwingen das Qubit durch das Auslesen allerdings in einen Eigenzustand, welcher nurmehr dem konventionellen Bit entspricht. Das Qubit kann den Halbleiterkristall nicht verlassen. Quantencomputer sind jedoch untrennbar mit der Quantenkommunikation verbunden, welche durch sogenannte *flying qubits* realisiert werden muss. Hier bieten sich Photonen an, die die Qubit-Information durch ihren Polarisationszustand abbilden können [122, 126].

Die freie Konvertierbarkeit zwischen diesen beiden Systemen ist ebenfalls eines der DiVincenzo-Kriterien. Um also beide Konzepte nutzen zu können, fehlt derzeit noch das entscheidende Element: Die Schnittstelle zwischen chipgebundenen Elektronenspin-Qubits und mobilen Photonen-Qubits.

Die Halbleiterphysik bietet für die Realisierung dieser Schnittstelle einige Vorteile. So wird an Halbleitersystemen auf GaAs-Basis intensiv im Bereich von Einzelphotonenquellen [123] und -detektoren [16, 68, 109, 116] geforscht.

Im Jahr 2006 wurde von H.A. Engel ein Modell für ein „quantenoptisches Interface“ vorgeschlagen, das diese Schnittstelle durch die Kopplung zweier Quantenpunkte (QD - *quantum dot*) realisieren soll [37]. Abbildung 1.1 zeigt schematisch die vorgeschlagene Struktur. Der prinzipielle Bandverlauf für dieses System auf GaAs-Basis wird in Abbildung 1.2(a) skizziert.

Innerhalb des zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) wird durch Gateelektroden ein Quantenpunkt elektrostatisch definiert (Abbildung 1.1). Aufgrund der Bandstruktur kann dieser ein Einschlusspotential für Elektronen bereitstellen. Durch Anlegen geeig-

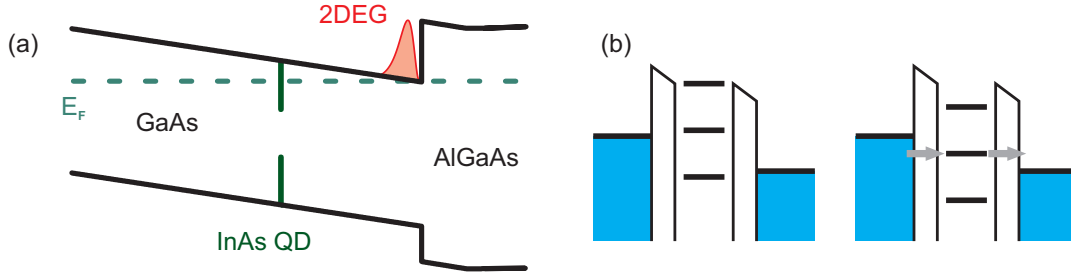


Abbildung 1.2: (a) Bandstruktur (schematisch) entlang der Wachstumsrichtung aus Abbildung 1.1, ohne p-GaAs, semitransparentes Gate und elektrostatisch definierten QD in 2DEG (b) Potentialverlauf senkrecht zur Wachstumsrichtung und Energieniveaus für einen elektrostatisch definierten Quantenpunkt, schematisch, nach [57]

neter Spannungen im mV-Bereich an diese Gates wird ein Elektron, dessen Spin die Qubit-Information tragen kann, in den QD geladen (Abbildung 1.2(b), siehe auch [57]). Um Ladungsstabilität zu gewährleisten, werden solche QDs bei niedrigen Temperaturen $T < 1\text{ K}$ betrieben. Manipuliert man nun die Spannung an den Gates in geeigneter Weise, so können die Energieniveaus dieses elektrostatisch definierten QDs in Resonanz zu den Energieniveaus eines InAs QDs gebracht werden, der sich oberhalb des 2DEG befindet (Abbildung 1.1 und 1.2(a)). Somit kann das Elektron unter Erhaltung der Qubit-Information [20] in den InAs QD tunneln. Da dieser in einer p-dotierten Matrix eingeschlossen ist, befinden sich Löcher im QD, wodurch ein Photon durch Ladungsträgerrekombination entstehen kann. Über den Polarisationszustand des Photons kann das Qubit den Chip verlassen. Dieser Prozess ist durch den Einfang eines Photons [135] und das Tunneln des dabei angeregten Elektrons in den elektrostatisch definierten QD auch umgekehrt möglich [17]. Somit wären theoretisch beide Qubit-Konvertierungsrichtungen denkbar - vorausgesetzt, die Kopplung zwischen beiden Quantenpunkten ist kohärent und kontrollierbar [74, 75, 126, 134].

Die vorliegende Arbeit befasst sich grundlegend mit einer Analyse des vorgeschlagenen Materialsystems. Ziel ist es, den Schichtaufbau der Heterostruktur zu überprüfen und zu optimieren. Im Fokus steht dabei die Wechselwirkung zwischen selbstorganisierten, optisch aktiven InAs Quantenpunkten und einem zweidimensionalen Elektronengas, das die Grundlage für den benötigten elektrostatisch definierten QD bildet. Diese Wechselwirkung ist einerseits notwendig, um überhaupt ein gekoppeltes System zweier Quantenpunkte erreichen zu können, andererseits zeigt diese Interaktion auch störende Effekte

durch Gitterverspannungen und Coulombwechselwirkung, die die Qualität des 2DEG und der InAs-Quantenpunkte teilweise drastisch reduzieren. Die konkrete Realisierung der gatedefinierten Quantenpunkte wird im Rahmen dieser Arbeit nicht behandelt, da zu diesem Thema bereits zahlreiche Veröffentlichungen existieren. Eine ausführliche Übersicht findet sich dazu in [57]. Hier wird lediglich die prinzipielle Eignung der vorgeschlagenen Heterostruktur für die Erzeugung eines solchen Quantenpunkts gezeigt. Dazu wird insbesondere die Verschlechterung der Qualität des 2DEG durch die Gegenwart von QDs untersucht sowie der Einfluss des 2DEG auf die optischen Eigenschaften von InAs Quantenpunkten.

In Kapitel 2 werden zunächst notwendige theoretische Konzepte zusammengefasst, die zum Verständnis der Arbeit relevant sind. Die Herstellung und Prozessierung des Probenmaterials wird im Anschluss in Kapitel 3 beschrieben, vom Wachstum der Wafer bis hin zur Erzeugung einzelner Strukturen. Weitere Details bezüglich genauer Schichtfolgen oder Prozessierungsschritte finden sich im Anhang. In Kapitel 4 werden anschließend Messverfahren erläutert, mittels derer die verschiedenen optischen wie auch elektrischen Charakterisierungsmessungen des verwendeten Probenmaterials durchgeführt wurden. An dieser Stelle werden auch - um die Gewinnung der Messdaten transparent darstellen zu können - die verwendeten experimentellen Aufbauten beschrieben.

Eine ausführliche Analyse der optoelektrischen Eigenschaften selbstorganisierter InAs-Quantenpunkte findet sich in Kapitel 5. Dies beinhaltet die Betrachtung der Form und Verteilung der Quantenpunkte ebenso wie spektroskopische Untersuchungen und elektrische Messungen zur Bestimmung der Energieniveaus. Schließlich wird in Kapitel 6 der Einfluss von Gatestrukturen und der Effekt geladener Quantenpunkte auf die Transporteigenschaften zweidimensionaler Elektronengase untersucht.

Abschließend findet sich eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse sowie ein Ausblick bezüglich der Realisierbarkeit eines solchen quantenoptischen Interfaces.

2 Grundlagen

2.1 Niederdimensionale Halbleitersysteme

Halbleiter zeichnen sich durch eine Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband aus, die im Bereich weniger eV liegt. Durch dieses Merkmal können sie von Isolatoren und Metallen abgegrenzt werden. Für die hier verwendeten Materialsysteme liegt die Fermienergie üblicherweise innerhalb der Bandlücke, was zu voll besetzten Valenzbändern und leeren Leitungsbändern führt. Im Folgenden werden zunächst die Bandlücken der für diese Arbeit relevanten binären und ternären Halbleiter dargestellt, danach wird der Einfluss reduzierter Dimensionen diskutiert. Quantenpunkte, die ein zentrales Thema der Arbeit darstellen, werden im Anschluss vorgestellt.

2.1.1 Bandlücken in Halbleitern

Zur Realisierung von Strukturen, wie sie in Kapitel 1 vorgestellt wurden, eignet sich besonders das Materialsystem GaAs/AlAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Für die ternäre Verbindung $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ gibt der Parameter x dabei den anteiligen Al-Gehalt des Materials an. Da sich die Gitterkonstanten dieser Halbleiter unabhängig vom Aluminiumgehalt nahezu gleichen (siehe Abbildung 2.1), können beliebige $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichtfolgen praktisch verspannungsfrei aufeinander gewachsen werden. In-basierte Halbleiter ($\text{InAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) finden Verwendung beim Wachstum selbstorganisierter Quantenpunkte [101].

Die Bandlücken dieser Verbindungen sind temperaturabhängig. Zur Bestimmung wird üblicherweise die empirische Varshni-Formel verwendet:

$$E_{\text{gap}}(T) = E_{\text{gap}}(T = 0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta^2} \quad (2.1)$$

mit den *Varshni-Parametern* α und β [19, 125, 127]. Für die oben genannten binären Verbindungen werden die in Tabelle 2.1 dargestellten Werte verwendet.

Material	a_{lc} [Å]	$E_{gap}(T=0 \text{ K})$ [eV]	α [$\frac{\text{meV}}{\text{K}}$]	β [K]
GaAs	5,653	1,519	0,5405	204
AlAs	5,661	3,099	0,885	530
InAs	6,058	0,417	0,276	93

Tabelle 2.1: Gitterkonstante a_{lc} , Bandlücke E_{gap} bei $T=0 \text{ K}$ und Varshni-Parameter α, β für binäre Halbleiter am Γ -Punkt, entnommen aus [127]

Beim Übergang von binären zu ternären Verbindungen liegt die Bandlücke in der Regel zwischen den Bandlücken der beiden beteiligten binären Halbleiter. Die Bandlücke folgt dabei allerdings nur in grober Näherung einer linearen Interpolation. Der materialabhängige *bowing*-Parameter C gibt die Stärke der quadratischen Abweichung von der linearen Interpolation bei $T = 0 \text{ K}$ an [19, 127]:

$$E_{gap}(A_xB_{1-x}) = xE_{gap}(A) + (1-x)E_{gap}(B) - x(1-x)C \quad (2.2)$$

Abbildung 2.1 zeigt die Gitterkonstanten und Bandlücken einiger binärer und auf ihnen basierenden ternärer Verbindungen. Der nichtlineare Einfluss des *bowing*-Parameters ist

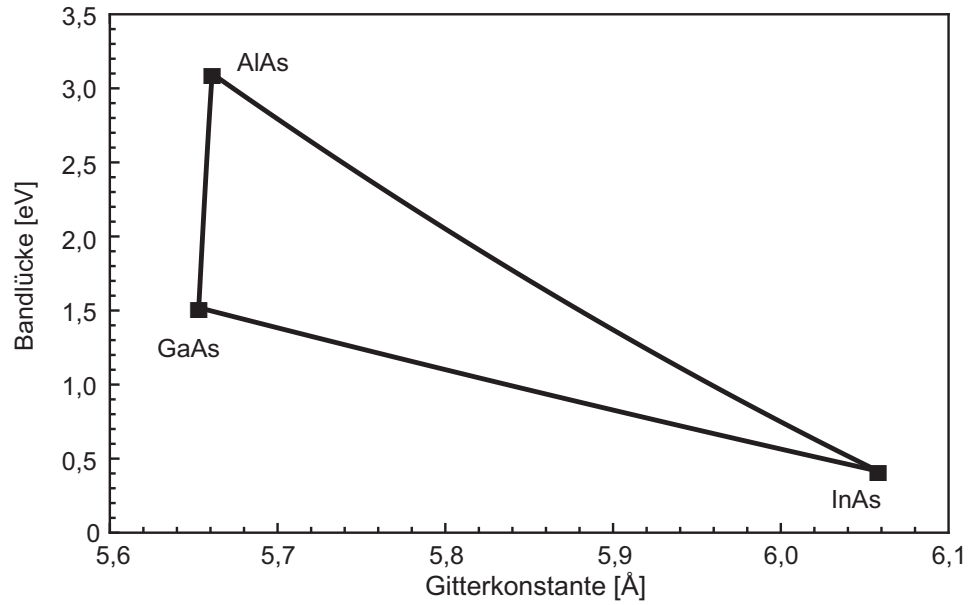


Abbildung 2.1: Gitterkonstanten und Bandlücken in III-V Halbleitern, Werte für ternäre Verbindungen berechnet nach den Parametern aus [127], wie in Tabelle 2.1 und Gleichungen 2.1 bis 2.5 angegeben.

deutlich zu sehen. Dieser beträgt für die verwendeten Materialsysteme [19, 127]:

$$C(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = (-0,127 + 1.310x) \text{ eV} \quad (2.3)$$

$$C(\text{InGaAs}) = 0,077 \text{ eV} \quad (2.4)$$

$$C(\text{InAlAs}) = 0,477 \text{ eV} \quad (2.5)$$

Durch Kombination der Gleichungen 2.1-2.4 lässt sich nun die temperaturabhängige Bandlücke aller relevanten Halbleiter bestimmen. Die so erhaltenen Ergebnisse werden in Tabelle 2.2 für $T=4,2 \text{ K}$ zusammengefasst. Sie bilden die fundamentale Grundlage zum Verständnis der Eigenschaften einer Halbleiter-Heterostruktur, wie sie für die Realisierung eines quantenoptischen Interfaces nach [37] vorgeschlagen wird und im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird.

Material	$E_{gap}(T=4,2 \text{ K}) [\text{ eV }]$	Material	$E_{gap}(T=4,2 \text{ K}) [\text{ eV }]$
GaAs	1,519	$\text{Al}_{0,3}\text{GaAs}$	1,937
AlAs	3,099	InAs	0,416

Tabelle 2.2: Bandlücken bei $4,2 \text{ K}$, berechnet nach Gleichungen 2.1-2.4

2.1.2 Halbleiter-Grenzflächen im Bild der Bandstruktur

An der Grenzfläche zweier Halbleiter treten aufgrund der unterschiedlichen Bandlücken Sprünge im Leitungs- und Valenzband auf. Die relative Position zueinander wird in erster Linie gemäß der Anderson-Regel durch die jeweiligen Elektronenaffinitäten definiert [131].

Die Leitungsbandkanten beider Materialien sind relativ zum Vakuumlevel um den Betrag der Elektronenaffinitäten χ_i verschoben. Dadurch wird die Höhe der Potentialbarriere im Leitungsband mit $\Delta E_{CB} = |\chi_1 - \chi_2|$ eindeutig bestimmt. Der Abstand zwischen Leitungs- und Valenzband ist genau die Bandlücke $E_{gap,i}$, wodurch auch die Höhe des Sprungs im Valenzband mit $\Delta E_{VB} = |\chi_1 + E_{gap,1}| - |\chi_2 + E_{gap,2}|$ bestimmt ist.

In Abbildung 2.2 wird die Position der Bänder für die Grenzflächen $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ und GaAs/InAs dargestellt. Beide gezeigten Materialkombinationen sind für die Konstruktion des beschriebenen quantenoptischen Interfaces relevant:

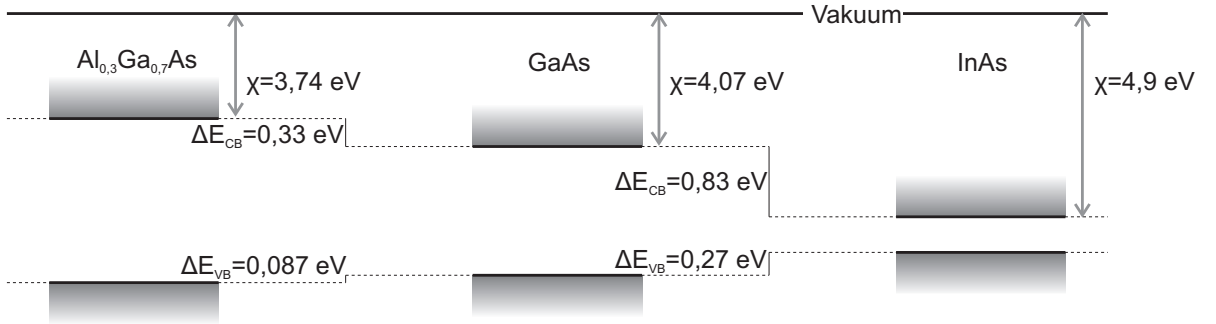


Abbildung 2.2: Die Anderson-Regel für Grenzflächen in Bandstrukturen am Beispiel von $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ und GaAs/InAs mit Elektronen-Affinitäten χ [19, 127, 131] und Bandstruktur-Sprüngen, Bandlücken gemäß Tabelle 2.2

Die Grenzfläche zwischen $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ und GaAs wird genutzt, um dort mithilfe einer im $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ befindlichen Si-Modulationsdotierung Überschuss-Elektronen anzuhäufen und somit das zweidimensionale Elektronengas auszubilden, das in dieser Arbeit untersucht wird. Die GaAs/InAs -Grenzfläche ist für das maximale *confinement* (siehe Abschnitt 2.2.2) der InAs -QDs relevant.

2.1.3 Zustandsdichten und Quantisierung in reduzierten Dimensionen

In einem Halbleiterkristall, der in allen Richtungen näherungsweise unendliche Ausdehnung besitzt (*bulk*), existieren keine Materialgrenzflächen. Der energetische Abstand zwischen dem obersten Energieniveau des Valenzbandes und dem untersten Energieniveau des Leitungsbandes ist gerade die Bandlücke. Die Zustandsdichte der Ladungsträger ist $D(E) \propto \sqrt{E - E_C}$ und $D(E) = 0$ für $E < E_C$ [4], mit der Leitungsbandkante E_C . Abbildung 2.3 vergleicht diesen Fall mit den im Folgenden genannten Situationen, in denen die Bewegungsfreiheit der Ladungsträger immer weiter eingeschränkt wird.

An Materialgrenzflächen in Halbleitern entsteht im Allgemeinen durch die unterschiedlichen Bandlücken ein Sprung sowohl im Leitungs- als auch im Valenzband. Wenn ein Abschnitt einer Halbleiter-Heterostruktur, der zwischen zwei Abschnitten mit größerer Bandlücke gewachsen wurde, sehr dünn ist, führt dies zur Quantisierung der Zustandsenergien der Ladungsträger in dieser Richtung (z-Richtung) [4, 23]. Die möglichen Energiezustände senkrecht dazu (x/y-Richtungen) bleiben davon unberührt. Dies stellt

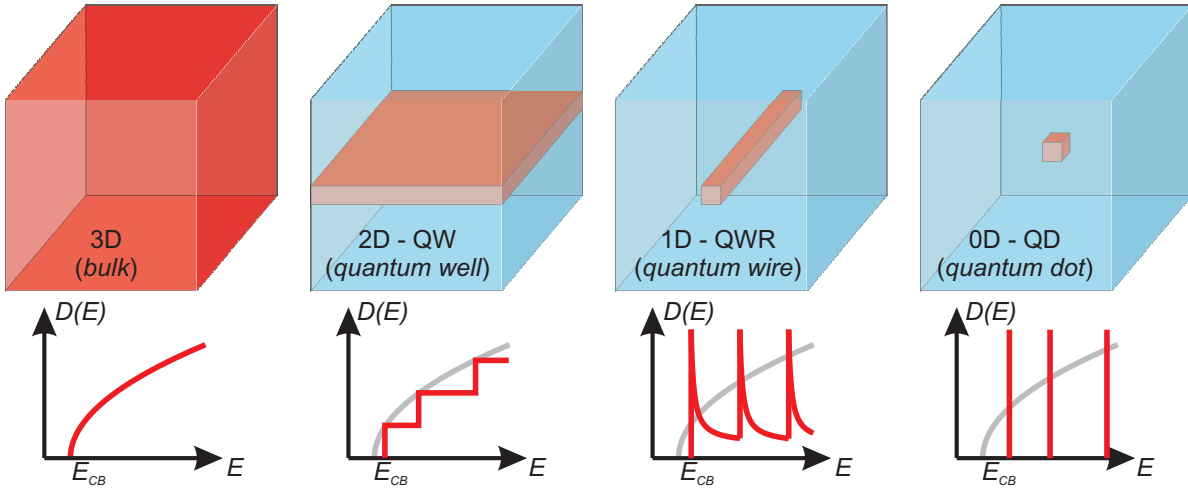


Abbildung 2.3: Reduzierte Dimensionen in Halbleitern: Heterostrukturen aus zwei Halbleitern unterschiedlicher Bandlücke mit $E_{gap}^{rot} < E_{gap}^{blau}$. Darstellungen der zugehörigen Zustandsdichte (schematisch) nach [15]

den Übergang vom klassischen bulk-Material zu einem zweidimensionalen Quantenfilm (QW - *quantum well*) dar. Aufgrund der Quantisierung verläuft die Zustandsdichte stufenförmig. Zweidimensionale Elektronengase verhalten sich sehr ähnlich. Sie sind üblicherweise nur auf einer Seite durch eine Materialgrenze begrenzt, die andere Seite wird dann durch einen steigenden Bandverlauf definiert, der von einer ins System eingebrachten Dotierung bestimmt wird. Das Ergebnis ist ein dreiecksförmiges Einschlusspotential [131]. Dieser Aspekt wird in Abschnitt 2.4 genauer behandelt.

Wird auch die laterale Ausbreitung (x,y-Richtungen) in einer der beiden Richtungen durch Potentialbarrieren begrenzt, tritt eine weitere Quantisierung auf, die Zustandsdichte wird zu $D(E) \propto 1/\sqrt{E}$ [131]. Solche eindimensionalen Systeme werden als Quantendraht bezeichnet (QWR - *quantum wire*).

Durch die Begrenzung in allen drei Raumdimensionen erhält man nulldimensionale Systeme. Diese werden Quantenpunkte (QD - *quantum dot*) genannt. Sie zeigen eine vollständig quantisierte, diskrete Zustandsdichte $D(E) \propto \delta(E)$ [61]. Diese Situation ist gut vergleichbar mit quantisierten Energieniveaus in Atomen, weshalb QDs auch als „künstliche Atome“ bezeichnet werden. Da Quantenpunkte im Rahmen dieser Arbeit eine zentrale Rolle spielen, werden sie im Folgenden detaillierter vorgestellt.

2.2 Quantenpunkte

2.2.1 Der Stranski-Krastanov Effekt

Wie in Kapitel 1 beschrieben, wird für das quantenoptische Interface ein Quantenpunkt benötigt, der Photonen emittieren kann. Ein solcher, *optisch aktiver* QD zeichnet sich dadurch aus, dass er gleichzeitig ein Einschlusspotential sowohl für Elektronen im Leitungsband als auch für Löcher im Valenzband zur Verfügung stellt. Fehlt einer dieser Potentialtöpfe, so wird im QD nur eine Ladungsträgerart gespeichert, und Rekombination unter Emission eines Photons (siehe Abschnitt 2.3.1) findet nicht statt.

Um optisch aktive Quantenpunkte zu erzeugen, bietet sich die Kombination von Halbleitern unterschiedlicher Bandlücken an. In Abbildung 2.2 wurden die Bandlücken von GaAs und InAs gezeigt und ihre relative energetische Position zueinander dargestellt. Umgibt man ein kleines InAs Volumen mit einer Matrix aus GaAs, so wird im Leitungsband ein Einschlusspotential von $\Delta E_{CB} = 830$ meV und im Valenzband ein Einschlusspotential von $\Delta E_{VB} = 270$ meV erzeugt.

Die kontrollierte Erzeugung solcher Strukturen ist technisch sehr aufwändig. Es kann jedoch ein Selbstorganisations-Mechanismus verwendet werden, der eine große Zahl QDs in einer zweidimensionalen Schicht zur Folge hat. Dieser Mechanismus wird nach seinen Entdeckern *Stranski-Krastanov-Effekt* [115, 121] genannt und wird im Folgenden am Beispiel der hier verwendeten Strukturen erläutert

Auf ein GaAs-Substrat wird eine dünne Schicht InAs gewachsen. Diese wird auch Benetzungsschicht (WL - *wetting layer*) genannt. Aufgrund der Gitterfehlانpassung - die Gitterkonstante von InAs ist etwa 7% größer als bei GaAs [61] - wächst die erste Monolage InAs, was einer Dicke von 3 \AA entspricht, stark kompressiv verspannt auf (Abb. 2.4 a). Die Erzeugung der Verspannung erfordert zusätzliche Energie, die aufgewendet werden muss, um das zweidimensionale Wachstum des Kristalls aufrechtzuerhalten.

Abhängig von den Wachstumsbedingungen und den verwendeten Materialien existiert eine bestimmte, kritische Schichtdicke, ab welcher die in der Verspannung gespeicherte Energie groß genug wird, um das Kristallgitter aufzubrechen. Das aufgewachsene InAs relaxiert und bildet kleine dreidimensionale, versetzungsfreie Inseln [31] auf dem WL aus (Abb. 2.4 b). Unterhalb der Inseln finden sich jetzt Kristalldefekte, wo das ursprüngliche Gitter aufgebrochen wurde. Für die in dieser Arbeit vorgestellten selbstorganisierten Quantenpunkte liegt die kritische Schichtdicke etwa bei 1,65 Monolagen ($\approx 5 \text{ \AA}$).

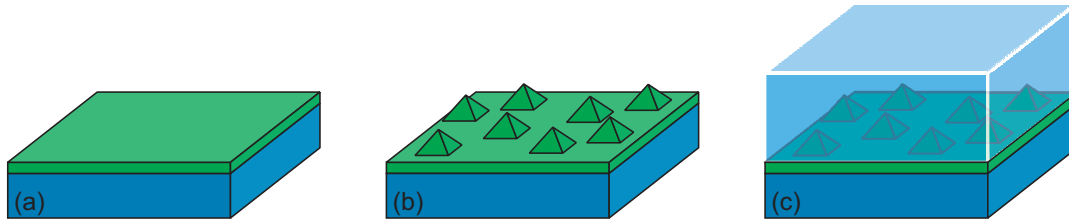


Abbildung 2.4: Der Stranski-Krastanov-Mechanismus:

- (a) erste Monolage InAs (grün - *wetting layer*) auf GaAs (blau)
- (b) Ausbilden von QDs beim Überschreiten der kritischen Schichtdicke
- (c) Überwachsen der QDs mit GaAs

Überwächst man anschließend wieder mit Substratmaterial, so sind anschließend die InAs-Inseln vollständig in GaAs eingebettet (Abb. 2.4 c). Durch die oben beschriebenen Unterschiede in den Bandlücken von InAs und GaAs verfügt somit jede dieser Inseln über ein in allen drei Raumdimensionen existierendes Einschlusspotential für Elektronen und Löcher und stellt somit, wenn die Insel klein genug ist, einen Quantenpunkt dar, wie in Abbildung 2.3 gezeigt.

Solcherart gewachsene Quantenpunkte werden im Folgenden mit SAQD (*self assembled quantum dot*) bezeichnet. Da das Wachstum selbstorganisiert stattfindet, tritt eine statistische Verteilung der Quantenpunktgröße auf, die unter anderem durch *annealing*-Prozesse beeinflussbar ist [119]. Außerdem muss davon ausgegangen werden, dass während des Wachstums, insbesondere beim Übergang von InAs-Wachstum zu GaAs-Wachstum, eine Durchmischung des InAs mit dem umgebenden GaAs an der QD-Grenzfläche stattfindet [32].

Der Stranski-Krastanov-Effekt wurde zur Erzeugung von SAQDs sowohl mit MBE-Wachstum (siehe beispielweise [1, 2, 101]) als auch mittels MOCVD [97, 101] erfolgreich angewandt. Es stellt heute die Standard-Technologie zur Erzeugung von QD-Ensembles dar und wurde insbesondere am Materialsystem InAs/GaAs intensiv untersucht.

2.2.2 Modellierung von Quantenpunkten

Quantenpunkte sind also ein quasi-nulldimensionales Volumen innerhalb einer Matrix, die ein Einschlusspotential (*confinement potential*) in allen drei Raumrichtungen bewirkt. Im Fall von InAs-QDs in GaAs beträgt das Einschlusspotential im Leitungs- und Valenzband (gemäß Abbildung 2.2) 830 meV beziehungsweise 270 meV. Durch die

Quantisierung der Zustände ergibt sich allerdings noch eine nichtverschwindende Grundzustandsenergie für Elektronen und Löcher. Diese ist - ebenso wie das weitere Spektrum der Energiezustände - von der Größe [24, 97], Form [90, 133] und Grenzflächendiffusion [32, 40] abhängig. Typische Werte für das effektive Einschlusspotential liegen etwa bei 100 meV [79]. Diese Faktoren hängen stark mit der Wachstumstechnik der QDs zusammen [36, 80] und werden im folgenden Abschnitt 2.2.1 noch gesondert behandelt.

Die exakte Form des (dreidimensionalen) Verlaufs des Einschlusspotentials eines QDs ist kaum zu bestimmen. Einfache, denkbare Näherungen sind das Kastenpotential mit den Energieeigenwerten

$$E_{e,h} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{e,h}^*} \sum_{i=x,y,z} \frac{n_i^2}{a_i^2} \quad (2.6)$$

oder das Potential eines dreidimensionalen harmonischen Oszillators mit den Eigenwerten

$$E_{e,h} = \sum_{i=x,y,z} \hbar \sqrt{\frac{D_i}{m_{e,h}^*}} \left(n_i + \frac{3}{2} \right) \quad (2.7)$$

mit der effektiven Masse $m_{e,h}^*$ für Elektronen und Löcher, dem barriereabhängigen Faktor D_i und den geometrischen „Abmessungen“ a_{xyz} des Quantenpunkts [139]. Neben anderen, komplexeren Modellen (siehe beispielsweise [9, 39]) geht ein häufig verwendetes, simples Modell von einem parabolischen Potential in xy-Richtung und einem Kastenpotential in z-Richtung aus [40]:

$$E_{e,h} = \sum_{i=x,y} \hbar \sqrt{\frac{D_i}{m_{e,h}^*}} \left(n_i + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{e,h}^*} \frac{n_z^2}{a_z^2} \quad (2.8)$$

Üblicherweise ist die Höhe eines solchen „linsenförmigen“ QDs wesentlich geringer als der Durchmesser in xy-Richtung, was dazu führt, dass in z-Richtung nur der Grundzustand besetzt wird. Dies führt zu einem Schalenmodell für Quantenpunkte [7, 38] analog zur dem in der Atomphysik verwendeten Modell. Diese Schalen werden wie gewohnt mit s-p-d-f... bezeichnet. Dabei befinden sich in der n -ten Schale $2n$ Zustände unter Berücksichtigung des Pauliprinzip. Innerhalb dieser Modelle kann dann das Energiespektrum der Elektronen- und Lochzustände berechnet werden [51, 129]. Aufgrund der unterschiedlichen effektiven Massen für Elektronen und Löcher unterscheidet sich dabei das Spektrum der Elektronenzustände von denen der Löcher. Der Großteil der verfügbaren Veröffentlichungen behandelt dabei das Elektronenspektrum, aber auch die Lochzustände wurden bereits ausgiebig untersucht [47, 49, 65, 104].

2.3 Ladungsträger in Quantenpunkten

2.3.1 Photolumineszenz

2.3.1.1 Mechanismus

Zur Bestimmung der Energieniveaus eines Quantenpunkts eignet sich die Photolumineszenzspektroskopie (Abbildung 2.5). Dabei wird die zu untersuchende Probe mit energiereichem Licht ($E_{\text{photon}} > E_{\text{gap}}$) beleuchtet. Photonen werden vom Material unter Erzeugung eines (nicht-resonant) angeregten Elektron-Loch-Paares absorbiert. Durch Wechselwirkung mit der Umgebung relaxiert das System innerhalb von Pikosekunden in den Grundzustand. Befinden sich nun Elektron und Loch gleichzeitig im Quantenpunkt, so werden sie durch die Coulombwechselwirkung aneinander gebunden. Solch ein Elektron-Loch-Paar wird *Exziton* genannt und häufig mit X bezeichnet. Rekombiniert das Elektron nun mit dem Loch, so wird ein Photon mit der Energie

$$E_{\text{Photon}} = E_{\text{gap}} + E_e + E_h - E_X \quad (2.9)$$

emittiert. Während die Bandlücke E_{gap} durch das Halbleitermaterial festgelegt ist, sind die Zustandsenergien E_e und E_h von Elektron und Loch durch das geometrieabhängige

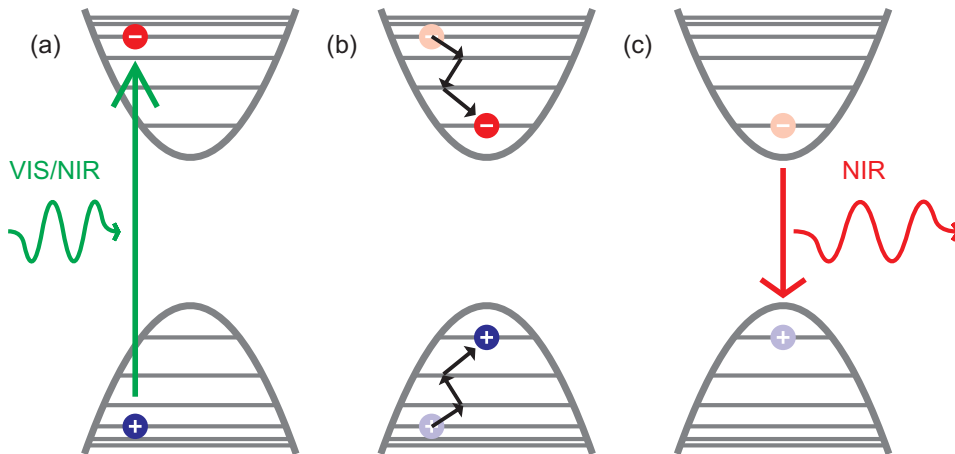


Abbildung 2.5: Schema: Photolumineszenz. a) Absorption eines kurzwelligen Photons (z.B. im sichtbaren (VIS) oder nahinfraroten (NIR) Spektralbereich) und Erzeugung eines angeregten Exzitons, b) schnelle Relaxation des Exzitons in den Grundzustand, c) spontane Rekombination des Exzitons aus dem Grundzustand im NIR-Bereich gemäß Gl. 2.9

confinement bestimmt (siehe Abschnitt 2.2.2).

E_X bezeichnet schließlich die Bindungsenergie des Exzitons [34]. Sie hat ein negatives Vorzeichen, da Elektron und Loch aufgrund der Coulombkraft aneinander gebunden sind, was den Energiebedarf, um Elektron oder Loch wieder aus dem QD zu entfernen, erhöht. Beide Ladungsträger befinden sich also in einem energetisch niedrigeren Zustand, als dies bei nichtwechselwirkenden Teilchen der Fall wäre.

Die emittierten Photonen können nun spektroskopisch analysiert werden. Ihre Wellenlänge ist

$$\lambda = \frac{ch}{E_{Photon}} \approx \frac{1240}{E_{Photon}[\text{eV}]} \text{ nm} . \quad (2.10)$$

Für Halbleitersysteme auf GaAs/AlGaAs-Basis mit Bandlücken von etwa 1 – 2 eV und für InAs-SAQDs werden nach den Gleichungen 2.9 und 2.10 also nahinfrarote Photonen generiert, die mit Si-basierten CCD-Detektoren sehr effizient messbar sind.

Die Photonenenergie E_{Photon} des emittierten Lichts ist abhängig von der Ladungskonfiguration des Quantenpunkts. Gleichung 2.9 gilt nur für den Fall, dass sich außer dem rekombinierenden Exziton kein weiterer Ladungsträger im QD befindet. Befinden sich weitere Elektronen oder Löcher im QD, so wird E_{Photon} aufgrund der Vielteilchen-Wechselwirkungen modifiziert. Solange die Schalenstruktur des QDs nur mit wenigen Ladungsträgern gefüllt ist, sind die besetzungsabhängigen Veränderungen von E_{Photon} groß genug, um spektroskopisch getrennt zu werden.

Die im Folgenden genannten Beispiele werden in Abbildung 2.6 illustriert. Ein System aus drei Ladungsträgern wird *Trion* genannt und durch ein Ladungs-Vorzeichen genauer definiert (X^+ oder X^-). Exzitonen ebenso wie Trionen befinden sich im Grundzustand noch in der s-Schale des QDs. Auch mehrfach geladene Zustände sind möglich (X^{n+} oder X^{n-}). Hier ist erwähnenswert, dass bereits höhere Schalen gefüllt werden, da in der s-Schale nur jeweils zwei gleichnamige Ladungsträger Platz finden. Es ist zu beachten, dass aufgrund der Erhaltung des quantenmechanischen Drehimpulses immer nur Elektronen und Löcher, die sich in derselben Schale befinden, rekombinieren können. Zwei Elektronen und zwei Löcher bilden ein *Biezziton* ($2X$). Durch Coulomb-Abstoßung wird das Energieniveau der jeweils zwei Elektronen und Löcher hier angehoben. Dieser Effekt wird jedoch durch die erhöhte Bindungsenergie die von jetzt zwei gleichnamigen Ladungen auf die beiden anderen Ladungsträger ausgeübt wird, überkompensiert. Rekombiniert nun jeweils ein Elektron-Loch-Paar, so wird jetzt aufgrund der erhöhten Bindungsenergie des Mehrteilchenzustands ein langwelligeres Photon er-

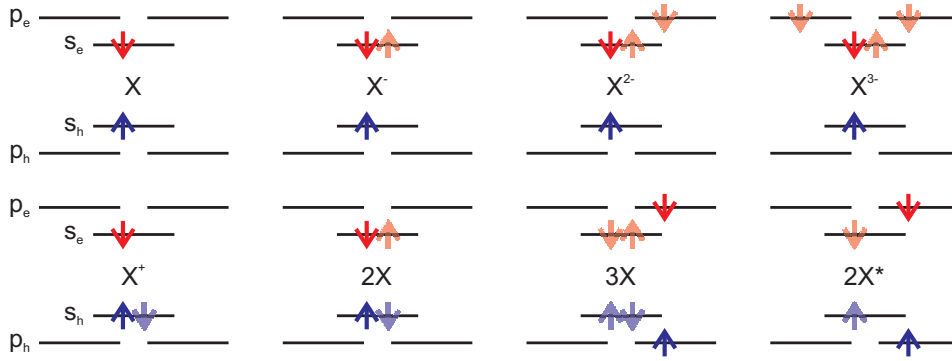


Abbildung 2.6: Beispiele für Exzitonen-Konfigurationen, Ladungsträgerverteilung vor Emission, rekombinierendes Exziton hervorgehoben.

zeugt [25, 26]. Es wurde gezeigt, dass diese Aufspaltung durch geeignetes Design und unter bestimmten Messbedingungen [11, 35, 63, 114, 136] unterhalb von etwa $T = 30$ K [54] kontrolliert beeinflusst werden kann. Hinterlässt die Rekombination eines Exzitons einen Nichtgleichgewichtszustand in der Ladungsträgerverteilung im Quantenpunkt, so relaxieren die Ladungsträger wiederum in die freien Zustände. Dies geschieht auf einer Pikosekunden-Zeitskala. Sollten die dazu notwendigen Übergänge quantenmechanisch verboten sein, können metastabile angeregte Zustände entstehen [61]. Ein Exziton, das aus einem solchen Zustand heraus rekombiniert, wird *angeregtes Exziton* genannt und mit einem Stern kenntlich gemacht (X^*).

Das auf diese Weise erzeugte Spektrum gibt Aufschluss über die Struktur der Schalen und den Ladungszustand des Quantenpunkts. Eine Reihe von Arbeiten zur Schalenstruktur [140], dem Grenzfall weniger Exzitonen [41, 44, 45], Multi-Exzitonen-spektroskopie [43], geladenen Exzitonen [130] sowie resonanter Anregung [12, 42, 111] wurden durchgeführt und bestätigen das in Abschnitt 2.2.2 gezeigte Modell.

2.3.1.2 Spinaufspaltung zweifach negativ geladener Exzitonen

Füllt man einen zunächst ladungsträgerfreien QD sukzessive mit Elektronen und Löchern, so ergibt sich erstmalig beim X^{2-} -Zustand eine Besonderheit: Spektroskopisch kann hier eine Aufspaltung der Linie in ein Dublett beobachtet werden. Man unterscheidet zwischen der X_a^{2-} und der X_b^{2-} -Linie. Diese Aufspaltung wird anhand von Abbildung 2.7 erläutert.

Der Ausgangszustand ist in beiden Fällen ein zweifach negativ geladener QD. Werden

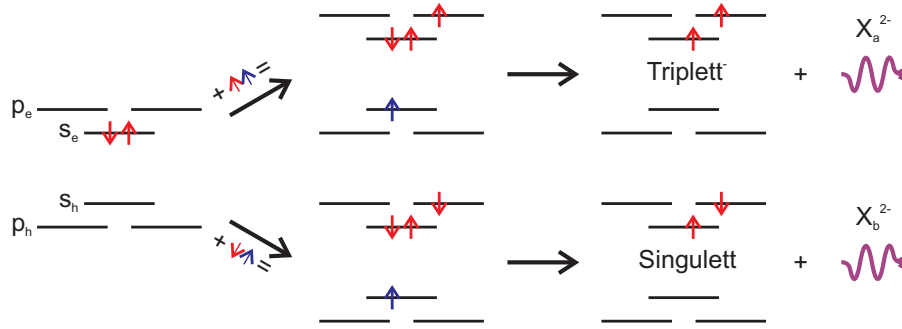


Abbildung 2.7: Mögliche Pfade zur Erzeugung des X^{2-} -Übergangs:

oben: unkorrelierter Einfang eines Elektrons und eines Lochs mit gleichnamigem Spin, resultiert nach Emission von X_a^{2-} in Triplett-Zustand

unten: Einfang eines Exzitons *oder* unkorrelierter Einfang eines Elektrons und eines Lochs mit ungleichnamigem Spin, resultiert nach Emission von X_b^{2-} in Singulett-Zustand, nach [40]

nun ein Elektron und ein Loch mit gleichem Spin unabhängig voneinander eingefangen, so entsteht die im Bild oben gezeichnete Situation. Nach Emission eines Photons bleiben zwei Elektronen gleichen Spins im QD zurück, was zu einem Triplett-Zustand mit $S = 1$ und $M_S = +1, 0, -1$ führt:

$$S = 1, M_S = +1, 0, -1 : |\uparrow\uparrow\rangle, \frac{1}{\sqrt{2}} (|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle), |\downarrow\downarrow\rangle \quad (2.11)$$

Wird hingegen ein Exziton eingefangen oder - unabhängig voneinander - ein Elektron und ein Loch mit ungleichem Spin, entsteht die untere Situation im Bild. Das Resultat ist hier ein Singulett ($S = 0, M_S = 0$):

$$S = 0, M_S = 0 : \frac{1}{\sqrt{2}} (|\downarrow\uparrow\rangle - |\uparrow\downarrow\rangle) \quad (2.12)$$

Da der Singulett-Endzustand energetisch höher liegt als der Triplett-Zustand [4, 40], führt dies zu der beobachteten Aufspaltung.

2.3.1.3 Leistungsabhängige Photolumineszenz

Nicht alle vorgestellten Übergänge treten mit gleicher Wahrscheinlichkeit auf. Es ist leicht einzusehen, dass bei sehr schwacher optischer Anregung jeder QD im Wesentlichen höchstens mit einem Exziton besetzt ist. Dieses wird rekombinieren, bevor ein

neues Exziton im QD gebunden wird. Ist die Exziton-Generierungsrate dagegen höher, steigt auch die Wahrscheinlichkeit, ein Biexziton vorzufinden [123]. Diese Überlegungen sollen nun quantifiziert werden, um ein Instrument zu entwickeln, einzelnen Spektrallinien eines QDs ihre Besetzungszustände zuweisen zu können. Dazu wird ein Ratengleichungsmodell verwendet, das von zufälligem Exzitoneneinfang und -rekombination bei nicht-resonanter Anregung ausgeht [52]:

Der Einfachheit halber wird davon ausgegangen, dass die QDs ausschließlich nichtentartete Zustände besitzen. Nichtstrahlende Rekombination findet nicht statt und die strahlende Rekombinationszeit τ_r aus allen Zuständen heraus ist identisch. Zwar ist bekannt, dass τ_r durchaus vom Ausgangszustand abhängt [50], was beispielsweise durch zeitaufgelöster Photolumineszenzmessung nachweisbar ist [8, 96], dies ändert jedoch nichts an den prinzipiellen Aussagen des Modells [52].

Ein Ensemble aus N_D Quantenpunkten befindet sich in einem Reservoir (dem wetting layer), in welchem mit der Generierungsrate G Exzitonen durch nicht-resonante Anregung erzeugt werden. Dort befinden sich N_R Elektron-Loch-Paare. Rekombination innerhalb des Reservoirs wird mit der Rate τ_{WL} berücksichtigt. Die Zeit, die bis zum Einfang eines Exzitons in einen (leeren) QD vergeht, ist τ_C^0/N_R . Also ist $\tau_C = \tau_C^0/N_D$ die Zeit, die für einen bestimmten QD benötigt wird, um ein Exziton einzufangen. Die Wahrscheinlichkeit, in einem QD n Exzitonen zu finden, ist Poisson-verteilt:

$$w_n = \frac{\alpha^n}{n!} e^{-\alpha} \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{G\tau_r}{N_D} \frac{1}{1 + \tau_{WL}/\tau_C} \approx \frac{G\tau_r}{N_D} \quad (2.13)$$

α ist dabei die gemittelte Zahl der Exzitonen im QD. In einer PL-Messung wird die Emission über einen Zeitraum von der Größenordnung einiger Sekunden gemessen. Die Wahrscheinlichkeit kann also als proportional zur Intensität der entsprechenden Spektrallinie I_n gesehen werden: $w_n \propto I_n$. Außerdem gilt für kleine optische Anregungsleistungen ebenfalls ein proportionaler Zusammenhang zur Generierungsrate: $P_{opt} \propto G$. Mit Gleichung 2.13 folgt:

$$I_n(P_{opt}) \propto \frac{P_{opt}^n e^{-\alpha}}{n!} \quad (2.14)$$

Wird also die Abhängigkeit der Intensität einer Spektrallinie von der optischen Anregungsleistung $I(P_{opt})$ untersucht, so kann aus dem experimentell zugänglichen Exponenten n , im Folgenden „Steigungskoeffizient“ genannt, der Exzitonen-Besetzungszustand im QD vor der Emission bestimmt werden:

$$n \approx 1 \Rightarrow X, \quad n \approx 2 \Rightarrow 2X, \quad n \approx 3 \Rightarrow 3X, \dots \quad (2.15)$$

Bis hierhin geht das Modell nur von paarweisem Einfang von Elektron-Loch-Paaren aus. Es wird jedoch gezeigt [52], dass das Modell ebenso für den nichtkorrelierten Einfang einzelner Elektronen und Löcher anwendbar ist. Die Intensität wird dann durch die Ladungsträgersorte, die im QD in Unterzahl ist, begrenzt. Dies beeinflusst aber nicht die Steigungskoeffizienten. Dieser nichtkorrelierte Einfang ist neben dem Heraustunneln aus dem QD die einzige Möglichkeit, geladene Zustände zu erreichen [50].

2.3.2 Tunnelrate für Elektronen

Die Fähigkeit von Ladungsträgern, eine Potentialbarriere zu durchtunneln, hängt wesentlich von der Form und Größe der Tunnelbarriere ab. Für die vorliegende Arbeit, die Wechselwirkungen zwischen 2DEG und Quantenpunkten behandelt, wird diese Barriere verschiedentlich verändert. Einerseits wird die Dicke der Barriere für verschiedene Wafer beim Wachstum variiert, andererseits kann die Bandstruktur - und damit auch die Tunnelbarriere - durch das Aufbringen eines Gates (siehe auch Abschnitt 2.4.3) und Anlegen einer Spannung beeinflusst werden. Aus diesem Grund soll an dieser Stelle eine Abschätzung für die Tunnelzeit zwischen 2DEG und einem InAs-QD vorgenommen werden.

Dabei werden einige vereinfachende Annahmen getroffen:

- Die Tunnelzeit ist für beide Richtungen gleich.
- Die Energieniveaus des QDs sind äquidistant.
- Die Potentialbarriere zwischen 2DEG und QD ist dreiecksförmig [112] (Abbildung 2.8(a))
- Innerhalb gewisser Grenzen kann die Spannung, die am Gate auf der Probenoberfläche angelegt wird, mit einem einfachen Hebelgesetz in ein effektives Potential umgerechnet werden, dass am Ort des InAs-QDs wirkt:

$$\Phi_{eff} = \frac{d_2}{d_1} \cdot U_{Gate}^{eff} \quad (2.16)$$

Dabei ist $U_{Gate}^{eff} = U_{Gate} + \Delta E_S$ mit der Schottky-Barriere ΔE_S .

Mittels der semiklassischen WKB-Methode, die ein nur langsam veränderliches Potential $V(x)$ voraussetzt, kann der Transmissionskoeffizient für den gesuchten Tunnelprozess

bestimmt werden [28, 81]:

$$T \approx \exp \left(-2 \int_a^b \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} (V(x) - E)} dx \right) \quad (2.17)$$

Abbildung 2.8(a) illustriert die Situation: E ist die Energie des Elektrons, a und b stellen die Grenzen des Potentials dar, das sich gemäß den getroffenen Annahmen als

$$V(x) = mx \approx \frac{\left(\frac{d_2 U_{Gate}^{eff}}{d_1} \right)}{d_2} \cdot x \quad (2.18)$$

darstellen lässt. Versucht ein Elektron mit der Rate Γ_0 die Barriere zu durchtunneln, so gelingt dies mit einer Rate von $\Gamma = \Gamma_0 \cdot T$, die Tunnelzeit beträgt demnach $\tau_T = \Gamma^{-1}$. Für das Tunneln aus QDs verwendet [28] eine Abschätzung, nach der die Tunnelrate $\Gamma_0 \approx \frac{\Delta E}{\hbar}$ vom Abstand der QD-Energieniveaus abhängt [82].

In Abbildung 2.8(b) wird die Tunnelzeit abhängig von Gatespannung und Breite der Tunnelbarriere dargestellt. Dabei werden nur Gatespannungen verwendet, für die das Hebelgesetz aus Gleichung 2.16 anwendbar ist. Es wird deutlich, dass die Tunnelzeit über das Gate über einige Größenordnungen kontrolliert werden kann. Die mit Pfeilen markierten Abstände $d_2 = n \cdot 15 \text{ nm}$ wurden für diese Arbeit realisiert und in den Kapiteln 5 und 6 besprochen.

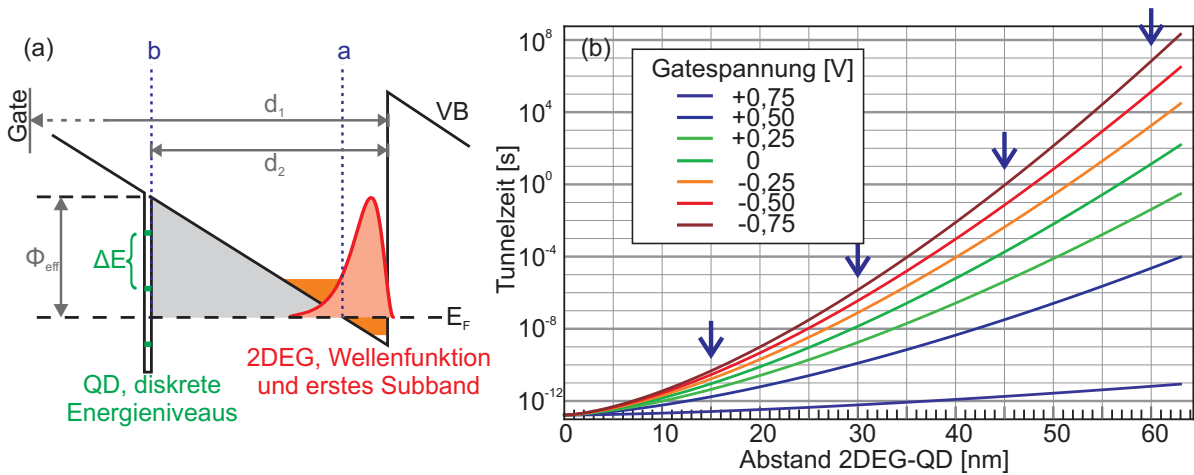


Abbildung 2.8: (a) Leitungsband mit 2DEG und QD, Tunnelbarriere (grau) und Fermienergie E_F (b) Tunnelzeiten abhängig von Gatespannung und Abstand zwischen QD und 2DEG, markierte Abstände realisiert für die vorliegende Arbeit (siehe Anhang, Abschnitt 8.2)

Zur Berechnung der Tunnelzeiten wurde $E = E_F$ gesetzt und folgende Parameter verwendet:

- Der Abstand zwischen Oberfläche und 2DEG wurde auf $d_1 = 500$ nm festgelegt. Dies entspricht den verwendeten Probenstrukturen und wird innerhalb dieser Arbeit so beibehalten.
- Die Schottky-Barriere beträgt $E_S = 0,76$ eV, was dem Übergang von Au-Gates auf GaAs entspricht. Genaueres zu Schottky-Kontakten findet sich in Abschnitt 4.1.
- Der Abstand zwischen QD-Energieniveaus wurde aus spektroskopischen Messungen gewonnen, wie sie in Kapitel 5 besprochen werden. Abbildung 5.7 zeigt einen energetischen Abstand zwischen s- und p-Schale von 50 eV, davon wird hier näherungsweise die Hälfte den Elektronen zugesprochen, also $\Delta E = 25$ meV.

2.3.3 Der „quantum confined Stark effect“

Damit die vorliegenden Halbleiterstrukturen mit 2DEG und InAs-QDs als Grundlage zur Herstellung eines quantenoptischen Interfaces verwendet werden können, muss gezeigt werden, dass das Verschieben der Elektronen-Energieniveaus des InAs-Quantenpunkts relativ zum 2DEG durch Anlegen einer Gatespannung möglich ist. Auf diese Weise werden im finalen Interface die Energieniveaus des optisch aktiven QDs durch die Verkipfung der Bandstruktur kontrolliert in Resonanz zu den Energieniveaus des elektrostatisch definierten QDs im 2DEG gebracht.

Allerdings wird beim Anlegen einer Gatespannung zugleich auch der Bandverlauf innerhalb des QD beeinflusst. Die angelegte Spannung verkippt Leitungs- und Valenzband parallel. Elektronen- und Lochwellenfunktion werden dabei räumlich getrennt. Durch den nun reduzierten Überlapp wird die Rekombinationseffizienz beeinträchtigt. Außerdem sinkt der effektive energetische Abstand zwischen Elektron und Loch, was zu einer Rotverschiebung des PL-Signals führt. Dieser Effekt wird *quantum confined Stark effect* (QCSE) genannt und ausführlich in [13] beschrieben. Eine schematische Darstellung des QCSE ist in Abbildung 2.9 gezeigt. In [1, 2] wird beispielhaft an einem InAs SAQD-System beschrieben, wie der QCSE gezielt zur Verschiebung von Energieniveaus genutzt werden kann (siehe auch [83, 84]).

Die QCSE-induzierte Rotverschiebung des Spektrums hängt quadratisch vom angelegten

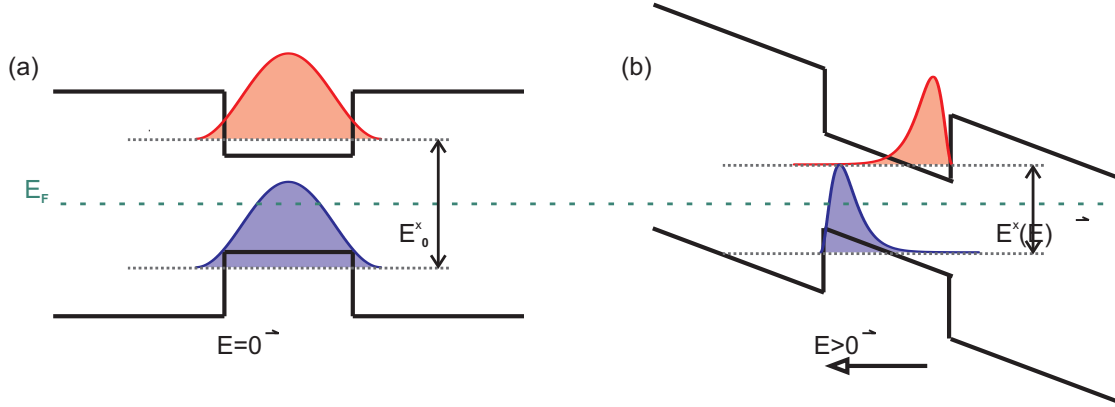


Abbildung 2.9: QCSE-Schema: (a) unverkipptes Einschlusspotential ohne elektrisches Feld mit Exzitonenergie E_0^X

(b) verkipptes Einschlusspotential mit elektrischem Feld mit $E^X(\vec{E}) < E_0^X$

elektrischen Feld ab [62]:

$$E_X^{QCSE} = E_X^0 + \vec{p}\vec{E} + \beta|\vec{E}|^2 \quad (2.19)$$

Dabei gilt $\vec{p} = e\vec{r}$ mit der Elektronenladung e und dem Abstand \vec{r} zwischen Elektron und Loch in Wachstumsrichtung. \vec{p} entspricht somit dem Dipolmoment des QDs. β ist ein Maß für die Polarisierbarkeit der Elektronen- und Lochwellenfunktion.

2.4 Elektrische Eigenschaften zweidimensionaler Elektronengase

2.4.1 Reguläre und invertierte 2DEGs

Neben QDs bildet ein invertiertes zweidimensionales Elektronengas die zweite wesentliche funktionale Komponente für ein quantenoptisches Interface, da es die Grundlage für den benötigten elektrostatisch definierten QD bildet. Bei einem 2DEG handelt es sich um eine zweidimensionale Schicht innerhalb einer Halbleiter-Heterostruktur, die mit freien Elektronen angereichert ist. Diese sind innerhalb der Schicht beweglich. Somit stellt ein 2DEG eine leitfähige „Metallplatte“ dar. Zur Begriffsklärung soll hier der Unterschied zwischen regulären und invertierten 2DEGs erläutert werden.

Um ein reguläres 2DEG zu erzeugen (Abbildung 2.10 links), wird eine GaAs-Schicht mit

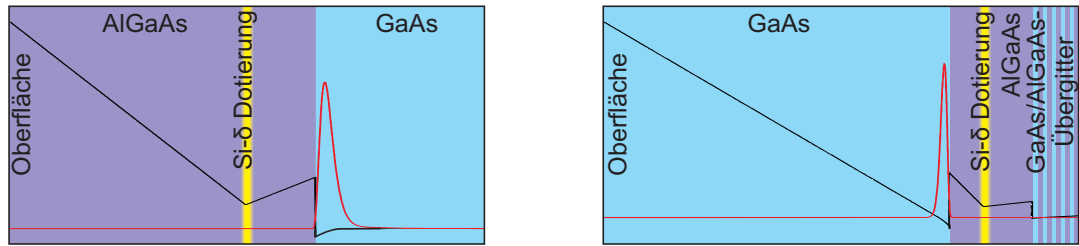


Abbildung 2.10: Vergleich: reguläres 2DEG (links) und invertiertes 2DEG (rechts) Dargestellt sind Leitungsband (schwarz), Elektronendichte (rot) und Schichtaufbau Bandverlauf simuliert mit *nextnano*³

AlGaAs überwachsen. Dadurch bildet sich eine Stufe im Leitungsband aus. Oberhalb dieser Grenzschrift wird eine n-Dotierung, üblicherweise Si, implementiert. Durch die zusätzlichen Donatoren wird das Band nach unten gezogen und die Überschusselektronen sammeln sich an der GaAs/AlGaAs-Grenzschrift, wo sie durch die von der Dotierung induzierten Bandverbiegung in einem näherungsweise dreiecksförmigen Potential eingeschlossen sind. Die Dichte dieser Überschusselektronen (*Ladungsträgerdichte*, siehe Abschnitt 2.4.2) wird durch die Stärke dieser Dotierung und deren Abstand zur GaAs/AlGaAs-Grenzfläche eingestellt.

Ein reguläres 2DEG ist jedoch ungeeignet für die Verwendung in einem quantenoptischen Interface wie in Kapitel 1 vorgestellt. Da der benötigte optisch aktive InAs-QD oberhalb des 2DEG sitzt, würde er von der Si-Dotierschicht empfindlich gestört. Aus diesem Grund geht man dazu über, ein invertiertes 2DEG zu verwenden [103], wie in Abbildung 2.10 rechts gezeigt. Die hier skizzierte Heterostruktur ist beispielhaft für eine Reihe in dieser Arbeit verwendeter Wafer. Diese sind im Anhang ab Seite 116 zusammengestellt.

Am Ort des 2DEG befindet sich die Leitungsbandkante unterhalb des Fermi-niveaus. Dies ist eine Voraussetzung dafür, dass das 2DEG überhaupt bevölkert ist. An der Probenoberfläche hingegen ist das Fermi-niveau auf die Mitte der Bandlücke des undotierten Halbleiters festgelegt [131]. Daraus, und aus der Dicke der Schichtstruktur oberhalb des 2DEG ergibt sich die Steilheit des Bandverlaufs. Sie hat einen wesentlichen Einfluss auf die Eigenschaften des 2DEG.

Die in Abbildung 2.10 gezeigten Bandverläufe beinhalten an dieser Stelle noch keine QDs, gezeigt wird hier also das idealisierte Leitungsband ohne Bandverbiegungen aufgrund von geladenen Quantenpunkten.

2.4.2 Elektrische Kenngrößen eines 2DEG

Um ein solches (invertiertes) 2DEG zu beschreiben, bedient man sich charakteristischer Kenngrößen. Dies sind der Schichtwiderstand R_{\square} , die Ladungsträgerdichte n und die Beweglichkeit μ der Ladungsträger. Da diese Begriffe als Indikatoren für den Zustand des 2DEG im Rahmen verschiedener Messungen innerhalb dieser Arbeit häufig verwendet werden, sollen sie an dieser Stelle kurz eingeführt werden.

2.4.2.1 Schichtwiderstand

Der Schichtwiderstand R_{\square} eines 2DEG kann als Analogon zum spezifischen elektrischen Widerstand aus der konventionellen Elektronik gesehen werden. Anders als der absolute Widerstand, der in einer Messung nach dem ohmschen Gesetz $R = \frac{U}{I}$ bestimmt wird und geometrieabhängig ist, handelt es sich um eine intrinsische Materialkonstante, die den Zustand des 2DEG unabhängig von Form und Größe eines Probenstücks beschreibt. Wird entlang einer 2DEG-Struktur der Länge l und der Breite b ein Widerstand R gemessen, so errechnet sich der Schichtwiderstand zu

$$R_{\square} = R \frac{b}{l}. \quad (2.20)$$

2.4.2.2 Ladungsträgerdichte

Mit dem Begriff der Ladungsträgerdichte n ist für 2DEGs grundsätzlich die Elektronendichte gemeint. Beide Begriffe beziehen sich auf die *freien* Elektronen und werden in dieser Arbeit synonym verwendet. Die Elektronendichte n wird über die Menge der Dotieratome und den Abstand zwischen Dotierschicht und GaAs/AlGaAs-Grenzschicht eingestellt [131]. Da sie sich auf ein zweidimensionales System bezieht, wird sie in der Einheit $[\text{cm}^{-2}]$ angegeben. Sie wird unter Zuhilfenahme des Halleffekts bestimmt und beträgt

$$n = \frac{IB}{U_{Hall}e}, \quad (2.21)$$

wie in Abschnitt 4.2 beschrieben. Dabei bezeichnet I den Strom durch die Probe, B das Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche, U_{Hall} die klassische Hallspannung und e die Elementarladung.

2.4.2.3 Beweglichkeit

Die (Elektronen-) Beweglichkeit μ ist im *Drude-Modell* der Leitfähigkeit ein Maß für die mittlere freie Weglänge für die am Transport beteiligten Elektronen und wird durch die Streuzeit τ der verschiedenen relevanten Streuprozesse bestimmt [131]:

$$\vec{v}_d = \mu \vec{E} \quad \text{mit} \quad \mu = \frac{e\tau}{m^*}, \quad (2.22)$$

mit der Driftgeschwindigkeit \vec{v}_d , dem elektrischen Feld \vec{E} und der effektiven Masse m^* von Elektronen in GaAs. Sie ist experimentell aus dem Schichtwiderstand R_\square und der Elektronendichte n zugänglich:

$$\mu = \frac{1}{R_\square n e} \quad (2.23)$$

2.4.3 Einfluss eines Gates auf den Bandverlauf

In Abschnitt 2.4 wurde erläutert, dass Position und Stärke der Si-Dotierung die Ausbildung des 2DEG in der beschriebenen Struktur beeinflussen und die Elektronendichte n festlegen. Soll n nachträglich verändert werden, so kann dies über das Anlegen einer elektrischen Spannung an ein Gate geschehen, dass sich auf der Probenoberfläche befindet.

Dies kann im Bild eines Plattenkondensators verstanden werden. Dabei stellt das Gate eine Kondensatorplatte dar, und das 2DEG, wie in 2.4.1 beschrieben, kann als zweite Platte interpretiert werden. Der Ausgangszustand ohne Gatespannung entspricht der in Abbildung 2.10 gezeigten Situation. Wird nun am Gate eine Spannung relativ zum 2DEG angelegt, so verhält sich dieses analog zur Kondensatorplatte: Positive Spannungen am Gate führen zu einer Anreicherung der negativen Gesamtladung im 2DEG, n steigt. Ebenso können durch Anlegen einer negativen Gatespannung Elektronen aus dem 2DEG verdrängt werden, n sinkt. Dies kann bis hin zur vollständigen Verarmung des 2DEG führen, welches dadurch seine Leitfähigkeit verliert. Dies entspricht dem Funktionsprinzip eines Feldeffekt-Transistors (FET).

Im Bild der Bandstruktur bedeutet das Anlegen einer Gatespannung eine Veränderung des Ferminiveaus relativ zu den Bandkanten des Halbleiters. Abbildung 2.11 veranschaulicht dies am Beispiel verschiedener Gatespannungen. Es wird deutlich, dass sich durch die Verschiebung des Ferminiveaus die Steigung des Bandverlaufs verändert. Je negativer

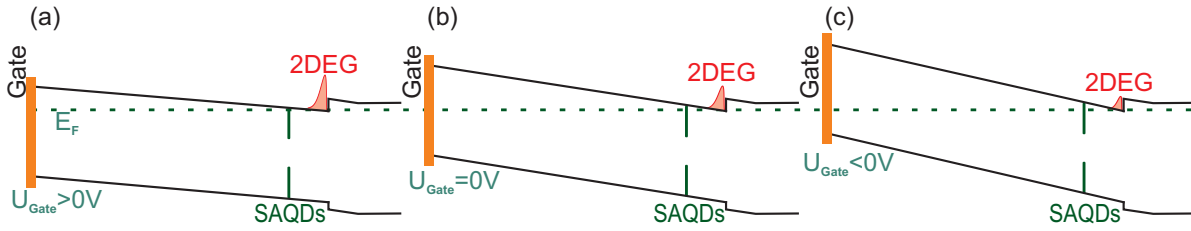


Abbildung 2.11: Einfluss der Gatespannung auf den Bandverlauf

(a) $U_{Gate} > 0 \text{ V}$, flacher Bandverlauf, hohe Elektronendichte

(b) $U_{Gate} = 0 \text{ V}$

(c) $U_{Gate} < 0 \text{ V}$, steiler Bandverlauf, reduzierte Elektronendichte

Verlauf der Bänder schematisch, ohne Darstellung des Schottky-Kontakts am Gate.

Änderungen der Elektronendichte dargestellt durch Amplitude der Elektronen-Wellenfunktion im 2DEG

die Gatespannung gewählt wird, desto steiler verlaufen die Bänder zwischen Oberfläche und 2DEG und Elektronen werden aus dem 2DEG verdrängt, was die Ladungsträgerdichte n reduziert. Zur Erzeugung eines QDs im 2DEG, wie es für das vorgeschlagene quantenoptische Interface notwendig ist, muss das 2DEG durch negative Gatespannungen vollständig verarmt werden. Das dies mit den vorliegenden Strukturen möglich ist, wird in Abschnitt 6.3.2 gezeigt. Die Veränderung des Bandverlaufs hat auch Einflüsse auf die anderen Kenngrößen des 2DEG. Diese werden in Abschnitt 6.2.1.1 untersucht. Abbildung 2.11 zeigt zusätzlich, wie die energetische Position der SAQDs durch die Variation der Gatespannung bezüglich des Fermi-niveaus verändert wird. Die damit einhergehende Änderung des Ladungszustands der Quantenpunkte wird in Abschnitt 5.5.4 thematisiert.

2.4.4 Abschätzung der benötigten Beweglichkeit

Wird der Spinzustand eines Elektrons wie in [37] als Qubit verwendet, so muss dafür gesorgt werden, dass das Elektron diesen nicht durch zufällige Streuprozesse verliert. Für die Realisierung eines gatedefinierten Quantenpunkts im 2DEG muss also beachtet werden, dass sich innerhalb des QDs kein Streuzentrum befindet. Dies ist für den Einzelfall nur schwer nachweisbar. Die Elektronenbeweglichkeit im 2DEG kann jedoch als Maß für die mittlere freie Weglänge und somit für die Dichte der Streuzentren gelten. Gatedefinierte Quantenpunkte können mit Durchmessern unter 100 nm erzeugt werden

[78]. Geht man also davon aus, dass die mittlere freie Weglänge $l = 100 \text{ nm}$ übersteigen muss, damit sich im QD kein Streuzentrum befindet, so kann daraus wie folgt ein Mindestmaß für die Beweglichkeit festgelegt werden: Die Driftgeschwindigkeit v_{th} von Elektronen im 2DEG ist über die kinetische Energie mit der System-Temperatur verknüpft:

$$\frac{1}{2}m^*v_{th}^2 = \frac{3}{2}k_bT. \quad (2.24)$$

Aus der Driftgeschwindigkeit und der geforderten mittleren freien Weglänge l kann die Streuzeit τ bestimmt werden:

$$\tau = \frac{l}{v_{th}} = l\sqrt{\frac{m^*}{3k_bT}} \quad (2.25)$$

Aus Gleichung 2.22 folgt schließlich für $T = 4,2 \text{ K}$ die minimal erforderliche Beweglichkeit:

$$\mu \geq \tau \frac{e}{m^*} = \frac{el}{\sqrt{3m^*k_bT}} \approx 4,9 \times 10^4 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}. \quad (2.26)$$

Um gatedefinierte Quantenpunkte mit Sicherheit realisieren zu können, wird im Rahmen dieser Arbeit davon ausgegangen, dass das dem QD zugrundeliegende 2DEG eine Mindest-Beweglichkeit von $\mu \geq 1 \times 10^5 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ erreichen muss, um einen gatedefinierten QD ohne eingeschlossenes Streuzentrum zu ermöglichen.

2.4.5 Der Quanten-Hall-Effekt

Bei niedrigen Magnetfeldern B kann der klassische Halleffekt beobachtet werden. Höhere Magnetfelder zeigen jedoch - hochbewegliche Systeme vorausgesetzt - Quantisierungseffekte. Für die Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts (QHE) erhielt Klaus von Klitzig 1985 den Nobelpreis. Der QHE kann sehr effizient zur Bestimmung der charakteristischen Kenngrößen eines 2DEG eingesetzt werden, weshalb er hier in Grundzügen vorgestellt wird [23, 131].

2.4.5.1 Quantisierung eines 2DEG im Magnetfeld

Die Zustandsdichte im 2DEG ist (ohne Magnetfeld) innerhalb eines Subbands konstant (vergleiche auch Abbildung 2.3). Wenn das Produkt aus Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad (2.27)$$

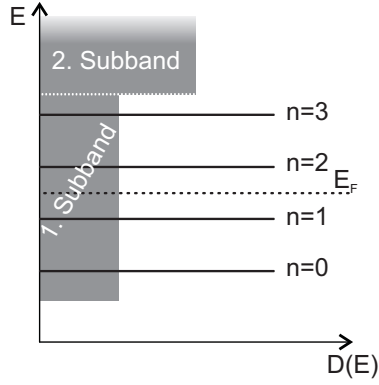


Abbildung 2.12: Landau-Quantisierung im 2DEG bei $B \neq 0$. Darstellung der Subbänder ($B = 0$) und Landauniveaus (ohne Spinaufspaltung)

und Transport-Streuzeit τ in starken Magnetfeldern die Bedingung $\mu B = \omega_c \tau > 1$ erfüllt, können sich Elektronen auf geschlossenen Kreisbahnen im 2DEG bewegen. Dies führt zu einer weiteren Quantisierung der Zustandsdichte ähnlich der von nulldimensionalen Systemen. Die quantisierte Zustandsdichte beträgt nun

$$\epsilon_{i,n,s} = \underbrace{\epsilon_{z,i}}_{\text{Subbandenergie}} + \underbrace{\left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c}_{\text{Landauenergie}} + \underbrace{sg\mu_B B}_{\text{Spinaufspaltung}}. \quad (2.28)$$

Sogenannte *Landauniveaus* bilden sich aus (Abbildung 2.12). Dabei ist $s = \pm\frac{1}{2}$ die Spinquantenzahl, g der Landé g-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton. Die Aufspaltung der Niveaus steigt wegen $\omega_c \propto B$ bei steigendem Magnetfeld. Dadurch schieben sich die Landauniveaus nach und nach über die Fermienergie, und höhere Niveaus werden entvölkert. Die Ladungsträgerdichte pro (gefülltem) Landauniveau

$$n_L(B) = \frac{g_s e B}{2\pi\hbar} \quad (2.29)$$

steigt dabei an. Der *Füllfaktor* $\nu = \frac{n_{\text{gesamt}}}{n_L}$ gibt die Zahl der bevölkerten Landauniveaus an, g_s ist die Spin-Entartung.

2.4.5.2 Folgen für den Magnetotransport

Die Herleitung von quantisiertem Hallwiderstand und Shubnikov-de Haas Oszillationen (SdH) findet sich in vielen Lehrbüchern. Hier wird nur das Wesentliche anhand von [131] wiedergegeben.

Wird bei $B = 0$ T an eine Probe in x-Richtung eine Spannung U_X angelegt, so gilt nach dem Ohmschen Gesetz $R = U_X/I_X$. Im Magnetfeld gilt dagegen aufgrund der

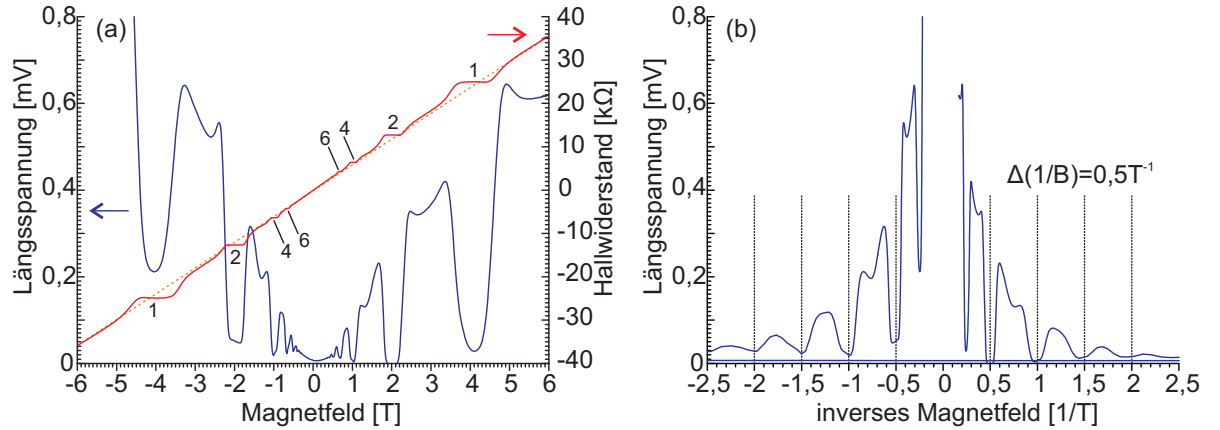


Abbildung 2.13: Messung am Wafer rZ14 (van der Pauw-Geometrie), $T = 1,5 \text{ K}$
 (a) Shubnikov-de Haas Oszillationen und quantisierter Hallwiderstand, zur Verdeutlichung der Plateaubildung im Hallwiderstand zusätzlich Darstellung des klassischen Halleffekts (schematische Darstellung, gestrichelt)
 (b) äquidistante Abstände der SdH-Minima auf einer $(1/B)$ -Skala

Lorentzkraft

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

mit der Stromdichte $\vec{j} = -ne\vec{v}$. Aus Symmetriegründen gilt $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ und $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$. Aus der Bewegungsgleichung für Elektronen

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = \underbrace{-e\vec{v} \times \vec{B}}_{\text{Lorentzkraft}} - \underbrace{m^+ \frac{\vec{v}}{\tau}}_{\text{Reibung}} \quad (2.31)$$

können schließlich die Komponenten des Leitfähigkeitstensors abgeleitet werden:

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} \quad \text{und} \quad \sigma_{xy} = \frac{\omega_c \tau \sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} \quad \text{mit} \quad \sigma_0 = \frac{ne^2 \tau}{m^*} \quad (2.32)$$

Aus der Leitfähigkeit kann durch Umformung von Gleichung 2.30 der Widerstandstensor bestimmt werden:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \sigma_0^{-1} \quad \text{und} \quad \rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \frac{-B}{ne} \quad (2.33)$$

Für $\omega_c \tau \gg 1$ gilt $\sigma_{xx} \approx \tau^{-1}$. Nur aufgrund von Streueffekten wird $\sigma_{xx} \rightarrow 0$ verhindert, und σ_{xx} nimmt einen endlichen Wert an. In einem Landau-quantisierten 2DEG kann

Streuung aber nur auftreten, wenn die Fermienergie gerade in der Mitte eines Landauniveaus liegt, so dass freie Zustände vorhanden sind, in die gestreut werden kann. Liegt die Fermienergie jedoch zwischen zwei Landauniveaus, fehlen diese Zustände und die Leitfähigkeit σ_{xx} ebenso wie der Widerstand ρ_{xx} nehmen den Wert Null an. Diese alternierenden Zustände des Längswiderstands werden Shubnikov-de Haas Oszillationen genannt (Abbildung 2.13(a)). Sie treten nur für hohe Beweglichkeiten bei tiefen Temperaturen und starken Magnetfeldern auf.

Die Periodizität der SdH-Oszillationen ergibt sich aus dem Abstand der Landauniveaus unter Verwendung von Gleichung 2.29:

$$n = \nu n_L = \nu \frac{eB}{h} \quad \Rightarrow \quad \nu = \frac{nh}{eB} \quad \Rightarrow \quad \Delta \left(\frac{1}{B} \right) = \frac{e}{nh} \quad (2.34)$$

In einer $1/B$ -Auftragung liegen die Extrema von σ_{xx} und ρ_{xx} also äquidistant (Abbildung 2.13(b)). Kann den einzelnen Perioden der Oszillationen nun noch der entsprechende Füllfaktor ν zugewiesen werden, so kann aus der Lage der SdH-Minima die Ladungsträgerdichte n bestimmt werden:

Nach Gleichung 2.21 gilt für den Hallwiderstand $R_H = \rho_{xy} = \frac{B}{en}$. Bestimmt man nun die Werte für R_H , bei denen Landauniveaus gerade ganz gefüllt sind (also SdH-Minima auftreten!), so gilt mit Gleichung 2.34

$$R_H = \frac{nh}{\nu e} \cdot \frac{1}{en} = \frac{h}{\nu e^2}, \quad \text{dabei ist} \quad \frac{h}{e^2} \approx 25,8 \text{ k}\Omega. \quad (2.35)$$

Die Magnetfelder, bei denen der Hallwiderstand R_H nach Gleichung 2.35 ganzzahlige Bruchteile der von Klitzing-Konstante $\frac{h}{e^2}$ annimmt, liefern über den Füllfaktor die notwendigen Informationen, um nach Gleichung 2.34 die Ladungsträgersdichte bestimmen zu können (Abbildung 2.13(a)).

Der bis hier beschriebene Formalismus erklärt noch nicht die Ausbildung der quantisierten Plateaus für die Hallspannung. Diese kann mit dem sogenannten *Landauer-Büttiker-Formalismus* im Randkanalbild für die Leitfähigkeit verstanden werden. Auch diese Herleitung findet sich vielerorts [131]. Da die QHE-Plateaus aber für die vorliegende Arbeit nicht relevant sind, wird auf eine Beschreibung verzichtet.

3 Probenprozessierung

3.1 Probenwachstum und Schichtaufbau der Heterostrukturen

3.1.1 Molekularstrahlepitaxie

Halbleiterheterostrukturen, wie sie für ein quantenoptisches Interface benötigt werden, müssen mit höchster Präzision gefertigt werden. Es ist wünschenswert, die Schichtstruktur der Kristalle möglichst atomlagengenau kontrollieren zu können. Aus diesem Grund bietet sich für das Wachstum der Proben die Molekularstrahlepitaxie (MBE - *molecular beam epitaxy*) an. Bei diesem Verfahren werden die Ausgangsmaterialien, die in flüssiger oder fester Form vorliegen, erhitzt, so dass Material abgedampft wird. Dieses kann sich auf der Oberfläche des verwendeten Substrats abscheiden. Über die Temperatursteuerung der Effusionszellen und die Öffnungszeit der eingebauten Shutter kann die Dicke der aufwachsenden Schichten exakt kontrolliert werden.

Abbildung 3.1 zeigt das Schema einer MBE-Kammer. Details zur verwendeten Anlage wurden bereits in anderen Arbeiten veröffentlicht [34]. Hier werden nur die wichtigsten Merkmale vorgestellt: Die MBE-Kammer wird mit Hilfe von Kryopumpen unter Ultrahochvakuum betrieben, um Verunreinigungen in der Probenstruktur zu minimieren. Als Substrate für die verwendeten Proben wurden 2"-GaAs [100]-Wafer der Hersteller *Freiberger*, *AXT* und *WT* verwendet. Gewachsen wurden Schichtfolgen von GaAs, AlAs, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sowie InAs, n- δ -Dotierungen wurden mit Si realisiert.

Der verwendete Substrat-Wafer wird während des Wachstums von Halbleiterschichten rotiert. Auf diese Weise kann das epitaktisch aufgebraachte Material homogener über den Wafer verteilt werden. Ebenso wird das Temperaturprofil gleichförmiger. Um für das jeweilige Material die optimalen Wachstumsbedingungen zu erreichen, kann das Substrat zusätzlich beheizt werden.

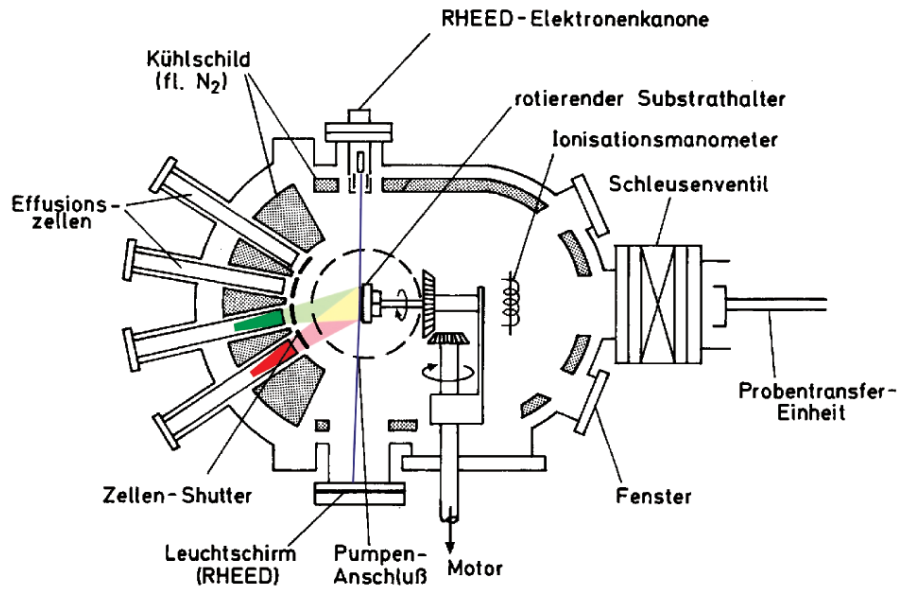


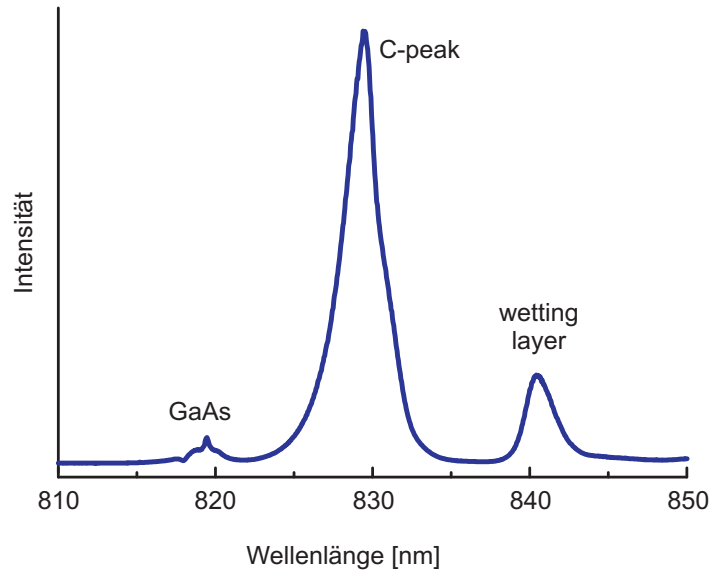
Abbildung 3.1: Schemazeichnung einer MBE-Anlage, aus [34]

Um die Wachstumsgeschwindigkeit zu kontrollieren und den Materialfluss aus den Effusionszellen korrekt einzustellen, kann der Wafer unter streifendem Einfall mit einem Elektronenstrahl beschossen werden. Auf einem Fluoreszenzschirm wird dann das Beugungsbild des Elektronenstrahls an der Kristallstruktur abgebildet. Dieses Verfahren wird „Beugung hochenergetischer Elektronen bei Reflexion“ (RHEED - *reflected high energy electron diffraction*) genannt. Aus den periodischen Helligkeitsschwankungen des Beugungsbildes kann die Wachstumszeit für eine einzelne Monolage bestimmt werden. Das Beugungsbild selbst gibt Ausschluss über den Wachstumsmodus [34].

RHEED-Messungen werden vor Beginn des Wachstums eingesetzt, um die Wachstumsgeschwindigkeit der zu verwendenden Halbleiter zu bestimmen. Typische Raten liegen etwa bei $1-2 \frac{\text{\AA}}{\text{s}}$. Während des eigentlichen Wachstums kann diese Rate nicht kontrolliert werden, da der Wafer für eine RHEED-Messung nicht rotieren darf. Dies führt zu einer geringen systematischen Unsicherheit beim Probenwachstum.

Ein anderer wesentlicher Störfaktor ist der Einbau von Fremdatomen. Deren Vorhandensein innerhalb der MBE-Kammer kann mittels eines Massenspektrometers bestimmt werden. Nahezu unvermeidbar sind C-Atome. Sie sind in Photolumineszenz-Spektren (Abschnitt 2.3.1) aufgrund der hohen Oszillatorstärke von Kohlenstoff deutlich zu sehen. Dies wird in Abbildung 3.2 am Beispiel eines Spektrums des Wafers Z02 demonstriert.

Abbildung 3.2: PL-Spektrum des Wafers Z02 mit typischen Spektrallinien von bulk-GaAs ($\lambda \approx 819 \text{ nm}$), C-Störstellen in GaAs ($\lambda \approx 829 \text{ nm}$) und dem WL-Signal einer dünnen InAs-Schicht (hier: $\lambda \approx 840 \text{ nm}$)



3.1.2 Klassifizierung verschiedener Probentypen

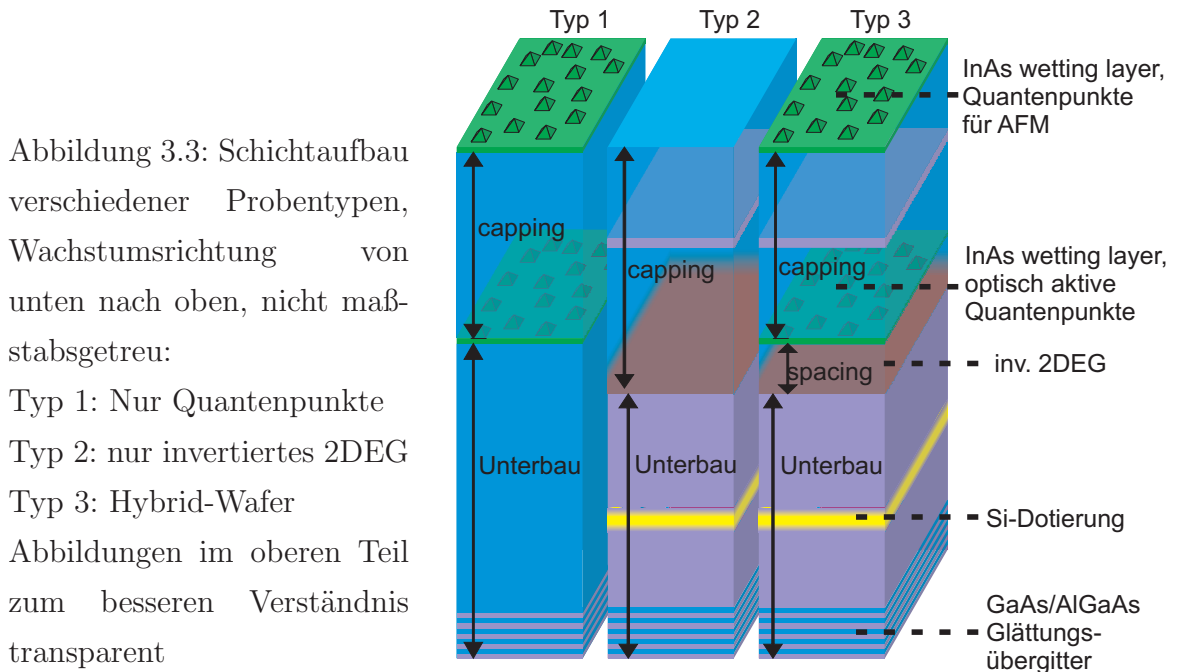
Die von Engel [37] vorgeschlagene Heterostruktur für ein quantenoptisches Interface kombiniert selbstorganisierte Quantenpunkte mit einem invertierten 2DEG. Beide Komponenten müssen in ihren individuellen Eigenschaften zunächst verstanden werden, bevor deren Wechselwirkung betrachtet werden kann.

Aus diesem Grund wurden für die vorliegende Arbeit zahlreiche Testwafer gewachsen, die jeweils nur eine der funktionalen Komponenten der Heterostruktur enthalten. Diese können dann mit Hybrid-Proben verglichen werden, die SAQDS und 2DEG enthalten. Abhängig vom Schichtaufbau werden die verwendeten Wafer für diese Arbeit wie folgt klassifiziert:

- Mit *Typ 1* werden alle Wafer bezeichnet, die lediglich eine optisch aktive Schicht InAs Quantenpunkte beinhaltet.

Bei allen Typ 1-Wafern wurde die SAQD-Schicht auf der Oberfläche repliziert (siehe Abschnitt 3.1.4). Diese QDs sind nicht optisch aktiv, können aber mittels AFM zur Bestimmung der SAQD-Dichte verwendet werden. Ein Querschnitt durch einen exemplarischen Typ 1-Wafer ist in Abbildung 3.3 links zu sehen.

Um eine möglichst defektfreie, glatte Oberfläche für das Wachstum der SAQDs zu erhalten, wurde auf die GaAs-Wafer ein Unterbau aus GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Pufferschichten gewachsen. Um beliebige Al-Konzentrationen x realisieren zu können, wird ein Übergitter (SL - *super lattice*) gewachsen, indem abwechselnd GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ in dünnen Schichten aufeinander folgen. Diese Vielzahl an Grenz-



flächen reduziert außerdem die Defektdichte.

Auf den Unterbau folgt die InAs-Schicht, die zur Ausbildung der optisch aktiven SAQDs folgt. Hier wurde unter anderem die Schichtdicke variiert, um die SAQD-Dichte zu beeinflussen. Die QDs werden von einem GaAs-capping layer bedeckt, um ein Einschlusspotential für Ladungsträger zu erzeugen (Abschnitt 2.2.2). Auf der Waferoberfläche folgt die zweite SAQD-Schicht.

- Wafer, die mit *Typ 2* bezeichnet werden, weisen zwar ein invertiertes zweidimensionales Elektronengas auf, dafür aber keine Quantenpunkte.

Der entsprechende Schichtaufbau ist in Abbildung 3.3 in der Mitte gezeigt. Da für invertierte 2DEGs zunächst eine $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht benötigt wird, ist auch hier wieder ein Glättungs-Übergitter vorhanden. In die $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht wird die Si- δ -Dotierung eingebracht, die die freien Elektronen für das 2DEG bereitstellt. Auf das $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ wurde eine Schicht GaAs gewachsen, an der Grenzfläche bildet sich das invertierte 2DEG aus. Der Abstand zwischen Dotierung und Grenzfläche wurde variiert.

Das capping der Typ 2-Proben wurde unterschiedlich realisiert: Neben Wafern mit GaAs-capping bis zur Oberfläche wurden auch Proben mit $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barrieren im capping gewachsen. Diese Schichten können als Ätzstoppschicht zur späteren Prozessierung dienen. Außerdem wurde bei manchen Wafern das Wachstum der

GaAs-Schicht nahe am 2DEG unterbrochen. Diese Pause simuliert die Unterbrechung, die sonst beim Wachsen der SAQDs entsteht. Auf diese Weise kann eine vergleichbare Zahl an Kristalldefekten erreicht werden.

- Kombinierte Strukturen werden *Typ 3* genannt. Sie enthalten ein invertiertes 2DEG und eine Schicht SAQDs in geringem Abstand zueinander, so dass beide Komponenten sich gegenseitig beeinflussen können. Abbildung 3.3 rechts zeigt die Schichtfolge. Der Unterbau unterscheidet sich nicht von dem der Typ 2-Wafer. In das GaAs-capping wird hier eine Schicht InAs eingebracht, die wie in den Typ 1-Wafern SAQDs ausbildet. Der Abstand zwischen invertiertem 2DEG und SAQDs (*spacing*) wurde variiert. An der Probenoberfläche befindet sich - ebenfalls analog zu Typ 1 - üblicherweise eine zweite Schicht Quantenpunkte.

Eine Auflistung aller verwendeten Wafer mit den individuellen Schichtfolgen findet sich im Anhang im Abschnitt 8.2. Auf das Wachstum der SAQD-Schichten in Typ 1- und Typ 3-Strukturen wird im folgenden Abschnitt noch einmal separat eingegangen.

3.1.3 Variation der Quantenpunktdichte

Bei dem in Abschnitt 2.2.1 vorgestellten Stranski-Krastanov-Verfahren bildet sich eine SAQD-Dichte aus, die unter anderem von der Schichtdicke des aufgetragenen Materials kritisch abhängt. Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit ist es, den Einfluss von SAQDs auf darunterliegende invertierte 2DEGs zu bestimmen. Für ein quantenoptisches Interface wird ein einzelner InAs-QD benötigt, also muss beim Wachstum eine SAQD-Dichte von $\rho_{QD} \ll 1 \mu\text{m}^{-2}$ erzielt werden.

Für eine systematische Analyse ist es daher erforderlich, die SAQD-Dichte kontrolliert variieren zu können. Wächst man nun auf verschiedenen Wafern unterschiedliche SAQD-Dichten bei sonst nominell identischen Wachstumsparametern, so kann trotzdem nicht zweifelsfrei davon ausgegangen werden, dass sich Probenstücke beider Wafer nur in der SAQD-Dichte unterscheiden. Das liegt an den MBE-üblichen Schwankungen von Wachstumsraten oder -temperaturen, die niemals ganz verhindert werden können. Um also unterschiedliche SAQD-Dichten auf einem Wafer realisieren zu können, wird beim Probenwachstum folgender Kunstgriff angewandt:

Üblicherweise werden beim MBE-Wachstum alle Schichten unter kontinuierlicher Rotation des Wafers gewachsen. Dies ist notwendig, da die Effusionszellen in der Maschine

nicht senkrecht zur Waferoberfläche ausgerichtet sind (vgl. Abb. 3.1). Zellnahe Bereiche des Wafers würden unrotiert mehr Material aufnehmen als zellferne Bereiche, was zu unterschiedlichen Schichtdicken führen würde. Genau diesen an sich unerwünschten Effekt macht man sich nun zunutze: Vor Beginn des SAQD-Wachstums wird die Rotation des Wafers angehalten. Dadurch entsteht auf der Seite der Probe, welche der In-Zelle an nächsten liegt, eine InAs-Schicht, deren Dicke höher ist als die nominell gewachsene, was zu sehr hohen SAQD-Dichten im Bereich von 50-80 Quantenpunkten pro μm^2 führt. Auf der gegenüberliegenden Seite der Probe wird bei geschickter Wahl der Wachstumsparameter sogar so wenig InAs gewachsen, dass die kritische Schichtdicke für Stranski-Krastanov-Quantenpunkte (vgl. Abschnitt 2.2.1) nicht erreicht wird. Demzufolge entstehen hier keine SAQDs. Dazwischen bildet sich ein Gradient in der SAQD-Dichte aus [105], der mittels AFM (vgl. Abschnitt 3.1.4) vermessen werden kann.

3.1.4 Bestimmung der Quantenpunktdichte

Zur vollständigen Charakterisierung des verwendeten Probenmaterials ist es unverzichtbar, die Quantenpunktdichte an einer gegebenen Position auf einem Probenstück zu kennen. Da die SAQD-Dichte auf allen für diese Arbeit verwendeten Wafern den in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Gradienten aufweist, benötigt man ein schnelles und ebenso zuverlässiges Verfahren, um die Dichte zu ermitteln.

Eine direkte Bestimmung mittels Mikrophotolumineszenz kommt dafür nicht infrage. Zum Einen ist das Messverfahren sehr aufwändig, zum Anderen wird die Bestimmung der Quantenpunktdichte im Bereich hoher Quantenpunktdichten durch die begrenzte Ortsauflösung der Konfokalmikroskopie unmöglich. Als hohe Quantenpunktdichte kann dabei alles oberhalb von $\rho_{QD} \approx 1 \mu\text{m}^{-2}$ angesehen werden.

Eine geeignetere Methode ist die direkte Messung mittels Rasterkraftmikroskopie (atomic force microscopy: AFM). Jeder Quantenpunkt erzeugt durch die Gitterfehlanpassung Kristalldefekte. Diese setzen sich in Wachstumsrichtung fort [59] und sind schließlich in AFM-Messungen an der Probenoberfläche in Form von Unebenheiten der Größenordnung $1 - 2 \text{ nm}$ nachweisbar. Dieser Nachweis an Defekten ist jedoch nur bis zu capping layer - Dicken bis zu 130 nm möglich [59, 69, 103]. Die in dieser Arbeit verwendeten Proben enthalten jedoch wesentlich dickere capping layer von typischerweise 500 nm , wodurch die genannte Methode ebenfalls ausscheidet.

Alternativ zu den genannten Methoden bietet es sich an, bereits beim Probenwachs-

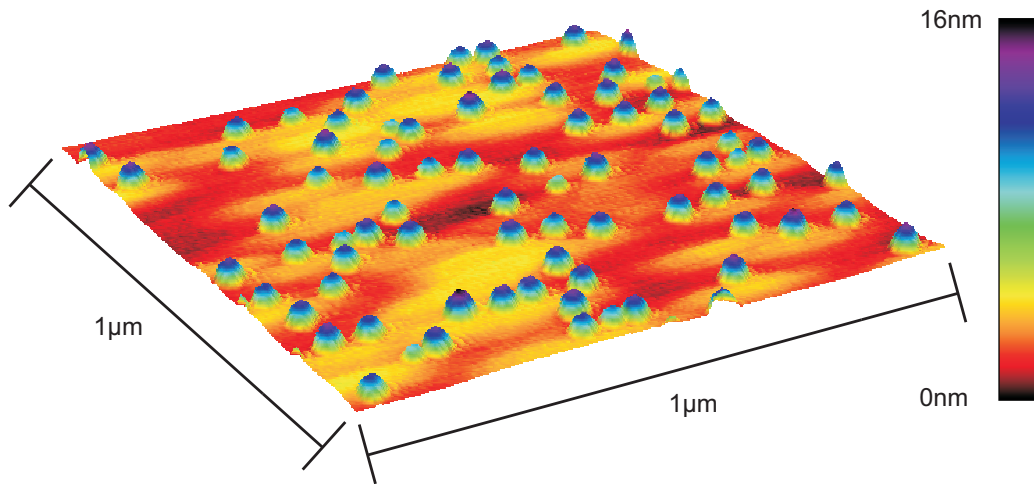


Abbildung 3.4: Z03: AFM-Aufnahme ($1 \times 1 \mu\text{m}^2$) einer Schicht selbstorganisierter InAs-Quantenpunkte: Höhe $\approx 10 - 15 \text{ nm}$, Durchmesser $\approx 30 \text{ nm}$

tum an der Oberfläche eine zusätzliche Schicht Quantenpunkte zu wachsen - unter den (nominell) identischen Wachstumsbedingungen wie bei den vergrabenen, optisch aktiven Quantenpunkten. Abbildung 3.4 zeigt einen AFM-Scan der Größe $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ auf der Oberfläche des Wafers Z03. Die SAQDs sind deutlich zu erkennen, somit kann ihre Dichte bestimmt werden. Zwar ist keine Eins-zu-Eins Korrelation zwischen den QDs auf der Oberfläche und den vergrabenen QDs zu erwarten, jedoch ist aufgrund identischer Wachstumsbedingungen zu erwarten, dass beide Schichten sehr gut vergleichbare Quantenpunktdichten aufweisen.

3.2 Oberflächenstrukturierung

Um die elektrischen Eigenschaften der invertierten 2DEGs zu charakterisieren, mussten verschiedene Strukturierungsprozesse an den Proben durchgeführt werden. Diese werden im Folgenden erläutert.

3.2.1 Van-der-Pauw Geometrie

Elektrische „Schnellcharakterisierungen“, das heißt, die Bestimmung von Schichtwiderstand, Elektronenbeweglichkeit und -dichte wurde mittels der *van der Pauw*-Methode gemessen [124]. Diese Methode hat den Vorteil, dass die Probenpräparation sehr einfach

durchzuführen ist. Die Probe wird nicht durch eine große Zahl von Einzelschritten in der Prozessierung beeinträchtigt, so dass die gemessenen Werte dem tatsächlichen Wert der Messgrößen sehr nahe kommen.

Eine van-der-Pauw-Messung benötigt ein leitfähiges Probenstück beliebiger Form, jedoch ohne eingeschlossene Löcher. Am Probenrand werden vier Kontakte (A-D) definiert (siehe Abbildung 3.5)(a). Legt man an zwei Kontakten (A,B) eine Spannung U_{AB} an, kann der Widerstand

$$R_{AB,CD} = \frac{U_{AB}}{I_{CD}} \quad (3.1)$$

gemessen werden. Dabei ist I_{CD} der zwischen C und D fließende Strom. Durch zyklische Vertauschung der Kontakte können auch die Widerstände $R_{BC,DA}$, $R_{CD,AB}$ und $R_{DA,BC}$ ermittelt werden. Es kann gezeigt werden [124], dass sich der Schichtwiderstand dann zu

$$R_{\square} = \frac{\pi}{4\ln 2} \sum_{i=1}^4 R_i \cdot f \quad (3.2)$$

ergibt. f ist dabei ein Korrekturfaktor, der die Symmetrie der Probe abbildet.

Für diese Arbeit wurden typischerweise quadratische Probenstücke von 4 mm \times 4 mm verwendet. Der Korrekturfaktor beträgt dann $f = 1$. Zur Herstellung der benötigten elektrischen Kontakte wird die Probe an den Ecken eingeritzt und dort mit In benetzt. Anschließend wird die Probe unter Formiergasatmosphäre innerhalb von 300 s erhitzt und bei $T=350$ °C für 300 s annealed. Dabei diffundiert das In in den Halbleiter ein. An die auf diese Weise erzeugten ohmschen Kontakte zum 2DEG wurden anschließend wiederum mit In Golddrähte geklebt. Durch Hallmessungen (vergleiche Abschnitt 2.4.2) kann schließlich die Elektronendichte und somit auch die Beweglichkeit bestimmt werden.

3.2.2 Prozessierung von Hallbars

Eine van der Pauw-Messung stellt eine Mittelung über ein Probenstück endlicher Fläche dar. Die hier verwendeten 4 mm \times 4 mm -Waferstücke sind zu groß, um lokale Aussagen über die Kenngrößen des 2DEG zu ermöglichen, insbesondere, wenn deren Abhängigkeit von der SAQD-Dichte auf Typ 3-Proben untersucht werden soll.

Dieses Problem kann durch die Verwendung von Hallbars umgangen werden. Diese wurden senkrecht zum SAQD-Gradienten orientiert, so dass die QD-Dichte auf der Hallbar

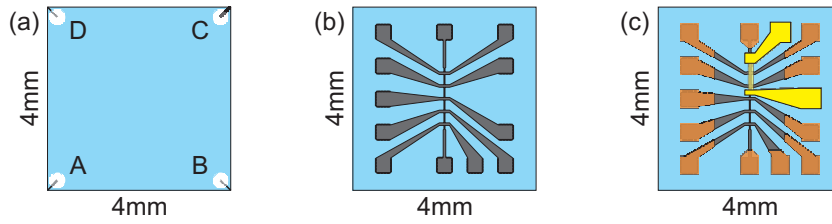


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung verschiedener Probengeometrien:

(a) van der Pauw-Kontaktierung, (b) Hallbar-Struktur, (c) Hallbar-Struktur mit ohmschen Kontakten zum 2DEG (orange) und zum semitransparentem Gate (gelb)

in guter Näherung konstant blieb. Ein Nachteil gegenüber van der Pauw-Proben ist allerdings die aufwändige Strukturierung. Mittels optischer Lithografie werden die Hallbar-Strukturen definiert und nasschemisch geätzt, so dass das 2DEG neben der Hallbar entfernt wird. Abbildung 3.5(b) zeigt schematisch eine solche Hallbar. Waferabhängig werden dafür verschiedene Ätzverfahren angewendet [22, 27, 58, 60, 94, 120]. Die genauen Ätzrezepte finden sich im Anhang im Abschnitt 8.3. Die Kontakte zum 2DEG werden entweder analog zu den van der Pauw-Kontakten durch Einlegieren von In gefertigt oder durch das Aufdampfen und Einlegieren von 250 nm $\text{Au}_{0.875}\text{Ge}$ und 40 nm Ni. Die Bestimmung der elektrischen Kenngrößen erfolgt gemäß Abschnitt 2.4.2

3.2.3 Semitransparente Gates

Gateabhängige Messungen können nur an Hallbars durchgeführt werden, da ein Gate nicht sinnvoll auf van der Pauw-Strukturen definiert werden kann. Um den optischen Zugang zu den SAQDs zu erhalten, müssen entsprechende Gates (semi-)transparent im für PL relevanten Spektralbereich ($500 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1100 \text{ nm}$) bleiben. Eine semitransparente Schicht aus 2,5 nm Ti und 8 nm Au kann das ermöglichen. Die Transparenz liegt hier üblicherweise bei etwa $65 \pm 10\%$.

Um das transparente Gate mit einem Bonddraht kontaktieren zu können, wird abschließend ein mit dem Gate überlappendes Bondpad aus 10 nm Ti und 200 nm Au erzeugt. Um den elektrischen Kontakt über die Stufe des Hallbarrands sicherzustellen, wird dieses Pad unter einem Winkel von 45° aufgedampft. Es befindet sich grundsätzlich neben der Hallbar, um einen Kurzschluss zum 2DEG durch den Bonddraht zu vermeiden. Abbildung 3.5(c) zeigt schematisch eine Hallbar mit semitransparentem Gate und Kontaktpads.

4 Messtechnik

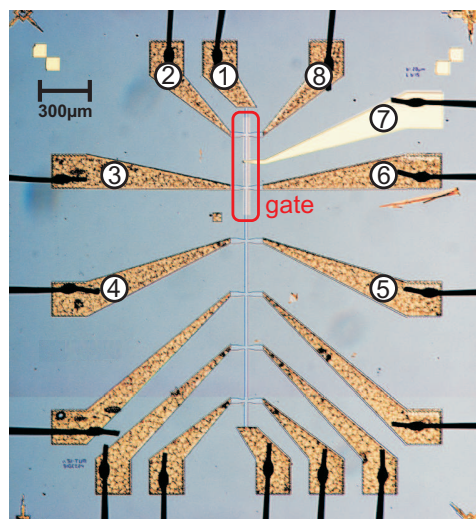
4.1 Charakterisierung elektrischer Kontakte

Bringt man einen Metallkontakt auf ein Halbleitersystem auf, entsteht grundsätzlich zunächst ein Schottky-Kontakt. Dieser verhält sich diodenartig [30, 131]. Während dies für Gatekontakte hilfreich ist, muss dieser Effekt für Kontakte an das 2DEG-System vermieden werden. Hier ist eine ohmsche Charakteristik notwendig. In diesem Abschnitt werden diese beiden Typen elektrischer Kontakte untersucht.

4.1.1 Leckstromkurven zwischen Gate und 2DEG

Die Strom-Spannungs-Kennlinie zwischen Gate und 2DEG ist die einer Diode. Für Spannungen unterhalb der Durchbruchsspannung U_{th} wird idealerweise eine isolierende Wirkung des GaAs zwischen Gate und 2DEG erwartet, also $I(U_{Gate} < U_{th}) = 0$ A. Die Höhe der Schottky-Barriere wird maßgeblich durch den Halbleiter bestimmt. Für einen TiAu-Kontakt auf GaAs liegt sie etwa bei $E_S = 0,8$ eV [30]. Andere Materialien zeigen andere

Abbildung 4.1: Lichtmikroskopbild einer prozessierten Hallbar, Breite: $20\text{ }\mu\text{m}$, Länge: 5 Abschnitte zu je $300\text{ }\mu\text{m}$, semitransparentes TiAu-Gate ⑦, AuGe-Kontakte zum 2DEG ①-⑥ und ⑧, Aluminium-Bonddrähte. Benennung der Kontakte gültig für alle Angaben in dieser Arbeit



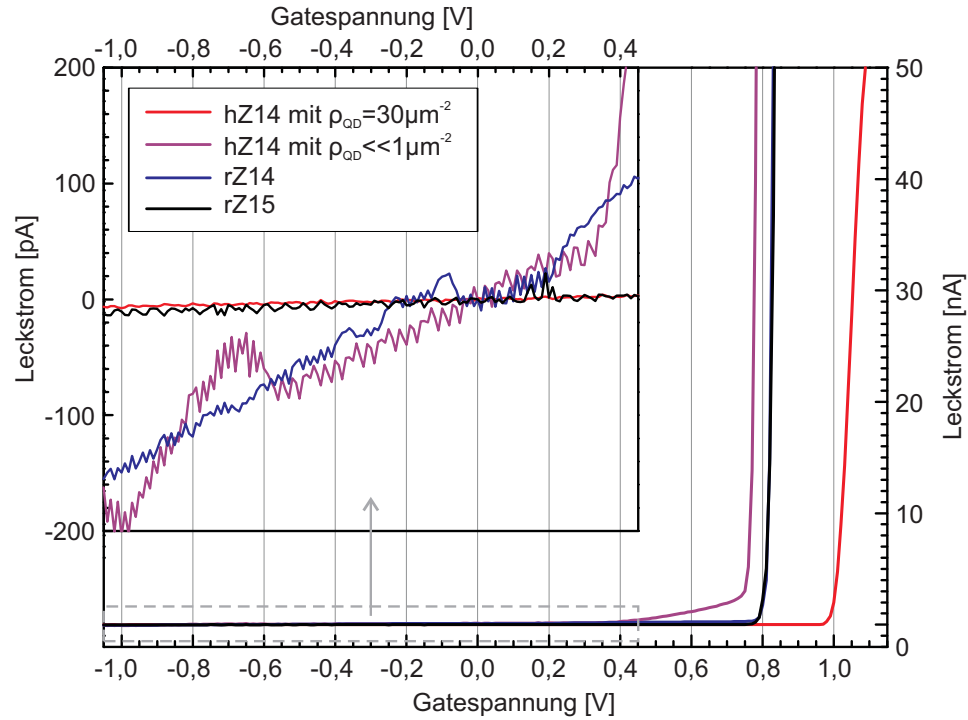


Abbildung 4.2: Leckstromkurven für semitransparente TiAu-Gates an Hallbars der Wafer hZ14, rZ14, rZ15, gemessen jeweils zwischen den Kontakten ① und ⑦. Kurven offset-korrigiert. inset: Vergrößerung der Strom-Achse im markierten Bereich

Barrieren. Absolute Werte können jedoch kaum angegeben werden, da auch prozessierungsbezogene Einflüsse wie die Reinigung der Oberfläche eine Rolle spielen.

Wenn die Schottky-Barriere überwunden wird ($U_{Gate} \geq E_S$) verlaufen die Bänder flach und ein sprunghafter Anstieg des Leckstroms ist zu erwarten.

Vier Leckstromkurven werden in Abbildung 4.2 verglichen. Alle stammen von vergleichbar prozessierten Hallbar-Strukturen wie sie in Abbildung 4.1 vorgestellt wurden. Gemessen wurde jeweils zwischen den Kontakten ① (2DEG) und ⑦ (Gate). Hallbars der Typ 2-Wafer rZ14 und rZ15 werden mit zwei Proben des Typ 3-Wafers hZ14 - einmal mit hoher SAQD-Dichte und einmal praktisch ohne QDs - verglichen.

Zunächst fällt auf, dass die Durchbruchspannungen nicht einheitlich sind. Für die Proben mit niedriger SAQD-Dichte beziehungsweise ohne QDs kann dies damit erklärt werden, dass der am Schottky-Kontakt beteiligte Halbleiter für hZ14 InAs, für rZ14 und rZ15 GaAs ist, außerdem spielen individuelle Prozessierungseffekte eine Rolle.

Die Hallbar mit hoher SAQD-Dichte zeigt dagegen eine stärker verschobene Durchbruchspannung. Außer der zu überwindenden Schottky-Barriere müssen hier auch noch

die bei positiven Gatespannungen mehrfach negativ geladenen QDs (vergleiche Abbildung 5.15) überwunden werden, die eine zusätzliche Potentialbarriere darstellen.

Diese zusätzliche Barriere durch geladene QDs kann auch die Begründung für den wesentlich niedrigeren Stromfluss im Bereich $U_{Gate} < U_{th}$ erklären: Solange die SAQDs ungeladen oder nur schwach geladen sind, werden Elektronen eingefangen und tragen somit nicht zum (Leck-)Strom bei. Stark geladene QDs bilden schließlich eine Barriere aus, die vom Leckstrom durchtunnelt werden muss. Der vergleichbar niedrige Stromfluss bei rZ15 kann mit der dicken intrinsischen GaAs-Schicht erklärt werden, die sehr gut isoliert. Zur Abschätzung des (Gleichstrom-) Widerstandes erhält man durch Anwendung des ohmschen Gesetzes auf diesen Bereich der Leckstromkurven $R_{Gate-2DEG} \approx 110 \text{ G}\Omega$ für $\rho_{QD} = 33 \text{ }\mu\text{m}^{-2}$ und $R_{Gate-2DEG} \approx 5,8 \text{ G}\Omega$ für die Fälle mit $\rho_{QD} \rightarrow 0 \text{ }\mu\text{m}^{-2}$. Selbst für den Fall hoher SAQD-Dichte durchqueren bei $U_{Gate} = 0,5 \text{ V}$ pro Sekunde $7,9 \times 10^6$ Elektronen die Struktur. Diese Elektronen stehen sicherlich zur Verfügung, um die in Abschnitt 5.5.4 gezeigten veränderten Ladungszustände der QDs zu realisieren.

4.1.2 Ohmsche Kontakte zum 2DEG

Für die Verwertbarkeit der Leckstromkurven aus Abschnitt 4.1.1 ist es ebenso wie für die Auswertung der Ergebnisse aus Abschnitt 6.1 absolut entscheidend, die Charakteristik der Kontakte zum 2DEG zu kennen. Schottky-Kontakte wären hier schädlich, ein ohmsches Verhalten ist ein Muss, damit Aussagen über Schichtwiderstände, Ladungsträgerdichten und Beweglichkeiten belastbar sind. Deshalb wurden 2DEG-Kontakte grundsätzlich paarweise analysiert, indem eine UI-Kennlinie aufgezeichnet wurde. Kontakte, deren Verhalten nichtohmsch war, wurden zur Messung nicht verwendet.

Diese Kontrollmessungen werden nun am Beispiel derselben Hallbar vorgestellt, deren Leckstromkurve in Abbildung 4.2 (rot) bereits gezeigt wurde. Die Abbildungen 4.3(a-d) zeigen für die jeweils angegebenen Kontaktpaare gemäß Abbildung 6.7 UI-Kennlinien im Bereich $-1 \text{ V} \leq U \leq 1 \text{ V}$. Die Werte auf der Spannungs-Achse verstehen sich als Potential des jeweils zweiten Kontakts relativ zum Ersten. Für alle Messungen wurde eine Strombegrenzung $I_{max} = 2 \text{ }\mu\text{A}$ festgelegt, um die Probe zu schützen.

Das in Bild (a) gezeigte Kontaktpaar ④-⑤ liegt außerhalb des gegateten Bereichs. Sowohl die vor Beleuchten als auch die nach Beleuchten gemessene UI-Kennlinie zeigen eine ohmsche Charakteristik. Nach Beleuchten sinkt der Widerstand signifikant, da durch die Aktivierung der DX-Zentren nun mehr Elektronen zur Verfügung stehen.

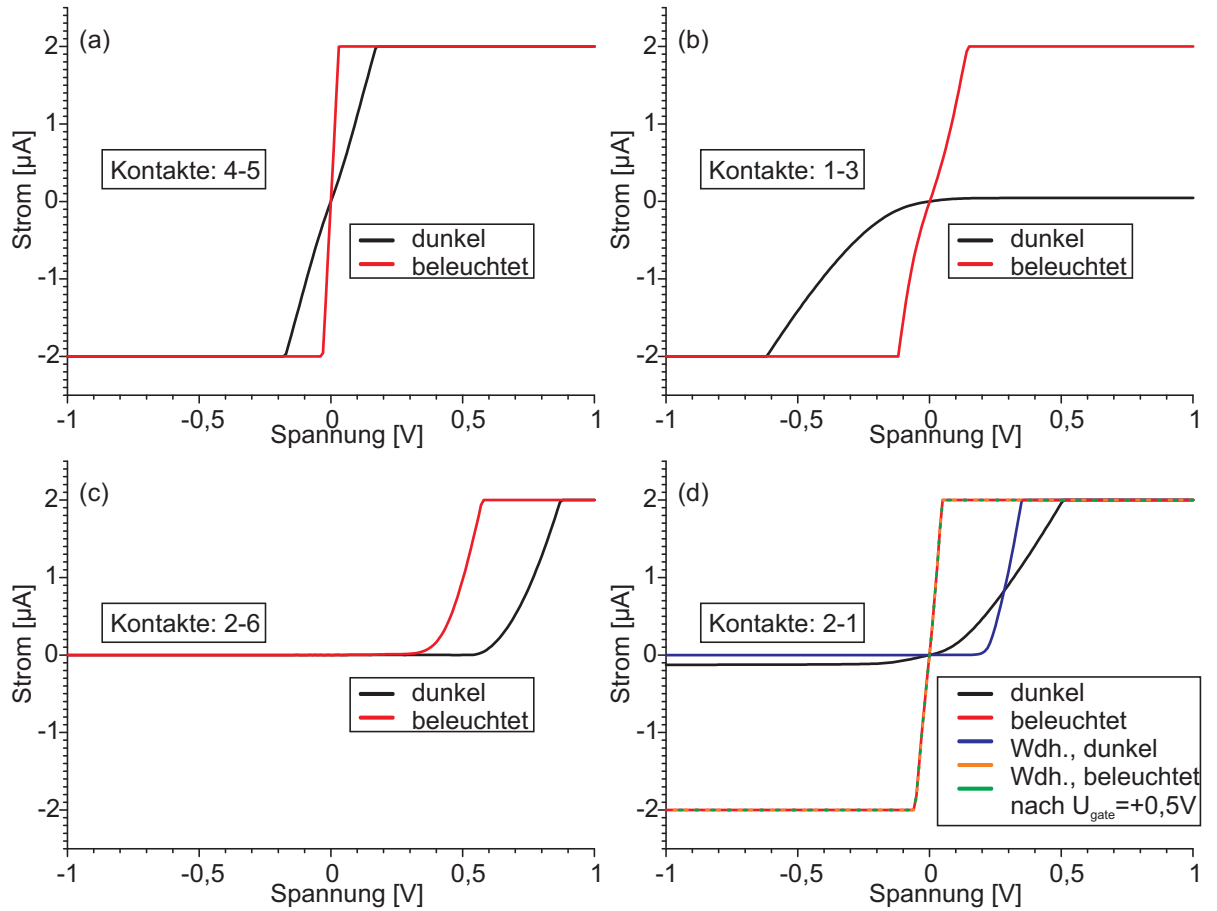


Abbildung 4.3: Hallbar auf Wafer hZ14 mit $\rho_{QD} = 33 \mu\text{m}^{-2}$

2DEG-Kontaktwiderstände in Zweipunkt-Geometrie gemessen. Alle Daten bei 4,2 K, kein Potential am Gate angelegt

- (a) Kontakte ④-⑤, Verbindung nicht unterhalb des Gates
- (b) Kontakte ①-③, Verbindung unterhalb des Gates
- (c) Kontakte ②-⑥, Beispiel für defekten Kontakt
- (d) Kontakte ②-①, Verbindung unterhalb des Gates, mit Vergleichsdaten aus zwei Einkühl- und Beleuchtungsvorgängen sowie Verwendung des Gates

Im Gegensatz dazu zeigt (b) das Kontaktpaar ①-③, das durch den 300 μm langen, gegateten Hallbarkanal getrennt ist. Die unbeleuchtete Messung führt zu einer Diodenkennlinie, erst die Daten nach Beleuchtung zeigen ein ohm'sches Verhalten. Dieser Effekt kann nicht durch die Gegenwart des Gates begründet werden, da die Diodenkennlinie der Dunkelmessung eine Stromflussrichtung auszeichnet, was das Gate nicht kann. Vielmehr bildet genau einer der beiden beteiligten Kontakte unbeleuchtet einen Schottky-Kontakt

aus. Durch die beim Beleuchten zusätzliche eingebrachten Elektronen wird das Schottky-Verhalten unterdrückt und ein ohm'sches Verhalten entsteht.

Das in Abbildung (c) gezeigte Kontaktpaar ②-⑥ besteht aus einem ohmschen Kontakt sowie einem Kontakt, der dunkel wie auch beleuchtet eine Schottky-Charakteristik zeigt. Die Tatsache, dass dieser Kontakt nach Beleuchten eine niedrigere Durchbruchsspannung ausweist ist belanglos, da dieser Kontakt zur Bestimmung der 2DEG-Eigenschaften nicht verwendet werden darf.

In beiden Fällen (b) und (c) kann der jeweils betroffene Kontakt anhand der Orientierung der Diodenlinie identifiziert werden. Schottky-Barrieren brechen bei positiven Spannungen durch. Es handelt sich also um die Kontakte ① in (b) und ⑥ in (c). Wäre jeweils der andere Kontakt betroffen, dann wäre die Kurve am Ursprung gespiegelt. Falls beide Kontakte nichtohm'sch wären, würde durch die Gegenschaltung zweier Dioden kein Strom fließen.

Bild (d) zeigt schließlich fünf UI-Kennlinien des Kontaktpaars ②-①. Wiederum wurde zunächst dunkel, dann beleuchtet gemessen. Diese Kurven sind konsistent mit Abbildungen (b) und (c), wo beide verwendeten Kontakte bereits gezeigt wurden. Nach diesen Messungen wurde die Probe aufgewärmt, erneut eingekühlt und ein weiteres Mal dunkel, dann beleuchtet gemessen. Am Vergleich der beiden Dunkelmessungen zeigt sich, dass die Einkühlprozesse keine reproduzierbaren Zustände erzeugen. Nach Beleuchten jedoch zeigen die Kurven hochgradige Übereinstimmung. Zuletzt wurde das Gate für mehrere Minuten mit $U_{Gate} = 0,5 \text{ V}$ belegt, anschließend wieder von der Spannungsversorgung getrennt. Auch die danach gemessene Kurve stimmt mit den vorigen überein. Der Betrieb des Gates hat also auf das ohm'sche Verhalten der Kontakte und den Zweipunkt-Widerstand ihrer Verbindung keinen nachhaltigen Einfluss.

Vor der Durchführung von Magnetotransport-Charakterisierungen des 2DEG kann durch solche Messungen die Tauglichkeit der zu verwendenden Kontakte überprüft werden und gegebenenfalls auf andere Kontakte ausgewichen werden.

4.2 Magnetotransportmessungen an 2DEG-Systemen

Die elektrischen Eigenschaften eines 2DEG werden über verschiedene Transport-Messverfahren bestimmt. Durch die Probenkonfiguration (siehe Abschnitt 3.2) ist festgelegt, welche Verfahren jeweils möglich sind. Die für diese Arbeit relevanten Methoden werden im Folgenden vorgestellt.

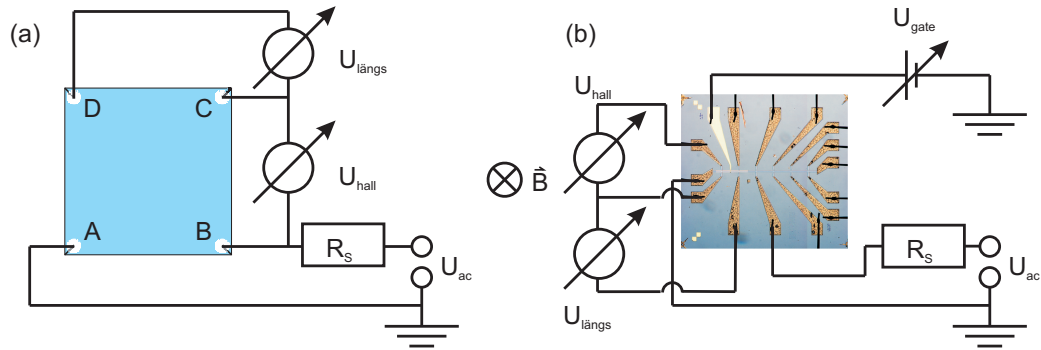


Abbildung 4.4: Schaltbilder für elektrische Messungen am 2DEG

(a) van der Pauw-Geometrie

(b) Hallbar-Struktur

4.2.1 Schnellcharakterisierung

Eine *Schnellcharakterisierung* der elektrischen Kenngrößen eines Wafers kann mittels eines in van der Pauw-Geometrie (siehe Abschnitt 3.2.1) prozessierten Probenstücks durchgeführt werden. Durch das Verfahren werden Schichtwiderstand, Elektronendichte und -beweglichkeit ermittelt.

Die zu messende Probe wird mit geerdeten Kontakten in flüssiges He ($T = 4,2 \text{ K}$) eingebracht. Zur Ionisierung von DX-Zentren wird die Probe für $t_{ill} = 20 \text{ s}$ mittels einer roten LED beleuchtet. Ein Vorwiderstand, der groß gegenüber typischen Zweipunkt-Widerständen der Probe R_{ij} ist (typischerweise $R_S = 1 - 10 \text{ M}\Omega$) wird mit der Probe in Reihe geschaltet. Mittels eines LockIn-Verstärkers wird eine Wechselspannung $U_{ac} = 1,0 \text{ V}$ mit $f_{ac} = 17 \text{ Hz}$ am System angelegt. Durch den Vorwiderstand wird der Stromfluss bestimmt: $I_{mess} = \frac{1V}{R_S + R_{ij}} \approx \frac{1V}{R_S}$. Durch sequentielles Permutieren der verwendeten Probenkontakte werden die Zweipunkt-Widerstände $R_{AB}, R_{BC}, R_{CD}, R_{DA}$ bestimmt. Hat man ohmsche Kontakte (siehe Abschnitt 4.1.2), so können aus den

Widerstandsdaten R_{ij} die Kontaktwiderstände der einzelnen Zuleitungen und Metall-Halbleiterübergänge berechnet werden.

Eine Vierpunkt-Messung wird zur Bestimmung des Schichtwiderstands durchgeführt. Wie oben dargestellt wird ein Strom I_{mess} von Kontakt A nach B geschickt, dabei wird die Spannung U_{DC} gemessen (vergleiche Abbildung 4.4(a)). Der Schichtwiderstand R_{\square} wird schließlich als Mittelwert von vier Messungen unter Permutation der Kontakte gemäß [124] unter Berücksichtigung der zuvor bestimmten Zweipunkt-Widerstände R_{ij} gewonnen.

Schließlich wird im Bereich $-0,5 \text{ T} \leq B \leq 0,5 \text{ T}$ die Hallspannung gemessen. Bei diesen niedrigen Magnetfeldern dominiert der klassische Halleffekt, und die Steigung der Hallgeraden wird noch nicht durch den QHE beeinflusst. Aus der Steigung der Hallgeraden kann die Elektronendichte gemäß Gleichung 2.21 errechnet werden. Gleichung 2.23 liefert schließlich aus R_{\square} und n die Elektronenbeweglichkeit μ .

Eine Schnellcharakterisierung ist ebenfalls an Hallbar-Strukturen möglich. Das Schaltbild für diese Messung wird in Abbildung 4.4(b) gezeigt. Nach der Bestimmung der Zweipunkt-Widerstände R_{ij} der beteiligten Kontakte wird die Längsspannung wie im Bild gezeigt gemessen. Für den Schichtwiderstand ergibt sich nach Gleichung 2.20 mit den Abmessungen l und b der Hallbar $R_{\square} = R_l^b$. Ebenso wird die Hallspannung U_{hall} wie abgebildet bestimmt. Dabei werden wiederum kleine Magnetfelder im Bereich $-0,5 \text{ T} \leq B \leq 0,5 \text{ T}$ verwendet. Aus der daraus bestimmten Elektronendichte kann wiederum mit R_{\square} die Elektronenbeweglichkeit μ bestimmt werden. An der Hallbar-Struktur ist außerdem eine gatespannungsabhängige Schnellcharakterisierung möglich. Dabei ist zu beachten, dass das Gate den verwendeten Hallbar-Abschnitt vollständig überdeckt, wie es in Abbildung 4.4(b) der Fall ist.

Der Vergleich der 2DEG-Kenngrößen aus Schnellcharakterisierungen an van der Pauw-Proben und Hallbar-Strukturen (ohne Gate) gleichartiger Probenstücke desselben Wafers ist ein Indikator für die Zuverlässigkeit der Messungen. Weichen die gemessenen Werte bei gleichen Messbedingungen voneinander ab, so kann dies im Wesentlichen zwei Gründe haben:

Einerseits kann durch die aufwändige Prozessierung der Hallbar-Strukturen das 2DEG verändert worden sein. Gründe dafür können falsche Ätztiefen, kurzgeschlossene Kontakte oder Beschädigungen der Probenoberfläche sein. In diesem Fall ist die Hallbar-Struktur zu verwerfen.

Andererseits ist bei gleichem Messstrom I_{mess} die Stromdichte \vec{j} in der Hallbar deutlich

größer als in der van der Pauw-Probe. Dies ist durch den reduzierten Leitungsquerschnitt der Hallbar begründet. Die Folge kann die Besetzung höherer Subbänder im 2DEG der Hallbar sein, was die Transporteigenschaften verändert. In diesem Fall kann die Messung mit kleinerem I_{mess} wiederholt werden.

4.2.2 Shubnikov-de-Haas-Oszillationen und Quanten-Hall-Effekt

Durch die Messung der SdH-Oszillationen und des QHE bei starken Magnetfeldern kann das 2DEG ebenfalls charakterisiert werden. Da die Landauniveaus des 2DEG im Magnetfeld temperaturabhängig verbreitert sind, wurden alle in dieser Arbeit vorgestellten SdH-Messungen bei $T = 1,5$ K durchgeführt. Dazu wird eine Hallbar-Probe mit geraden Kontakten in flüssiges He eingebracht. Anschließend wird die He-Zufuhr zum Probenraum unterbrochen und mittels einer Drehschieberpumpe der Dampfdruck im Probenraum reduziert. Damit ist eine weitere Temperaturabsenkung des flüssigen He von 4,2 K auf etwa 1,5 K möglich. Nach Erreichen der Zieltemperatur wird die Probe analog zur Schnellcharakterisierung beleuchtet, um DX-Zentren zu aktivieren.

Ein externes Magnetfeld wird senkrecht zur Probenoberfläche von $B_i = -6$ T bis $B_f = 6$ T durchgefahren. Währenddessen wird mittels zweier Lock-In Verstärker gemäß Abbildung 4.4(b) die Längs- und Hallspannung an der Probe aufgezeichnet. Man erhält SdH-Oszillationen in der Längsspannung und kann den QHE in der Querspannung beobachten. Dies ist beispielhaft in Abbildung 2.13 auf Seite 28 gezeigt.

Mit $R_{hall} = U_{hall}/I_{mess}$ kann der Hallwiderstand bestimmt werden. Durch die Zuordnung der beobachteten QHE-Plateaus im Hallwiderstand zu Bruchteilen der von Klitzing-Konstante kann den Füllfaktoren ν das Magnetfeld B_ν zugewiesen werden, bei dem sie jeweils auftreten. Diese Zuordnung gilt dann ebenfalls für die im Längswiderstand auftretenden Minima der SdH-Oszillationen. Somit kann nach Gleichung 2.34 die Elektronendichte im 2DEG bestimmt werden:

$$n = \frac{\nu e B_\nu}{h} \quad (4.1)$$

Aus der so ermittelten Elektronendichte und dem Schichtwiderstand der Probe, die aus der Längsspannung bei $B = 0$ T sowie Länge und Breite der Hallbar bestimmt werden kann, lässt sich wiederum mit Gleichung 2.23 die Beweglichkeit der Elektronen im 2DEG extrahieren.

4.2.3 Vergleich der Methoden zur Elektronendichtebestimmung

Aus dem Vergleich von Schnellcharakterisierung (Abschnitt 4.2.1) und QHE-Messung (Abschnitt 4.2.2) lässt sich eine Aussage über den Zustand des leitfähigen Systems gewinnen. Bei der Messung der Elektronendichte im Rahmen der Schnellcharakterisierung wird die Hallspannung ausgewertet. Zu dieser tragen alle am Transport beteiligten Elektronen bei.

Die über QHE und SdH-Oszillationen bestimmte Elektronendichte beschreibt jedoch nur die Dichte des 2DEG. Gleichen sich die beiden auf diese Weise bestimmten Elektronendichten, so kann davon ausgegangen werden, dass ein 2DEG ohne leitfähigen parallelen Kanal vorliegt. Dies ermöglicht kontrollierbare experimentelle Bedingungen hinsichtlich der zu untersuchenden Wechselwirkung mit SAQDs, da der Transport in einem definierten Abstand zu den Quantenpunkten stattfindet.

Ist jedoch die Dichte in der Schnellcharakterisierung höher als beim QHE, so müssen innerhalb der Probe Elektronen zum Transport beitragen, die sich nicht im 2DEG befinden. Also existiert mindestens ein weiterer stromführender Pfad innerhalb des Systems. Dieser kann die Ermittlung der Elektronenbeweglichkeit und anderer Parameter verfälschen.

4.3 Optische Charakterisierung von Quantenpunkten

4.3.1 Das Prinzip der konfokalen Mikroskopie

Für die optische Untersuchung von selbstorganisierten Quantenpunkten muss ein geeigneter Messaufbau mehrere Kriterien erfüllen. Diese sind im Einzelnen:

- **Spektrale Auflösung**

Um die PL-Spektren verschiedener Quantenpunkte untersuchen zu können, wird ein Spektrometer mit hoher spektraler Auflösung benötigt, um die sehr scharfen Emissionslinien der QDs trennen zu können und eine Aussage über die Linienbreite zu ermöglichen.

- **Hohe Lichtausbeute**

Da die Intensität der PL-Emission eines einzelnen Quantenpunkts sehr gering ist, muss der Messaufbau eine hohe Detektionseffizienz aufweisen. Maßgeblich ist hier

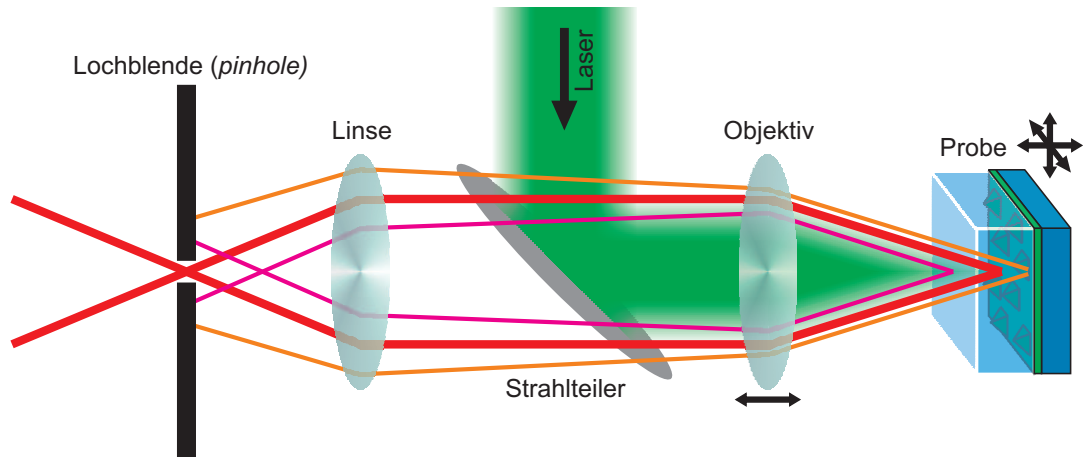


Abbildung 4.5: Funktionsprinzip eines Konfokalmikroskops mit Lochblende:

grün: Laserstrahl zur PL-Anregung

rot: PL-Signal aus der Fokusebene, kann das *pinhole* passieren

orange, pink: PL-Signale aus anderen Schichttiefen, werden am *pinhole* geblockt

ebenfalls die Wahl des Spektrometers sowie die Vermeidung von Reflexionsverlusten an optischen Komponenten, soweit möglich.

- **Räumliche Auflösung**

Die Untersuchung einzelner SAQDs erfordert zwingend einen Mechanismus, der die gleichzeitige Anregung bzw. Detektion mehrerer benachbarter Quantenpunkte verhindert. Will man auf die sonst üblichen Schattenmasken verzichten, so muss das zur Anregung verwendete Laserlicht auf der Probe stark fokussiert werden. Ebenso ist wünschenswert, dass gleichzeitig der Detektionsbereich beschränkt werden kann. Die sogenannte *Konfokalmikroskopie* leistet genau das.

Namensgebend bei dieser Methode ist das Prinzip der gemeinsamen Brennpunkte der beiden Strahlengänge für Probenbeleuchtung und -beobachtung (Abbildung 4.5). Anders als bei konventionellen optischen Mikroskopieverfahren wird in einem Konfokalmikroskop nicht die gesamte Probe beleuchtet, sondern nur ein sehr kleiner Bereich. Hierzu wird ein hochauflösendes Objektiv mit großer numerischer Apertur verwendet. Dasselbe Objektiv wird verwendet, um die beleuchtete Stelle zu beobachten. Durch den Einbau einer Lochblende (*pinhole*) in den Beobachtungsstrahlengang kann weiterhin die Tiefenschärfe des Mikroskops reduziert werden. Dadurch kann Licht, das seinen Ursprung nicht in derselben Tiefe der Probe hat, in der sich die Brennebene des Objektivs befindet, effektiv unterdrückt werden. Auf diese Weise ist es möglich, makroskopische Strukturen

mit einer hohen Ortsauflösung in allen drei Raumrichtungen zu untersuchen. Für die orts aufgelöste spektroskopische Untersuchung der SAQDs, die in dieser Arbeit verwendet wurden, ist insbesondere die Auflösung innerhalb der Schichtebene der Quatenpunkte wichtig.

4.3.2 Mikro-Photolumineszenz

Mittels des oben beschriebenen Verfahrens der konfokalen Mikroskopie ist es leicht möglich, Photolumineszenzmessungen mit hoher räumlicher Auflösung an Halbleiterheterostrukturen durchzuführen. Während Standard-Photolumineszenzspektroskopie lediglich das PL-Signal der Probe als Gesamtensemble wiedergibt, kann durch die Verwendung des Prinzips der Konfokalmikroskopie zusätzlich eine Ortsauflösung erreicht werden. Man spricht von *Mikro-Photolumineszenzspektroskopie* (μ PL).

Letztlich wird durch die Wellenlänge des anregenden Lasers bestimmt, wie klein der Fokus auf der Probe werden kann. Die theoretische Grenze für die Halbwertsbreite d_{Spot} des Fokus-Durchmessers ist abhängig von der numerischen Apertur des Objektivs und der Wellenlänge und liegt etwa bei $D \approx \lambda$ [98, 139], in der Praxis kommt zusätzlich die Präzision der Justage hinzu. Mit Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich werden so typische Spotgrößen von $d_{Spot} \gtrsim 1 \mu\text{m}$ erreicht. Das Messsignal setzt sich also zusammen aus der tatsächlichen PL-Emission des Quantenpunkts gefaltet mit der Form des Detektionsbereichs:

$$I_{mess}(x, y, \lambda) = I_{PL}(x, y, \lambda) \otimes A_{Fokus}(x, y) \quad (4.2)$$

Trotz dieser deutlichen Begrenzung der Auflösung kann davon ausgegangen werden, dass der QD am Ort des Intensitätsmaximums der Messung lokalisiert ist. Die effektive laterale Auflösung ist also (deutlich) kleiner als der μ PL-Spotdurchmesser.

Abbildung 4.6 zeigt einen μ PL-Flächenscan an einem einzelnen Quantenpunkt. Die beiden dargestellten Querschnitte durch das Intensitätsprofil (inset) zeigen bereits Halbwertsbreiten im Bereich $1,4 \mu\text{m}$. Beide Kurven zeigen einen gaußförmigen Verlauf, was gemäß Gleichung 4.2 auf eine QD-Größe schließen lässt, die klein gegenüber der Halbwertsbreite ist. AFM-Messungen an diesen SAQDs bestätigen dies (vgl. Abb. 3.4); die so gemessene laterale Ausdehnung eines QDs liegt typischerweise im Bereich von $d_{QD} \approx 30 \text{ nm}$.

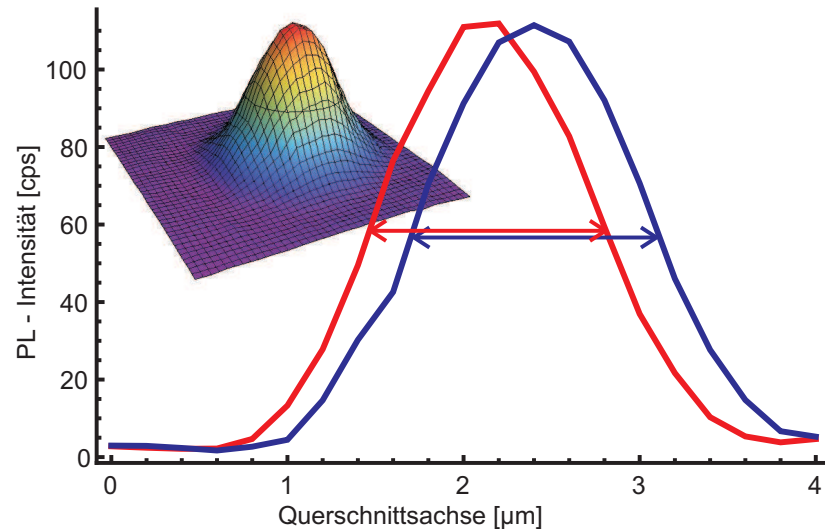


Abbildung 4.6: inset: hochaufgelöster μ PL - Flächenscan ($4 \times 4 \mu\text{m}^2$) eines einzelnen Quantenpunkts

rot (blau): Gaußförmiger Profilquerschnitt durch das Intensitätsmaximum in x(y)-Richtung: $\text{FWHM}_{x/y}=1,38/1,41 \mu\text{m}$, $A_{FWHM} \approx 1,5 \mu\text{m}^2$

4.3.3 Realisierung eines Messaufbaus für Mikro-Photolumineszenz Spektroskopie

Basierend auf den Konzepten eines bereits existierenden Aufbaus zur Durchführung von μ PL-Messungen [34] wurde im Rahmen dieser Arbeit ein vollkommen neues setup - optimiert für Quantenpunktspektroskopie - zusammengestellt. Die in der folgenden Beschreibung aufgeführten Nummern finden sich in der Schemazeichnung des Messplatzes auf Seite 54 wieder. Die funktionalen Komponenten des Messsystems lassen sich thematisch in mehrere Gruppen einteilen:

Kryostat: Um Probenstücke bei kryogenen Temperaturen vermessen zu können, wurde ein l He-Durchflussskryostat ① vom Typ *Konti Mikro* der Firma CRYOVAC mit optischem Zugang angeschafft. Durch den großen lichten Durchmesser des Kryostat-Fensters von 15 mm ist ein großflächiges Abrastern einer oder mehrerer Probenstücke möglich. Zur elektrischen Kontaktierung stehen acht Zuleitungen sowie eine separate Masse zur Verfügung. Ein Turbopumpstand Typ *HiCube 80 Classic* von PFEIFFER sorgt für einen

Druck von etwa 5×10^{-7} mbar im eingekühlten Zustand.

Justage: Zur Orientierung auf der Probenoberfläche und für die korrekte Einjustierung des Lasers auf den gewünschten Bereich kann die Probe über einen Strahlteiler ② mit einer IR-LED flächig beleuchtet werden. Mit einer CCD-Kamera wird das Bild der Oberfläche aufgezeichnet.

Positionierung: Der Kryostat befindet sich auf einem manuellen xy-Verschiebetisch mit einer Reichweite von $\approx 20 \times 20 \text{ mm}^2$ und einer Positionsgenauigkeit von $\pm 10 \text{ }\mu\text{m}$ für beide Achsen. Für die Feinpositionierung sorgt ein dreiachsiger Piezotisch von PI mit einer Reichweite von $100 \times 100 \times 20 \text{ }\mu\text{m}^3$ und einer Positionsstabilität von zirka $\pm 50 \text{ nm}$ in allen Richtungen, wodurch Integrationszeiten von bis zu einer Minute möglich werden.

Laser: Zur optischen Anregung stehen verschiedene Laser ③ unterschiedlicher Wellenlängen mit optischen Ausgangsleistungen im Milliwattbereich zur Verfügung:

- DPSS-Laser (532 nm)
- HeNe-Laser (632 nm)
- diverse Diodenlaser (785 nm - 980 nm)

Alle Laser werden über hochpräzise optomechanische Komponenten in *single mode* Glasfasern eingekoppelt. Eine justierbare Faserauskopplung stellt schließlich einen kollimierten Laserstrahl sicher. Über einen NIR-antireflexbeschichteten Strahlteiler wird die Laserleistung mittels eines Powermeters ④ vom Typ *FieldMaxII-TO* der Firma COHERENT registriert.

Optik: Ein Satz ND-Filter ⑤ hinter der Faserauskopplung stellt eine feinteilige Anpassung der Laserintensität über bis zu zehn Größenordnungen sicher. Optional kann durch das Einbringen eines Linearpolarisators die Polarisationsrichtung des anregenden Lichts gewählt werden.

Ein weiterer Polarisationsfilter und ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen vor dem Spektrometer ermöglichen polarisationsabhängige Detektion.

NIR-antireflexbeschichtete und hochvergütete Mikroskopobjektive ⑥ der Firma OLYMPUS mit Vergrößerungsfaktor 20 (NA=0.45) und 100 (NA=0.8) ermöglichen eine präzise

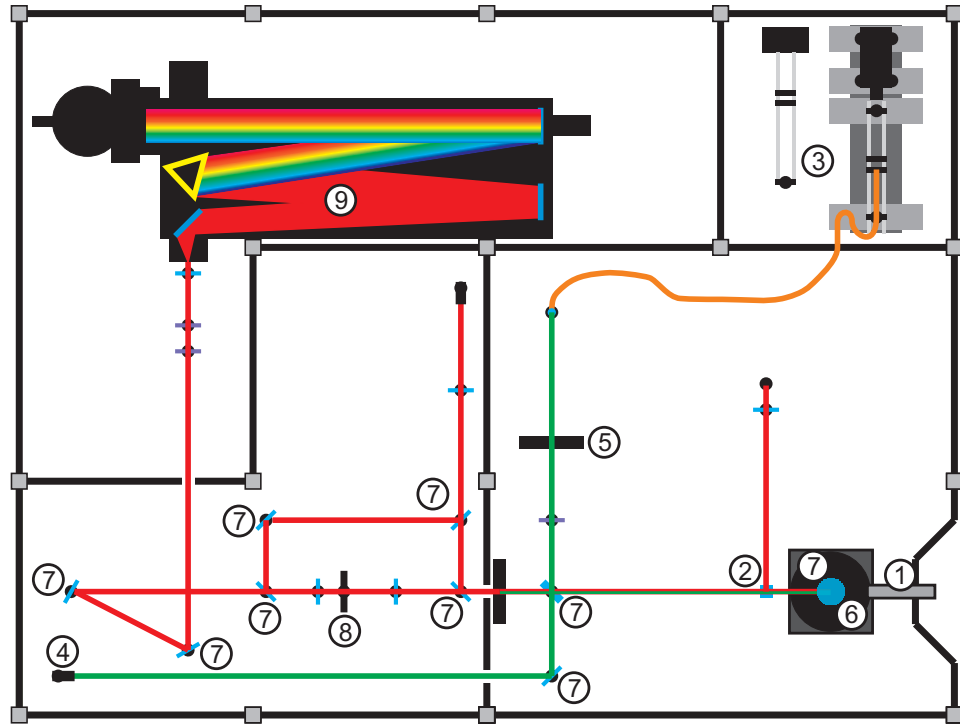


Abbildung 4.7: Schemazeichnung des Konfokalmikroskopie-Messplatzes, Bezeichnung der Komponenten im Text

Fokussierung des Lasers auf die Probe (vgl. auch Abbildung 4.6).

Die Zahl der verwendeten Strahlteiler und Spiegel ⑦ wurde auf ein Minimum reduziert, um trotz hoher Reflexionskoeffizienten der silberbeschichteten Spiegel ($R \geq 97,5\%$) die Verluste niedrig zu halten.

Zur Verbesserung der räumlichen Auflösung befindet sich ein *pinhole* ⑧ mit Durchmesser $d = 100 \mu\text{m}$ im Strahlengang.

Spektrometer: Ein Spektrometer ⑨ vom Typ *PI Acton ARC SP2758i* von ROPER SCIENTIFIC mit einer fokalen Länge von 750 mm wird zur Detektion des Signals genutzt. Dabei stehen drei unterschiedliche Gitter mit 150, 600 und 1200 Linien pro Millimeter zur Verfügung. Mit dem feinsten Gitter kann eine spektrale Auflösung von 23 pm erreicht werden. Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 900 \text{ nm}$ entspricht das einer Energieauflösung von 35 μeV .

Das Spektrum wird von einer LN_2 -gekühlten CCD Kamera vom Typ *PI Spec-10LN* mit 1340×100 Pixeln aufgezeichnet.

4.4 Elektrische Charakterisierung von Quantenpunkten

Optische Methoden zur Bestimmung der Energiezustände wie beispielsweise μ PL haben immer den Nachteil, dass nur Kombinationen von Elektronen- und Lochzuständen detektierbar sind. Durch die Anwesenheit mehrerer Ladungsträger in einem QD verschieben sich dessen Energieniveaus durch Coulombwechselwirkung. Somit kann das ungestörte QD-Energiespektrum nicht bestimmt werden. Selbst im günstigsten Fall, wenn ein QD nur mit einem Exziton geladen ist, wird die Messung durch die Exzitonenbindungsenergie E_X (vgl. Gleichung 2.9), die von geometrischen Faktoren ebenso wie vom Bandverlauf abhängt, verändert. Um also isoliert elektronische Zustände betrachten zu können muss auf andere, elektrische Messverfahren zurückgegriffen werden.

4.4.1 CV-Spektroskopie

Ein bewährtes Verfahren zur Bestimmung elektronischer Energieniveaus ist die Kapazitäts-Spannungs (*CV*) Spektroskopie [5, 92, 129]: Proben vom Typ 2 und 3 können als Plattenkondensator aufgefasst werden. Dabei ist das Gate (Fläche A) die eine Platte, die andere Platte wird im Abstand d durch die oberste, mit Elektronen besetzte Schicht der Heterostruktur gebildet. Zwischen den Platten befindet sich im Wesentlichen das Dielektrikum GaAs mit $\epsilon_{GaAs} = 12,4$ [19]. Die Kapazität dieses Systems beträgt somit

$$C = \epsilon_0 \epsilon_{GaAs} \frac{A}{d}. \quad (4.3)$$

Dabei ist zu beachten, dass die am Gate anliegende Spannung festlegt, welche Schichten innerhalb der Probenstruktur mit Elektronen besetzt sind. Wird nun die Spannung am Gate verändert, so wird dadurch eine Umverteilung der Ladungen erzwungen. Damit werden neue „Kondensatorplatten“ definiert mit verändertem Abstand d zum Gate. Gemäß Gleichung 4.3 beeinflusst das die Kapazität des Systems. So kann beispielweise die Bevölkerung des 2DEG oder der Zustände in den SAQDs beobachtet werden. Aus der Abhängigkeit der Kapazität von der Gatespannung kann man schließlich Aussagen über die Energieniveaus der Elektronen in den Quantenpunkten treffen.

Zur Untersuchung weniger oder sogar einzelner Quantenpunkte ist die CV-Spektroskopie allerdings ungeeignet: Mit

$$C \propto A \text{ und } \frac{dC}{dV} \propto N, \quad (4.4)$$

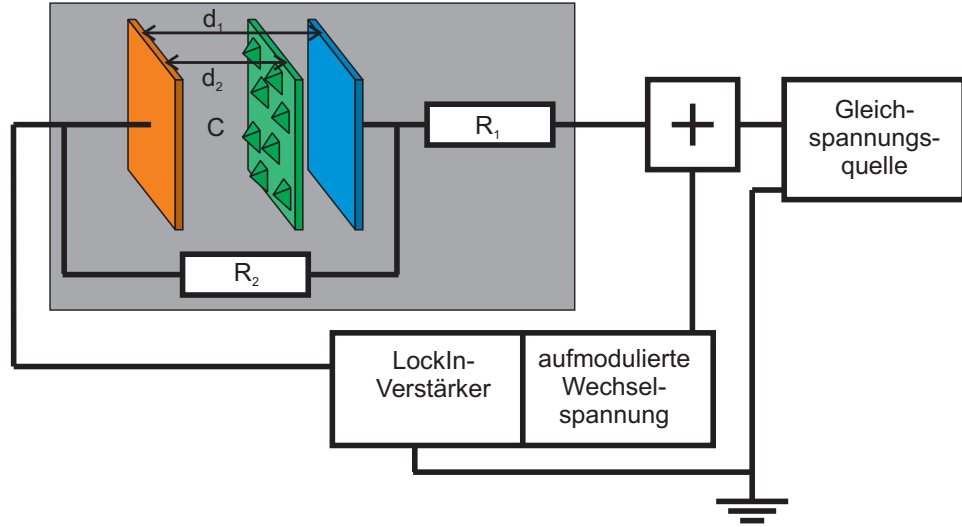


Abbildung 4.8: Schematische Zeichnung: CV-Spektroskopie (nach [18, 132])

Einer Gleichspannung U^{dc} wird eine hochfrequente Wechselspannung U^{ac} mit kleiner Amplitude aufmoduliert. Der Lock-In-Verstärker misst phasensensitiv den Strom im System. Daraus kann die Kapazität $C(U^{dc})$ bestimmt werden.

wobei N die Anzahl beteiligter QDs ist, wird offensichtlich, dass die Methode aufgrund messtechnischer Begrenzungen nur für größere SAQD-Ensembles funktioniert. Die messtechnische Umsetzung der CV-Spektroskopie wird in Abbildung 4.8 schematisch gezeigt. Dabei stellt der graue Kasten die Probe mit dem Gesamt-Kontaktwiderstand R_1 sowie dem Widerstand R_2 und der Kapazität C zwischen Gate und Rückkontakt dar.

Zwischen Gate und Rückkontakt wird eine (veränderliche) Gleichspannung angelegt. Dieser wird eine hochfrequente Wechselspannung mit kleiner Amplitude aufmoduliert. Ein Lock-In-Verstärker misst den resultierenden Strom durch die Probe phasensensitiv. Da intrinsisches GaAs bei kryogenen Temperaturen ein guter Isolator ist, kann $R_2 \mapsto \infty$ angenommen werden. Es gilt nun

$$\delta I = \frac{1}{Z} \delta U, \quad (4.5)$$

mit der Impedanz $Z = R_1 + \frac{1}{i\omega C}$, wobei $\omega = 2\pi f$ die Anregungsfrequenz der Wechselspannung beschreibt. Damit folgt aus Gleichung 4.5:

$$\delta I = \Re(\delta I) + i\Im(\delta I) = \frac{R_1 \delta U}{R_1^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}} + i \frac{\frac{1}{\omega C} \delta U}{R_1^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}. \quad (4.6)$$

Typische Kontaktwiderstände liegen im Bereich $< 100 \text{ k}\Omega$, während nach Gleichung 4.3 typische Kapazitäten im pF -Bereich liegen. Also gilt $R_1 \ll \frac{1}{\omega C}$. Damit vereinfacht sich

Gleichung 4.6 zu

$$\Im(\delta I) = \omega C \delta U \quad (4.7)$$

und somit gilt für die Kapazität

$$C(U) = \frac{\Im(\delta I)}{\omega \delta U} = \frac{1}{\omega} \frac{d\Im(I)}{dU}. \quad (4.8)$$

Analog zur vorgestellten Methode kann CV-Spektroskopie ebenfalls zur Charakterisierung von Lochsystemen verwendet werden [65, 99].

4.4.2 Transportbasierte Detektion elektronischer Zustände

Alternativ zur Charakterisierung der SAQDs über die Kapazität des Systems kann auch das Transportverhalten des Hallbar-Kanals verwendet werden, um die Quantenpunkte nachzuweisen. Der Ladungszustand der QDs beeinflusst dabei den elektrischen Widerstand des 2DEG. Verschiedene Ansätze, die diesen Effekt nutzen, wurden bereits veröffentlicht [48, 85–88].

Die bislang besprochenen elektrischen Messverfahren am 2DEG (Abschnitte 4.2.1 und 4.2.2) beinhalten alle eine Messung der Hallspannung bei verschiedenen Magnetfeldern. Da diese Messungen zeitaufwändig sind, können so nur stabile Gleichgewichtszustände untersucht werden. Für die Charakterisierung des 2DEG unter veränderlicher Gatespannung oder bei Änderungen des Beleuchtungszustands liegt allerdings kein Gleichgewicht mehr vor. Um auch hier quasi in Echtzeit Daten aufzeichnen zu können, wird nur der Längswiderstand der Probe in Zweipunkt- oder Vierpunkt-Geometrie gemessen. Dazu wird eine Wechselspannung $U_{ac} = 1 \text{ V}$ über einen Vorwiderstand R_S an der Hallbar angelegt. Die längs der Hallbar abfallende Spannung sowie der fließende Strom werden mit zwei Lock-In Verstärkern phasensensitiv gemessen. Die Geschwindigkeit einer Messung ist jetzt nur durch die Lock-In Integrationszeit bestimmt, für die typischerweise $t_{Int} = 100 \text{ ms}$ gewählt wurde.

Nun kann die Gatespannung variiert werden. Dies muss langsam im Vergleich zu t_{Int} geschehen, damit die Lock-In Verstärker plausible Werte ermitteln können. Durch die Variation der Gatespannung kann ebenso wie durch das Beleuchten der Probe der Ladungszustand der SAQDs beeinflusst werden. Wenn dies einen Einfluss auf das Transportverhalten des 2DEG hat, wird dieser über den gemessenen Widerstand der Probe

bestimmt.

Idealerweise wird hierfür in Vierpunkt-Geometrie gemessen, um rein das Verhalten des 2DEG ohne Kontaktwiderstände zu detektieren. Wird das 2DEG jedoch über die Gatespannung auch in nichtleitende Zustände versetzt, so kann eine Vierpunktmessung keine Daten mehr liefern, da ohne Stromfluss zwischen den Messkontakten der Hallbar auch keine Spannung mehr abfällt. In diesem Fall bietet sich die Messung in Zweipunkt-Geometrie an.

5 Analyse der selbstorganisierten Quantenpunkte

Bevor Hybridsysteme aus selbstorganisierten Quantenpunkten und invertiertem 2DEG betrachtet werden, müssen die Eigenschaften dieser Strukturen isoliert betrachtet werden. Zunächst werden also QDs auf Proben vom Typ 1 untersucht. Hier können die QDs in einer ungestörten Bandstruktur optisch charakterisiert werden.

Um eine Grundlage für μ PL Messungen zu schaffen, werden die QDs vorab mittels AFM-Scans vermessen. Im Anschluss wird das PL-Spektrum eines QD-Ensembles untersucht und der auf den Wafern erzeugte QD-Dichtegradient nachgewiesen. Diese Messungen sind maßgeblich für die Entwicklung geeigneter Wachstumsparameter zur Erzeugung der gewünschten SAQD-Verteilung auf den Proben. Insbesondere kann der Spektralbereich, in dem die PL-Linien der QDs bei gegebenen Wachstumsparametern erscheinen, am SAQD-Ensemble besser dokumentiert werden als an einzelnen QDs. Die hier gezeigten Daten stammen von Wafern, die im Rahmen der innerhalb dieser Arbeit möglichen Anpassung des Wachstums einen optimierten Verlauf des Dichtegradienten aufweisen, so dass ein SAQD-Ensemble ebenso beobachtet werden kann wie vereinzelte Quantenpunkte.

Im Anschluss soll auf das Spektrum eines vereinzelten QDs eingegangen werden, wobei die Schalenstruktur der QDs erkennbar wird. Hierbei können die einzelnen Linien des Spektrums verschiedenen Zuständen zugeordnet werden und die Abhängigkeit des Spektrums von der Anregungsleitung wird klar.

Ausgehend von den Eigenschaften solcher ungestörter QDs werden danach die Effekte eines 2DEGS in geringer Entfernung zu den QDs und der Einfluss eines Gates auf die Spektren der QDs gezeigt. Ziel ist es, die Energiezustände eines einzelnen QDs aufzulösen, um dessen Tauglichkeit für ein quantenoptisches Interface zu untersuchen.

5.1 Form und Größe selbstorganisierter Quantenpunkte

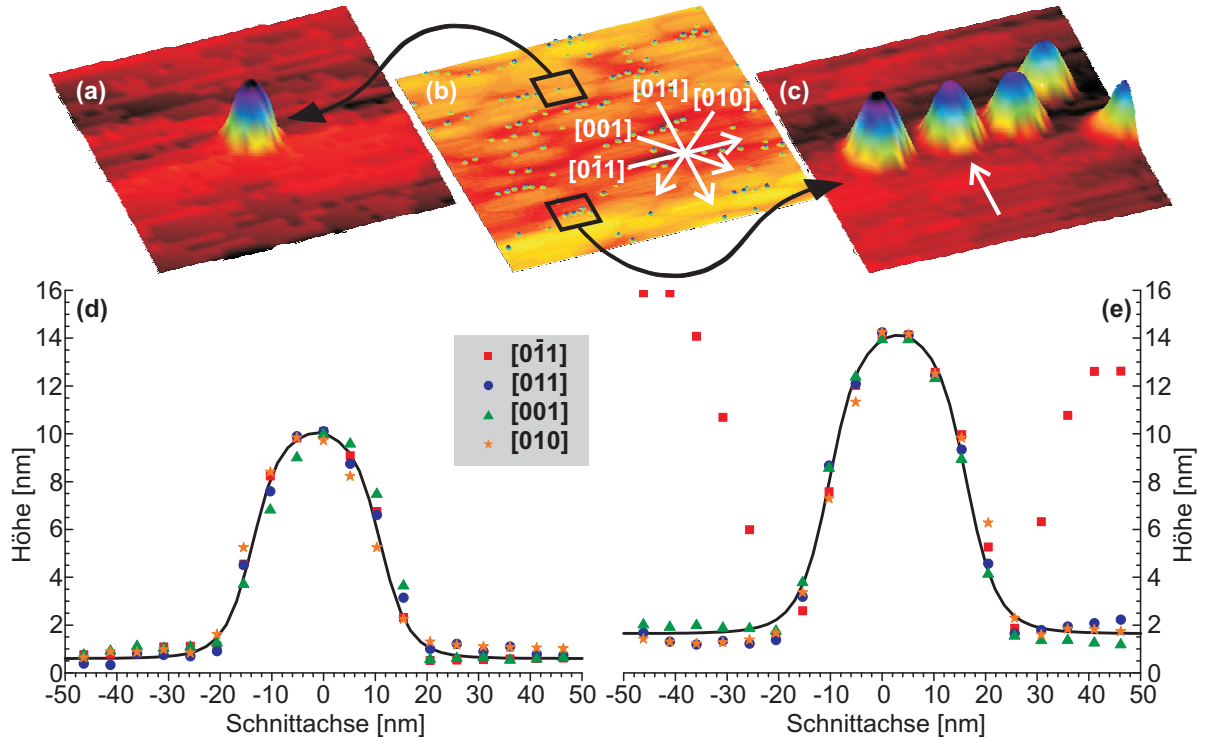


Abbildung 5.1: Form und Größe selbstorganisierter Quantenpunkte:

- (a) $200 \times 200 \text{ nm}^2$ -Ausschnitt aus (b): freistehender QD in isotroper Umgebung
- (b) $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ AFM-Scan mit SAQD-Dichte $33,5 \mu\text{m}^{-2}$. inset: Kristallrichtungen
- (c) $200 \times 200 \text{ nm}^2$ -Ausschnitt aus (b): „verinselter“ QD in anisotroper Umgebung
- (d,e) Querschnitte durch (a) und (c) entlang der angegebenen Kristallrichtungen

Wie in Abschnitt 3.1.3 erläutert wurde, verfügen die für diese Arbeit verwendeten Wafer über einen ausgeprägten Gradienten in der QD-Dichteverteilung. Gerade im Bereich hoher Dichte tritt dabei das Phänomen auf, dass die QDs dazu tendieren, sich entlang von wachstumsbedingten Unebenheiten auszurichten. Die Abstände zwischen den einzelnen QDs kann dabei auf die Größenordnung eines Quantenpunkt-Durchmessers sinken. Dadurch wird die Umgebung eines QDs stark anisotrop. In Abbildung 5.1 wird untersucht, ob diese Clusterbildung die Form der QDs beeinflusst. 5.1(b) zeigt einen $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ AFM-Scan des Wafers Z03 im Abstand von etwa 5 mm zum *primary flat*. An dieser Position beträgt die SAQD-Dichte $33,5 \mu\text{m}^{-2}$ und die Inselbildung der QDs ist deutlich erkennbar. Zwei QDs wurden ausgewählt (5.1(a) und 5.1(c), mit Pfeil markiert), um Unterschiede im Wachstum zwischen freistehenden und Cluster-QDs zu zeigen.

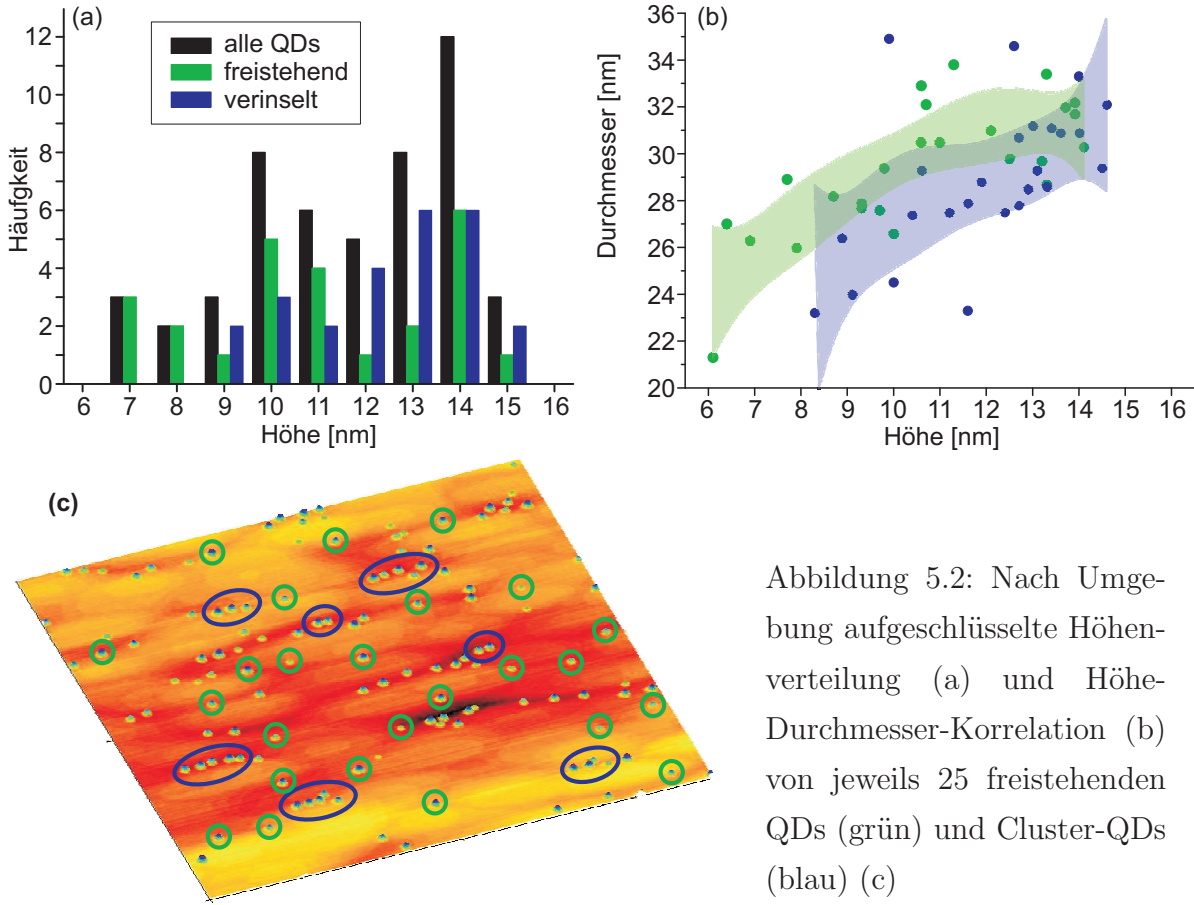


Abbildung 5.2: Nach Umgebung aufgeschlüsselte Höhenverteilung (a) und Höhe-Durchmesser-Korrelation (b) von jeweils 25 freistehenden QDs (grün) und Cluster-QDs (blau) (c)

Durch beide QDs wurden Schnitte entlang verschiedener Kristallrichtungen gelegt (5.1(d) und 5.1(e)), um die Symmetrieeigenschaften zu untersuchen. Der freistehende QD (d) zeigt dabei eine nahezu perfekte zylindrische Symmetrie, wie es auch beispielsweise in [26, 93] gezeigt und simuliert wurde. Die in anderen Gruppen beobachteten pyramidalen oder ellipsoiden Formen [14, 61] werden im Rahmen des Auflösungsvermögens des AFMs ($\approx 5 \text{ nm}$) hier nicht beobachtet. Auffällig ist, dass auch der QD in 5.1(e) dieselbe Symmetrie zeigt. Offensichtlich wird die Form des QDs nicht durch die anisotrope Umgebung mit benachbarten QDs beeinflusst. Diese Symmetrie lässt sich ebenso an allen anderen untersuchten SAQDs dieses Wafers zeigen.

Allerdings unterscheiden sich die beiden QDs in ihrer Höhe. Um einen möglichen systematischen Unterschied nachzuweisen, wurde die Höhe von jeweils 25 freistehenden QDs und 25 Cluster-QDs bestimmt (Abbildung 5.2(c)). Die Auswahl der QDs beziehungsweise die daraus resultierende Höhenverteilung ist in Abbildung 5.2(a) dargestellt. Insgesamt ergeben sich in der Größenverteilung zwei bevorzugte QD-Höhen von etwa 10 nm und 14 nm. Eine solche bimodale Verteilung wurde auch in anderen Gruppen beobachtet

[3, 62, 93]. Unterscheidet man jedoch zwischen freistehenden QDs und Cluster-QDs, so zeigt sich, dass erstere keine deutlich ausdifferenzierte Höhenverteilung aufweisen, während letztere bevorzugte Höhen aufweisen und im Durchschnitt größer sind. Offenbar steht den Cluster-QDs also mehr Material zur Verfügung, das sich möglicherweise an den Rändern der Unebenheiten des Substrats ansammelt.

Aus der Korrelation von QD-Höhe und -Durchmesser (Abbildung 5.2(b)) wird darüber hinaus erkennbar, dass kleinere QDs zu schmalen Durchmessern tendieren, wenn sie Teil einer solchen QD-Insel sind. Der farbig hinterlegte Bereich gibt dabei den Trend der Korrelation an, die Breite der Bänder entspricht einem Konfidenzintervall von 95%. Dieses ist für Cluster-QDs deutlich verbreitert, was durch einen starken Einfluss der unmittelbaren Umgebung auf die QD-Abmessungen kleinerer QDs erklärt werden kann. Dieser lokale Effekt ist bei den freistehenden QDs nicht sichtbar. Ab einer QD-Höhe von etwa 13 nm lässt sich kein umgebungsabhängiger Unterschied im Durchmesser mehr nachweisen.

5.2 Messungen an Quantenpunkt-Ensembles

Aufgrund der mit AFM gemessenen Größenverteilung der selbstorganisierten Quantenpunkte kann eine deutliche Streuung der PL-Emissionslinien erwartet werden. Dies wird in der Betrachtung des PL-Signals eines großen Ensembles von SAQDs bestätigt. Abbildung 5.4 zeigt solche Ensemblesmessungen des Wafers Z03, welcher eine Typ 1-Struktur darstellt, die Probe enthält also kein 2DEG und die Bandstruktur ist nicht verkippt. Die Bereiche des Wafers, wo die gezeigten Spektren aufgezeichnet wurden, zeigen alle eine SAQD-Dichte im Bereich von $(25-40) \mu\text{m}^{-2}$ (vergleiche Abbildung 5.3). Da die Probe von Messung zu Messung jeweils 1 mm bewegt werden musste, war pro Spektrum eine Neufokussierung des Aufbaus notwendig. Dies hat zur Folge, dass aufgrund der Justage-Unsicherheit die relativen Intensitäten der Spektren zueinander Schwankungen von bis zu etwa 30% aufweisen können. Um die Vergleichbarkeit zu verbessern, wurden die Spektren jeweils auf die Intensität der WL-Linie normiert. Dieser liegt bei allen gemessenen Spektren bei $\lambda_{WL} = 850,35 \pm 0,15 \text{ nm}$. Im langwelligeren Spektralbereich zeigen alle Spektren eine breite Intensitätsverteilung, die auf eine große Zahl angeregter QDs schließen lässt. Dies ist konsistent mit der SAQD-Dichteabschätzung aus den AFM-Daten. Bei der einzelnen, scharfen Linie bei 1064 nm, die in allen Spektren zusätzlich sichtbar ist,

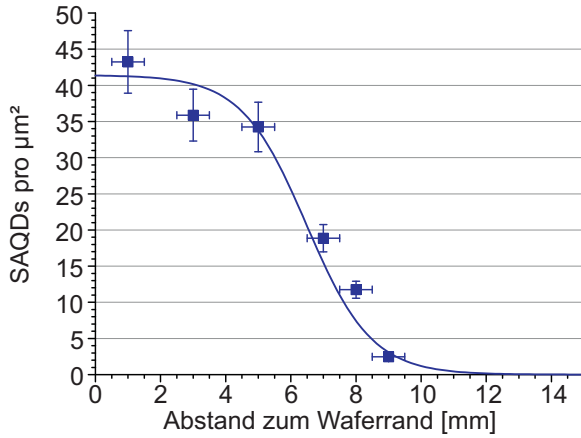


Abbildung 5.3: SAQD-Dichtegradient auf dem Typ 1-Wafer Z03

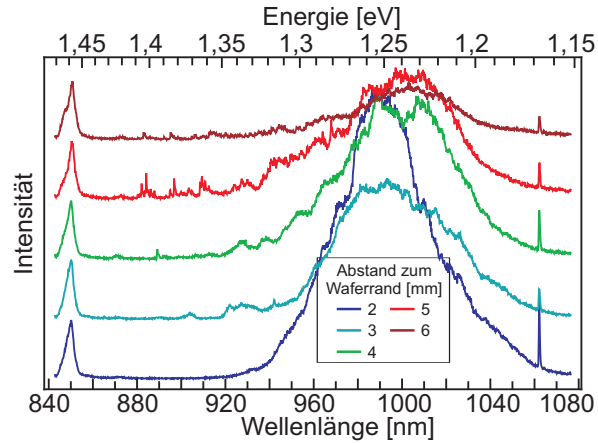


Abbildung 5.4: PL-Spektren des Wafers Z03: *wetting layer* und SAQD-Ensemble im Bereich hoher QD-Dichte

handelt es sich um ein Messartefakt des zur Anregung verwendeten 532 nm DPSS-Lasers. Relativ zur Intensität des WL verringert sich die Intensität des SAQD-Ensembles mit zunehmender Entfernung zum Wafer-Rand - eine Folge der langsam sinkenden QD-Dichte [105] gemäß der in Abschnitt 3.1.3 vorgestellten Technik zur Erzeugung eines SAQD-Dichtegradienten. Es scheint ebenfalls eine Tendenz zur zunehmenden Ausprägung kurzwelligerer QD-Signaturen erkennbar zu sein, was auf tendenziell kleinere QDs hinweisen würde.

Während in Abbildung 5.4 hohe SAQD-Dichten gezeigt wurden, kann in Abbildung 5.5 am Beispiel des Wafers Z10 der Übergang von hohen Dichten hin zu wenigen oder einzelnen QDs beobachtet werden. Dazu wurde - beginnend am Wafer-Rand - im Abstand von jeweils 0,5 mm ein Spektrum gemessen. Hier wird auch experimentell deutlich, dass auch die vergrabene Schicht Quantenpunkte den gewünschten Dichtegradienten aufweist. Abbildung 5.5(a) zeigt dabei das Signal des WL, (b) bietet einen Überblick über das gesamte Spektrum. Vom Wafer-Rand bis zu einem Abstand von 6 mm verschiebt sich der WL um etwa 50 meV ins Blaue. Gleichzeitig verringert sich die Zahl der SAQDs pro Spektrum. Beides ist auf die Reduktion des beim Wachstum angebotenen Indiums mit zunehmendem Abstand zum Wafer-Rand zurückzuführen.

Im weiteren Verlauf verschiebt sich der *wetting layer* in etwa zurück auf seine ursprüngliche Wellenlänge bei gleichzeitig höherer Intensität. Hier wird also die kritische Schichtdicke für die Bildung von Stranski-Krastanov-SAQDs allmählich unterschritten. Das

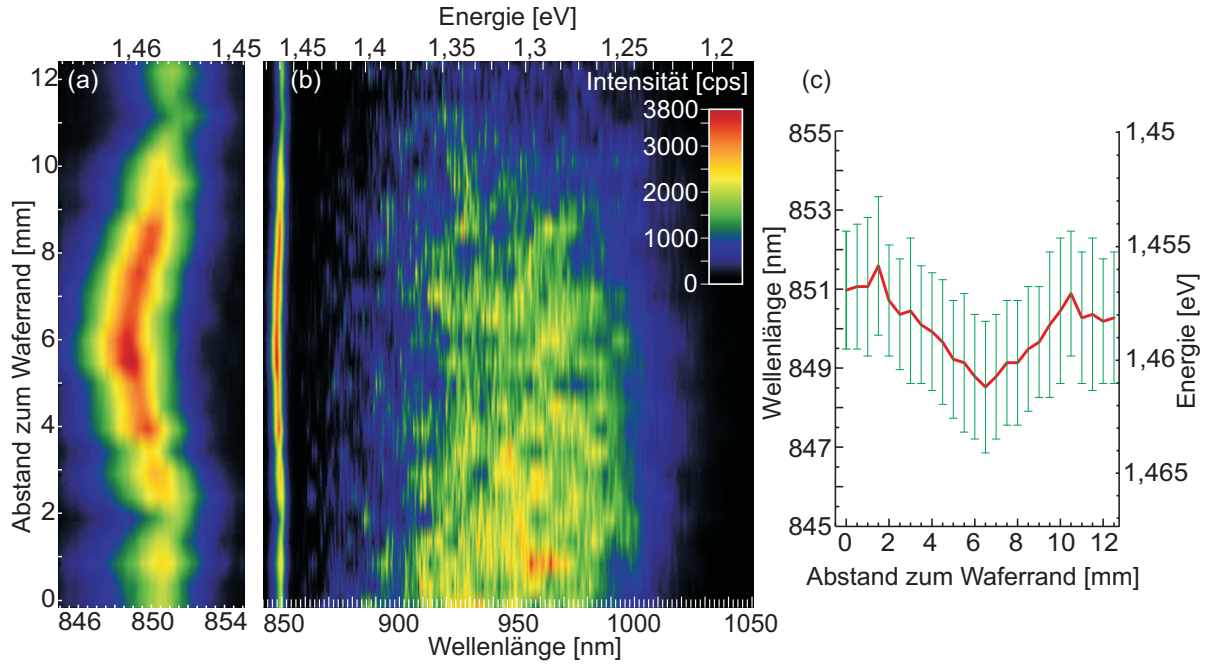


Abbildung 5.5: μ PL-Spektren des Wafers Z10 entlang des SAQD-Dichtegradienten. Maximale Dichte ($\approx 10 \mu\text{m}^{-2}$) am Waferrand, sinkende SAQD-Dichte mit steigendem Abstand zum Rand

- (a) Vergrößerte Darstellung des *wetting layer*-Signals aus Abb. (b)
- (b) *wetting layer* und SAQD-Ensemble mit positionsabhängiger Dichte
- (c) spektrale Position des *wetting layer*, zentrale Wellenlänge und Halbwertsbreite

gesamte vorhandene In steht dem WL zur Verfügung, was seine Dicke effektiv erhöht. Dadurch wird die Rotverschiebung verursacht. Die gleichzeitige Intensitätszunahme ist eine Folge dessen, dass mit sinkender SAQD-Dichte die durch Photonenabsorption erzeugten Ladungsträger nicht mehr von QDs eingefangen werden und somit zur Erzeugung von PL-Signal im WL zur Verfügung stehen.

Der spektrale Bereich der QDs liegt unabhängig von der Position auf dem Wafer immer etwa zwischen 870 nm und 1030 nm. Daraus folgt, dass die statistische Größenverteilung der QDs, wie sie exemplarisch in Abbildung 5.2 an einer Position auf Z03 bestimmt wurde, nicht signifikant von der SAQD-Dichte abhängt.

In Abbildung 5.5(c) wird die spektrale Position des WL dargestellt. Die positionsabhängige Verschiebung der Wellenlänge wird ebenso deutlich wie die konstante Halbwertsbreite. Diese liegt unabhängig von der SAQD-Dichte stets bei etwa 60 meV. Diese Linienbreite ist konsistent mit den gemessenen Werten anderer Gruppen [38, 43, 107].

Anzumerken ist, dass beim Aufzeichnen der in Abbildung 5.5 gezeigten Spektren ebenfalls beim Anfahren jeder Position nachjustiert wurde, um Intensitätsverluste durch eine eventuelle Verkipfung der Probe auszugleichen. Die daraus folgende Unsicherheit in der Gesamtintensität pro Spektrum genügt jedoch allein nicht, um die positionsabhängigen Unterschiede der WL-Intensitäten in Abbildung 5.5(a) (Faktor $\approx 2,5$ zwischen den Positionen 0 mm und 6 mm) zu erklären.

5.3 Bestimmung der Energieniveaus mittels CV-Spektroskopie

Die bislang in Kapitel 5 vorgestellten Aussagen über die optisch aktiven QDs wurden alle durch PL-Spektroskopie gewonnen. Dadurch lassen sich, wie gezeigt, Aussagen über die Verteilung der QDs gewinnen. Die energetische Lage der Elektronenzustände des Ensembles kann zusätzlich durch CV-Spektroskopie, wie in Abschnitt 4.4.1 gezeigt, bestimmt werden.

In Abbildung 5.6 werden dazu CV-Messungen an vier verschiedenen Proben gezeigt. Da die Interpretation eines CV-Spektrums sehr komplex sein kann, werden hier Daten von Typ 2- und Typ 3-Strukturen verglichen. Durch den Vergleich der Daten können die verschiedenen Kurven verstanden werden. Zur weiteren Orientierung wurde in die Spektren in Abbildung 5.6 zusätzlich die normierte, gatespannungsabhängige Stromstärke aus Transportmessungen entlang des 2DEG eingefügt. In diesen Daten sieht man die Entstehung des 2DEG deutlich. Im Einzelnen können zu den Spektren folgende Aussagen getroffen werden:

- Abbildung (a) zeigt Daten des Typ 2-Wafers rZ15. Unbeleuchtet existiert hier, unabhängig von der Gatespannung, kein bevölkertes 2DEG, entsprechend führt dies zu einer Nulllinie in den CV-Daten. Nach Beleuchten der Probe ist im Stromverlauf zunächst ein linearer Anstieg zu sehen. Dieser ist dem allmählichen Anstieg der Elektronendichte im 2DEG zuzuordnen. Eine entsprechende Signatur findet sich auch in den CV-Daten. Für $U_{Gate} \geq 0,2 \text{ V}$ ist das 2DEG voll ausgeprägt, die Übereinstimmung zwischen UI-Kennlinie und CV-Daten ist deutlich. Außer der Ausbildung des 2DEG enthalten beide Kurven keine Informationen.
- Die Typ 2-Probe aus Abbildung (b), die vom Wafer rZ14 stammt, unterscheidet

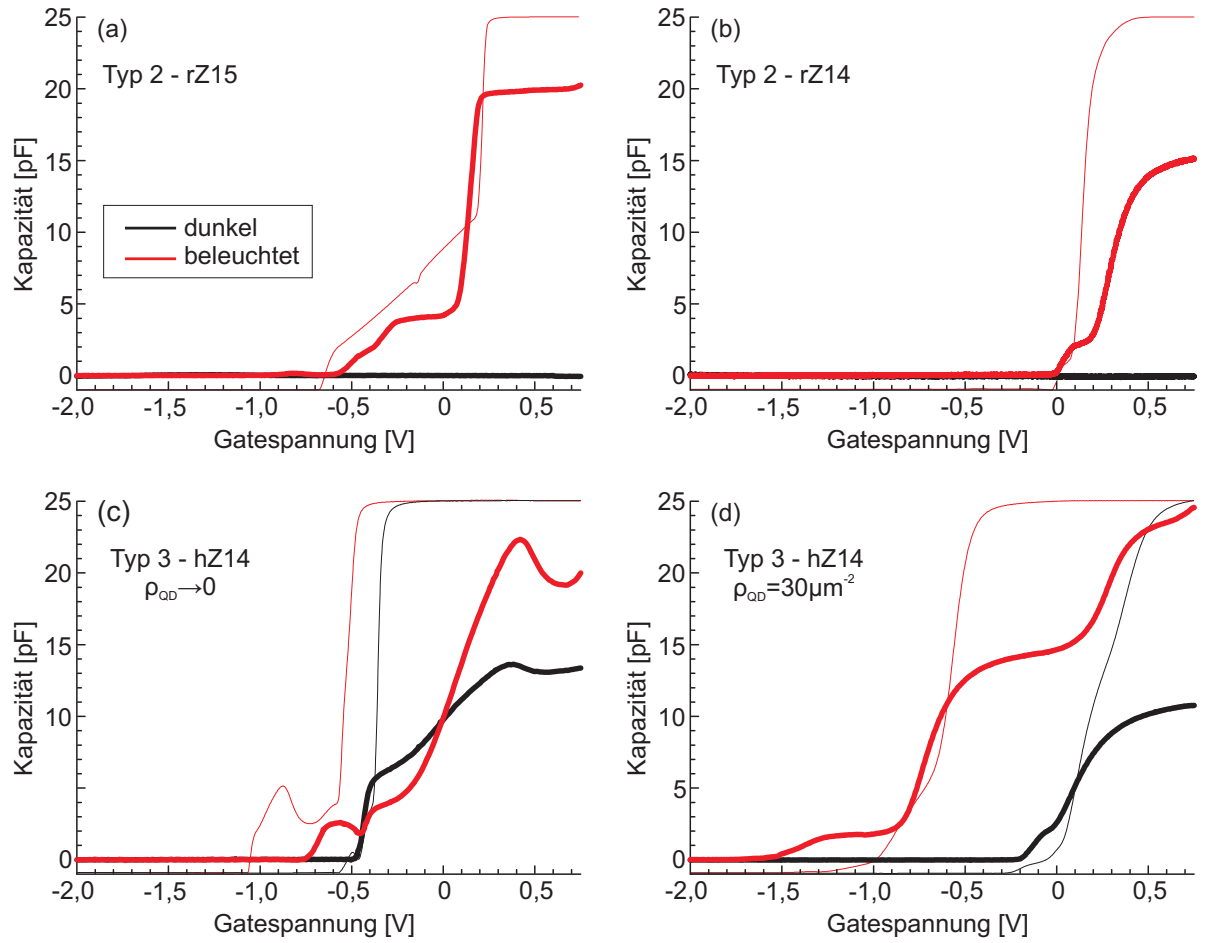


Abbildung 5.6: CV-Messungen (dicke Linien) an Typ 2- und Typ 3-Wafern, dunkel (schwarz) und nach Beleuchtung (rot), zum Vergleich Stromfluss entlang 2DEG (dünne Linien), Darstellung normiert
 (a) rZ15, Typ 2-Wafer ohne Wachstumspause (b) rZ14, Typ 2-Wafer mit Wachstumspause (c) hZ14, Region ohne QDs (d) hZ14, hohe QD-Dichte

sich von rZ15 nominell nur dadurch, dass während des Wachstums eine Unterbrechung 30 nm oberhalb des 2DEG stattfand, um das Wachstum der SAQD-Schicht vergleichbarer Typ 3-Wafer zu simulieren. Es stellt sich heraus, dass diese Wachstumspause keine Auswirkungen auf die CV-Charakteristik der Probe hat, offenbar existieren am Ort der Unterbrechung keine aufladbaren Störstellen, die eine QD-ähnliche Signatur zeigen würden. Da rZ14 eine geringere Dotierung als rZ15 aufweist, ist die Ausbildung des 2DEG relativ zu (a) zu höheren Gatespannungen verschoben.

- Die Erkenntnisse aus (a) und (b) können nun verwendet werden, um CV-Spektren des Typ 3-Wafers hZ14 zu interpretieren. In Abbildung (c) sind zunächst Daten eines Waferstücks gezeigt, das keine SAQDs mehr enthält. Außer der Bevölkerung des 2DEG muss hier zusätzlich die Signatur des WL sichtbar sein.

Da hZ14 stärker dotiert ist als rZ14 und rZ15, ist hier das 2DEG auch unbeleuchtet schon leitfähig. Demzufolge ist in den entsprechenden Daten bei $U_{Gate} \approx -0,4 \text{ V}$ die Ausbildung des 2DEG zu sehen. Auffällig ist der lineare Anstieg der Kapazität für $U_{Gate} \geq -0,2 \text{ V}$.

Nach Beleuchten stehen mehr Elektronen zur Verfügung. Das 2DEG wird also bereits bei niedrigeren Gatespannungen ausgebildet. Die Daten zeigen eine Verschiebung um etwa $-0,2 \text{ V}$. Der lineare Anstieg der Kapazität ist wiederum ab $U_{Gate} \geq -0,2 \text{ V}$ sichtbar. Hierbei handelt es sich um das Laden des WL, was nicht vom Beleuchtungsvorgang beeinflusst wird.

- Abbildung (d) zeigt schließlich CV-Messungen an einer hZ14-Probe mit hoher SAQD-Dichte. Zusätzlich zum 2DEG und zum WL sollte hier auch das Laden der Quantenpunkte sichtbar sein.

Der Vergleich von unbeleuchtetem und beleuchtetem Zustand führt wiederum zu einer eindeutigen Zuordnung der Signaturen von 2DEG und WL. Die Unabhängigkeit der Position des WL vom Beleuchtungszustand wird hier besonders deutlich. Auch die Ausbildung des 2DEG stimmt in UI-Kennlinien und CV-Daten gut überein.

Die CV-Kurve, die nach Beleuchten gemessen wurde, zeigt im Bereich $-1,6 \text{ V} \leq U_{Gate} \leq -1,0 \text{ V}$ eine stark ausgeprägte Schulter. Hierbei handelt es sich um die Signatur der SAQDs. Die typische Schalenstruktur der s- und p-Schale ist nicht sichtbar. Dies wird auf eine breite Verteilung der QD-Größen zurückgeführt, wie es in Abschnitt 5.1 gezeigt wurde. Die Signatur der SAQDs kann nur gemessen werden, wenn ein Rückkontakt wie in Abschnitt 4.4.1 erläutert vorhanden ist. Dieser Rückkontakt wird durch das 2DEG gebildet. Da die unbeleuchtete Probe erst ab $U_{Gate} \geq -0,2 \text{ V}$ ein 2DEG ausbildet, wird hier das Signal der QDs nicht sichtbar.

Die Tatsache, dass die Größe der SAQDs auf hZ14 stark streut, kann ausgenutzt werden: So kann ein passend dimensionierter QD ausgewählt werden, um ein quantenoptisches Interface zu realisieren. Dieser sollte so gewählt werden, dass seine Signatur innerhalb des Gatespannungs-Bereiches liegt, in dem das 2DEG existent ist. Der QD, der im Fol-

genden in Abschnitt 5.5.4 optisch untersucht wird, wäre beispielsweise ein geeigneter Kandidat. Bei $U_{Gate} = -0,5 \text{ V}$ wird hier ein erstes Elektron in den QD geladen (vergleiche Abbildung 5.15). Wie in den Abbildungen 5.6(c,d) zu sehen ist, existiert bei dieser Spannung im Wafer hZ14 bereits ein 2DEG.

5.4 Einzelquantenpunktspektroskopie

5.4.1 Leistungsabhängigkeit des QD-Spektrums

Da aus den PL-Daten von SAQD-Ensembles keine Informationen über die Schalenstruktur und das Energiespektrum gewonnen werden können, ist es unerlässlich, einzelne Quantenpunkte zu lokalisieren (siehe auch Abschnitt 4.3.2) und deren Verhalten isoliert auszuwerten. Nur dann ist eine eindeutige Zuordnung von Spektrallinien möglich.

Derselbe Typ 1-QD (Wafer Z03), der in Abbildung 4.6 gezeigt ist, wurde mit Licht der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ beleuchtet. Die Intensität des Laserspots wurde dabei verändert. Die charakteristische Intensitätszunahme einzelner Spektrallinien lässt dabei Rückschlüsse auf den jeweiligen Besetzungszustand des QDs zu, wie in Abschnitt 2.3.1.3 dargestellt [95]. Der Zusammenhang zwischen Linienintensität I und Anregungsleistung P_{opt} ist (Gleichung 2.14)

$$I_n(P_{opt}) \propto \frac{P_{opt}^n e^{-\alpha}}{n!}$$

wobei Exzitonen (X, X^+, X^-, \dots) einen Steigungskoeffizienten von $n = 1$ aufweisen. Biexzitonen ($2X, 2X^+, 2X^-, \dots$) zeigen dagegen einen Steigungskoeffizienten von $n = 2$. Allgemein gilt: Der Steigungskoeffizient n einer Spektrallinie ist gleich der Anzahl der Elektron-Loch-Paare n in einem QD vor der Emission des Photons [52]. Dies kann zur Identifizierung einzelner Spektrallinien verwendet werden. Abbildung 5.7 zeigt leistungsabhängige μPL -Spektren dieses QDs, die Legende gibt die Gesamtintensität des Laserspots auf der Probenoberfläche an. Da aus dem in Abbildung 4.6 gezeigten hochortsaufgelösten Scan bereits bekannt ist, dass an der untersuchten Position nur ein einzelner QD erfasst wird, kann davon ausgegangen werden, dass alle auftretenden Spektrallinien auch in diesem QD generiert werden. Ab einer Anregungsleistung von etwa 1 nW werden Spektrallinien zwischen 988 nm und 990 nm sichtbar. Sie befinden sich in der s-Schale

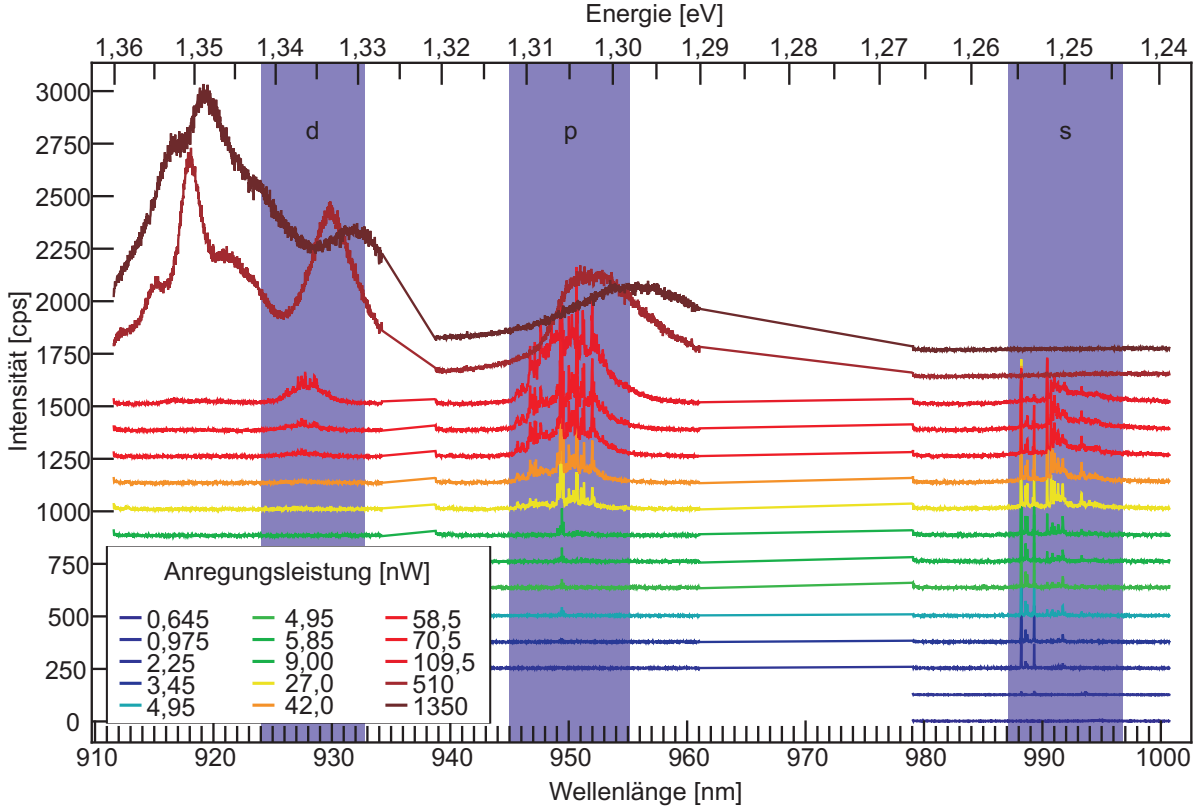


Abbildung 5.7: Leistungsabhängiges μ -PL Signal und Schalenstruktur eines Quantenpunkts. Zuordnung der Schalen gemäß Hervorhebung.

Bei niedrigen Anregungsleistungen nur Spektralbereiche aus s- bzw. s- und p-Schale gemessen. Zusammengehörige Abschnitte zur Veranschaulichung verbunden.

des QDs. Diese kann maximal mit zwei Exzitonen besetzt sein ($2e_s2h_s$).

Bei höheren Anregungsleistungen entwickeln sich bei $\lambda = 949$ nm erste Linien der p-Schale (maximale Besetzung $4e_p4h_p2e_s2h_s$ [38, 140]), und schließlich kann sogar die Signatur der d-Schale um $\lambda = 928$ nm beobachtet werden, diese erlaubt eine maximale Besetzung von $6e_d6h_d4e_p4h_p2e_s2h_s$. Noch höhere Leistungen führen schließlich zur Anregung von Ladungsträgern ins Kontinuum des Leitungsbandes, die scharfen Linien der Schalen verschwinden und eine verbreiterte Verteilung wird erkennbar.

Um den Ursprung einzelner Spektrallinien zu identifizieren, zeigt Abbildung 5.8a eine vergrößerte Ansicht des s-Schalen-Spektrums. Die Anregungsleistung der einzelnen Spektren laut Legende bezieht sich dabei auf die gesamte Leistung des Laserspots. Nur ein Teil davon trifft den QD direkt. Jedoch werden auch im Umfeld des QDs Exzitonen erzeugt, welche den QD durch laterale Diffusion ebenfalls erreichen können. Diese Art des

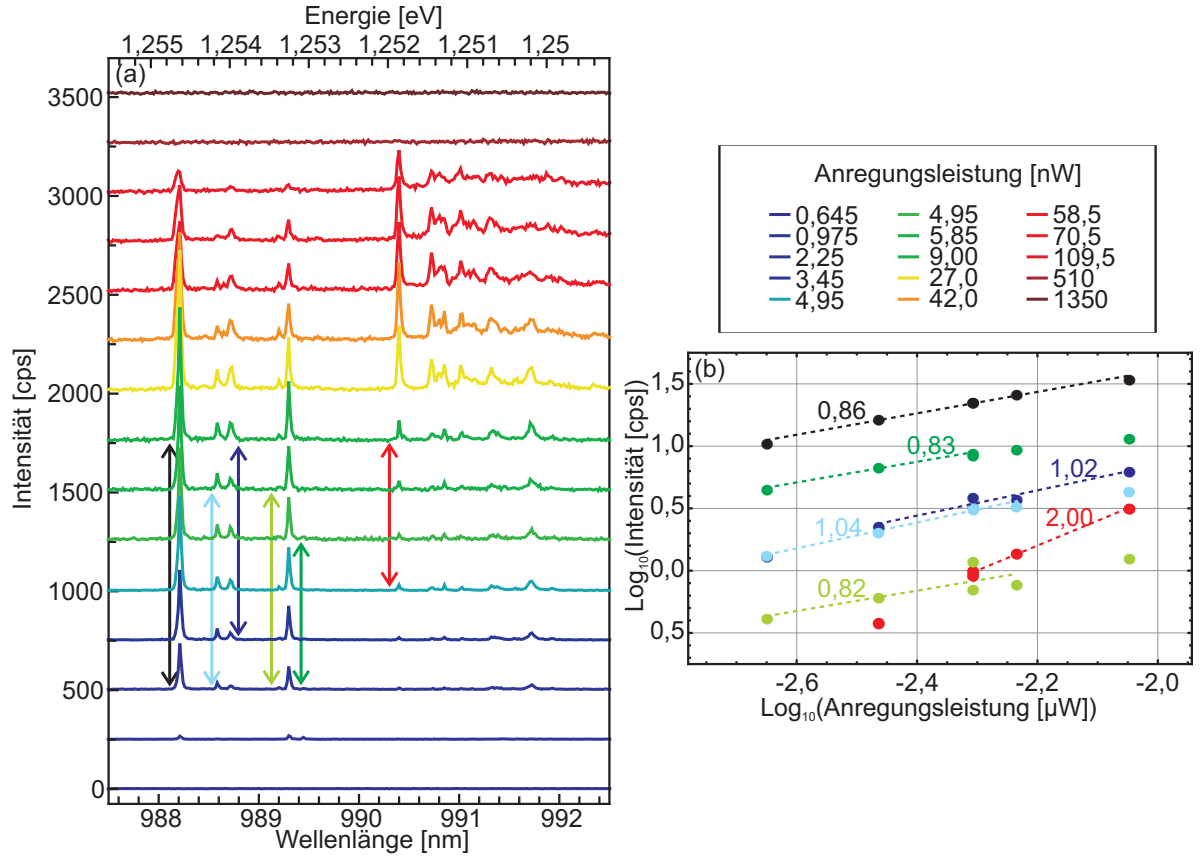


Abbildung 5.8: (a) s-Schalen-Spektrum eines Quantenpunkts. Anregungsleistungen gemäß Legende beziehen sich auf die gesamte optische Leistung des Laserspots. Pfeile markieren jeweils den Bereich, der zur Auswertung des Steigungskoeffizienten verwendet wurde. (b) Steigungskoeffizienten der Leistungsabhängigkeit einzelner Spektrallinien, farbcodiert gemäß Markierungen in (a)

Einfangs kann im Gegensatz zur direkten Absorption im QD zu geladenen Zuständen führen.

Die wichtigsten Spektrallinien der s-Schale wurden mit farbigen Markierungen versehen, die Pfeile kennzeichnen jeweils den Leistungsbereich, auf den sich die Auswertung der Steigung in Abbildung 5.8b bezieht. Da sich innerhalb der Heterostruktur des untersuchten Wafers keine dotierten Schichten befinden, liegt die Fermienergie in der Bandlückenmitte und die Bänder sind nicht verkippt. Mit hoher Wahrscheinlichkeit sind Quantenpunkte in dieser Struktur also ungeladen. Die intensivste Linie mit $n \approx 1$ ist also dem neutralen Exziton X zuzuordnen (schwarz). Ebenfalls eindeutig ist das Biexziton $2X$ (rot) mit Steigung $n = 2$. Die verbleibenden Linien (alle $n \approx 1$) müssen verschie-

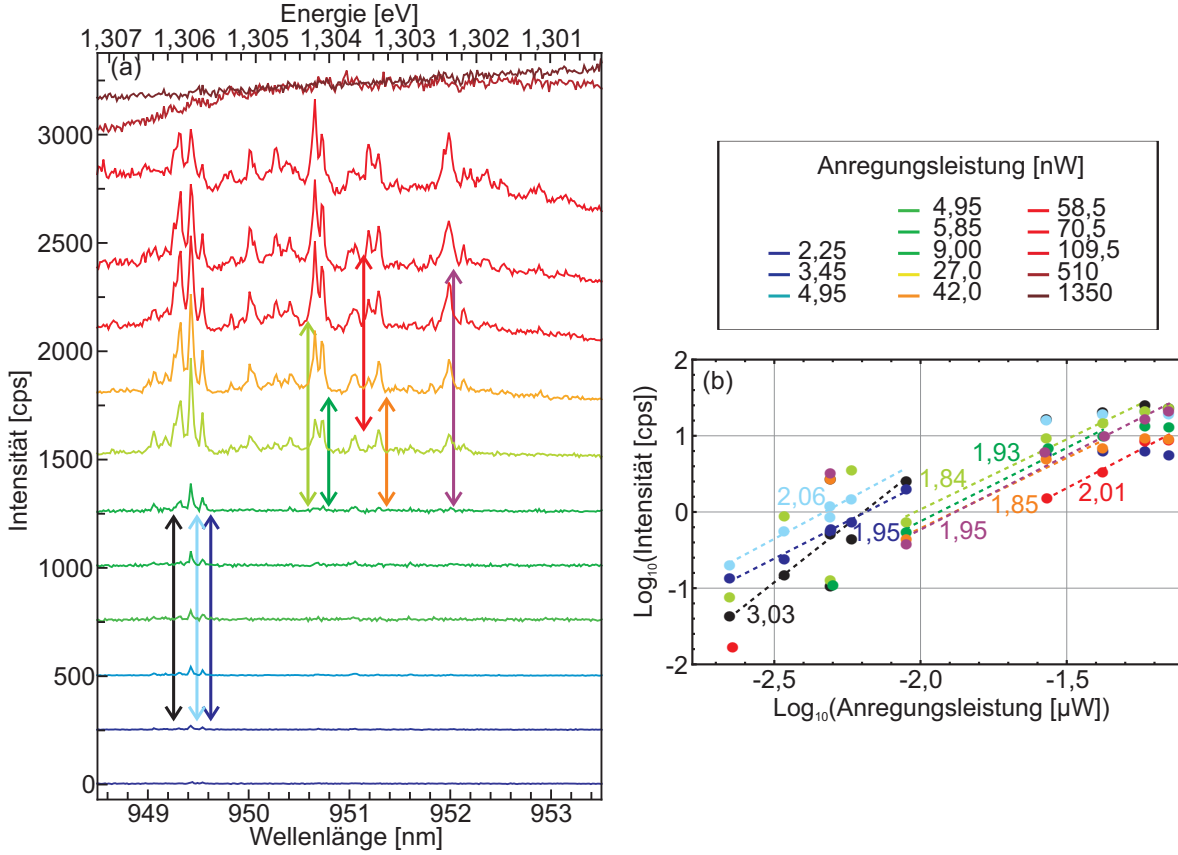


Abbildung 5.9: (a) p-Schalen-Spektrum eines Quantenpunkts. Anregungsleistungen gemäß Legende beziehen sich auf die gesamte optische Leistung des Laserspots. Pfeile markieren jeweils den Bereich, der zur Auswertung des Steigungskoeffizienten verwendet wurde. (b) Steigungskoeffizienten der Leistungsabhängigkeit einzelner Spektrallinien, farbcodiert gemäß Markierungen in (a)

denen geladenen Exzitonen X^{\pm} , $X^{\pm*}$ zugeordnet werden. Deren Intensitäten sind stark von der QD-Umgebung abhängig [50] und nicht zweifelsfrei zuzuordnen. Der Mittelwert (FWHM) aller in der s-Schale vorgefundenen Linienbreiten von (geladenen) Exzitonen und Biexzitonen beträgt $\Delta E^s = 41 \mu\text{eV}$. Dieser Wert bestätigt eine Abschätzung von $\Delta E^s \leq 50 \mu\text{eV}$ aus [44]. Bei höheren Leistungen treten auf der niederenergetischen Seite des $2X$ -Übergangs eine Reihe weiterer Linien auf. Diese sind der Rekombination eines s-Schalen-Exzitons in Gegenwart von Exzitonen der p- oder d-Schale zuzuordnen (X^*) [25, 26, 44].

Abbildung 5.9a zeigt die Spektren der p-Schale. Sie ist aufgrund der höheren Zustandsenergien relativ zur s-Schale um etwa 50 meV blauverschoben. Die Anzahl an Linien

nimmt gegenüber der s-Schale deutlich zu. Man sieht, dass die Entwicklung der p-Schale im Wesentlichen erst einsetzt, wenn die s-Schale bereits gesättigt ist. Hier kann der 3X-Übergang identifiziert werden (Abbildung 5.9b $n = 3$, schwarz) sowie eine Anzahl von Linien mit Steigungskoeffizient $n = 2$. Diese sind geladenen Biexzitonen zuzuordnen. Die 4X-Linie, die sich ebenfalls in diesem Spektralbereich befinden muss, konnte nicht identifiziert werden. In der p-Schale liegt die mittlere Linienbreite bei $\Delta E^p = 64 \mu\text{eV}$. Insgesamt kann die Aussage getroffen werden, dass dieser QD stabile Zustände in der s- und p-Schale aufweist. Die gemessenen Linienbreiten sind gut vergleichbar mit den Ergebnissen anderer Gruppen [44]. Zustände der d-Schale sind nicht mehr im Detail auswertbar. Hier sind die Lebensdauern der Zustände zu kurz, um noch sauber getrennte Linien zu beobachten.

5.5 Einfluss von Gates und 2DEGs auf Quantenpunkte

Bislang wurden nur Quantenpunkte in Typ 1-Strukturen ohne 2DEG betrachtet. Dort kann das Wachstum der Proben ganz auf die Optimierung der Qualität der QDs abgestimmt werden. Wenn SAQDs allerdings in Typ 3-Strukturen mit 2DEG implementiert werden [73], müssen hinsichtlich der Wachstumsbedingungen sowohl für die QDs als auch für das darunterliegende invertierte 2DEG Kompromisse gefunden werden.

In Abschnitt 5.4 wurden die optischen Eigenschaften von Typ 1-SAQDs gezeigt. Da in solchen Strukturen keine Dotierung eingebracht wurde, befindet sich das Fermi-niveau in der Mitte der Bandlücke. Die Konsequenz sind elektrisch neutrale SAQDs mit hohen Lebensdauern für Ladungsträger im Einschlusspotential der QDs. Dies resultiert, wie in Abschnitt 5.4 gezeigt wurde, in schmalen Linienbreiten, da die Exzitonen-Rekombination nicht durch Ladungsfluktuationen in der Umgebung der QDs beeinflusst wird.

In einer Typ 3-Struktur liegt unter den QDs ein invertiertes 2DEG, und auf die Probenoberfläche wird üblicherweise ein (semitransparentes) Gate aufgebracht, um die Bandstruktur beeinflussen zu können, wie in Abschnitt 2.4.3 beschrieben. Zwischen diesen beiden Schichten bildet sich ein elektrisches Feld in Abhängigkeit der Potentiale von Gate und 2DEG aus. Weiterhin kann das Einschlusspotential für Elektronen, die sich im QD befinden, erheblich reduziert werden, da es durch die Anwesenheit des 2DEG jetzt besetzbare Zustände in Tunnelreichweite gibt. Diese Aspekte haben erhebliche Auswirkungen auf die optischen Eigenschaften von QDs und werden im Folgenden gezeigt.

5.5.1 Vergleich von SAQDs in Typ 1- und Typ 3-Strukturen

Die in Abschnitt 5.4 gezeigten Spektren von Typ 1-Proben weisen typische Linienbreiten der Größenordnung $50 \mu\text{eV}$ auf. Aufgrund der unverkippten Bänder können sowohl positiv als auch negativ geladenene QD-Zustände beobachtet werden. Die Bandstruktur für diese Situation ist in Abbildung 5.10(a) dargestellt. Leitungs- und Valenzband verlaufen geradlinig. Wird ein Photon mit $h\nu > E_{\text{gap}}^{\text{GaAs}}$ außerhalb des QDs absorbiert, können sowohl das Elektron als auch das Loch den QD durch Diffusion erreichen. Dies ermöglicht prinzipiell alle Ladungszustände. In der Nähe der QDs befindet sich keine Anhäufung von Ladungsträgern wie beispielsweise ein 2DEG. Die PL-Emission dieser QDs wird also nicht aufgrund von Ladungsfluktuationen in der Umgebung verbreitert. Bei einer Typ 3-Struktur (siehe Abbildung 5.10(b)) wird das Leitungsband allerdings durch die Si- δ -Dotierung und 2DEG nahe der Fermienergie gepinnt. Elektronen im QD haben jetzt eine endliche Tunnelwahrscheinlichkeit, mit der sie den QD verlassen können. Diese Ladungsfluktuationen wirken sich auf die PL-Linienbreite aus [71]. Zusätzlich werden jetzt Elektron-Loch-Paare, die im GaAs erzeugt werden, räumlich getrennt, so dass Löcher die QDs kaum noch erreichen können. X^{n+} -Linien werden also in den Spektren unterdrückt.

In den Abbildungen 5.10(c) und (d) wird schließlich die Situation mit Gate dargestellt. Abhängig von der Gatespannung kann das 2DEG verarmt oder angereichert werden (siehe auch Kapitel 6), wodurch der Tunnelprozess $\text{QD}^{\epsilon\pm} \leftrightarrow 2\text{DEG}$ effektiv ein- und ausgeschaltet werden kann.

Abbildung 5.11 zeigt eine Reihe von QD-Spektren des Typ 3-Wafers hZ15. Im Unterschied zu anderen Wafern wurde er während des gesamten Wachstumsvorgangs nicht rotiert. Der in Bild(c) skizzierte Ausschnitt befand sich dabei weit weg von den Ga-, As- und In-Effusionszellen der MBE-Anlage. Daraus folgt für das gezeigte Stück eine reduzierte Si-Dotierung sowie eine verringerte Dicke des *capping layers*, was einen steileren Bandverlauf zwischen AlGaAs/GaAs-Grenzschicht und Oberfläche zur Folge hat. Beides führt dazu, dass die Probe am Rand kein 2DEG ausbilden kann (Situation wie in Abbildung 5.10(c)). Effektiv kann also auf diesem Wafer direkt der Übergang einer Typ 1-Struktur (SAQDs ohne 2DEG) hin zu einer Typ 3-Struktur (SAQDs mit 2DEG in Tunnelreichweite) verfolgt werden.

Die in den Abbildungen 5.11(a,b,d) dargestellten Spektren wurden an den in (c) in der entsprechenden Farbe markierten Positionen gemessen. Die SAQD-Dichte liegt in diesem

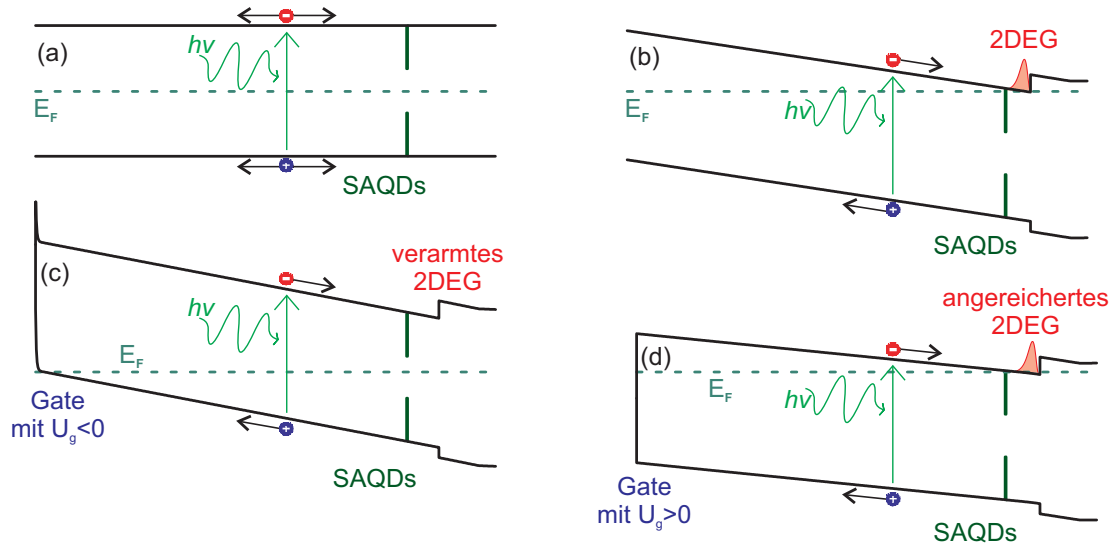


Abbildung 5.10: Bandstrukturen von Typ 1- und Typ 3-Wafern: (a) Typ 1, keine Verkipfung der Bandstruktur, Ladungsträger können QD nicht verlassen (b) Typ 3 ohne Gate, E_F an der Oberfläche in der Mitte der Bandlücke, Tunnelprozess $\text{QD} \leftrightarrow \text{2DEG}$ möglich (c) Typ 3 mit Gate, $U_{\text{Gate}} < 0$, 2DEG verarmt, kein tunneln möglich (d) Typ 3 mit Gate, $U_{\text{Gate}} > 0$, Tunnelprozess $\text{QD} \leftrightarrow \text{2DEG}$ möglich (a-d) Absorption eines Photons mit $h\nu > E_{\text{gap}}^{\text{GaAs}}$ und mögliche Driftrichtungen für Elektronen und Löcher

Bereich etwa bei $3 \mu\text{m}^{-2}$. Dabei kann festgestellt werden, dass die typische Halbwertsbreite der QD-Spektren mit steigendem Abstand zum Waferrand zunimmt. Zur Veranschaulichung dieses Effekts wurden auf dem Wafer drei Zonen (willkürlich) definiert und deren typische Linienbreiten ausgewertet:

- Bis zu einem Abstand von maximal $d \leq 2,75 \text{ mm}$ treten verhältnismäßig schmale Halbwertsbreiten unter $300 \mu\text{eV}$ auf. In diesem Bereich existiert kein 2DEG in der Probe. (Bild (a))
- In einem schmale Streifen bis zu $d \leq 3,5 \text{ mm}$ Abstand steigt die Linienbreite an. Dies deutet auf eine graduelle Bevölkung des 2DEG hin. (Bild (b))
- Für $d > 3,5 \text{ mm}$ lassen die ausnahmslos stark verbreiterten Linien auf ein voll ausgebildetes 2DEG schließen. (Bild (d))

Diese Abhängigkeit der Linienbreite von der Existenz eines 2DEG in Tunnelreichweite kann bestätigt werden durch den Vergleich der FWHM-Werte verschiedener Typ 1- und Typ 3-Strukturen. In Tabelle 5.1 werden diese Daten zusammengefasst.

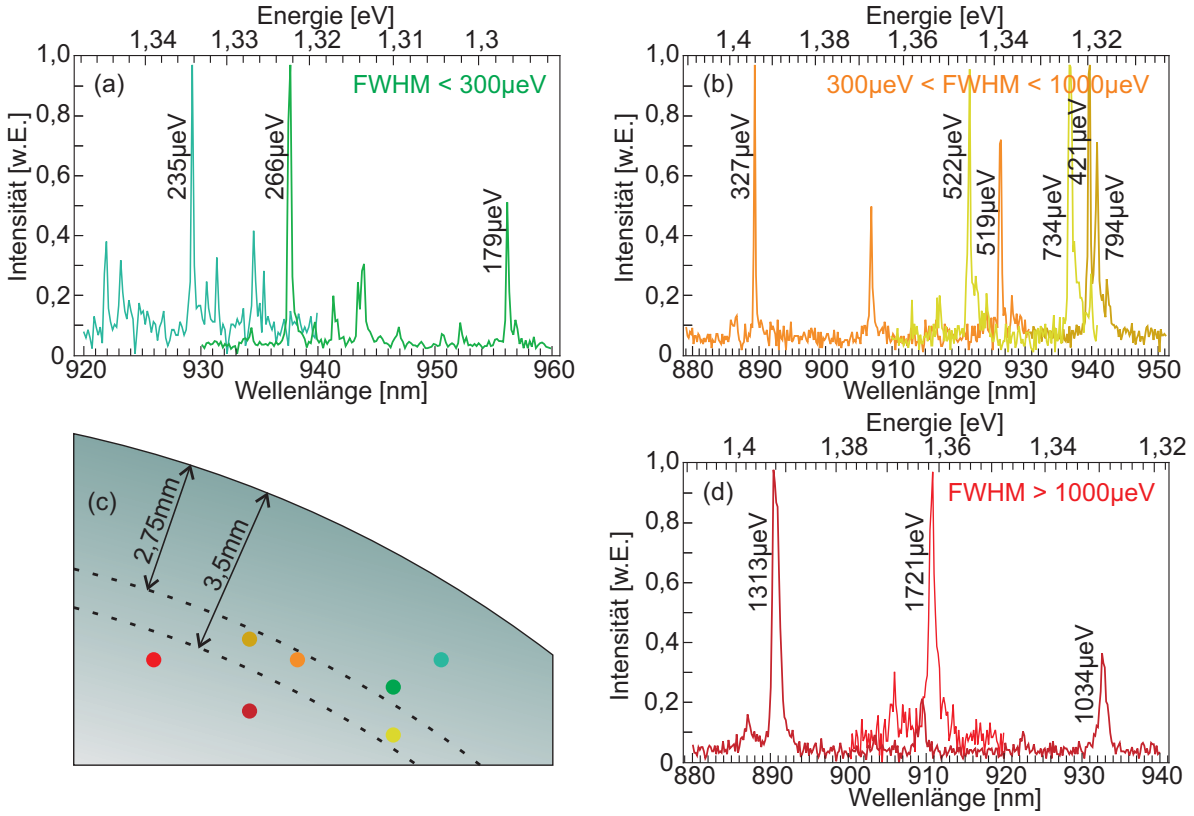


Abbildung 5.11: FWHM von QD-Spektrallinien des Wafers hZ15

- (a) Spektren mit Abstand zum Waferrand $d < 2,75$ mm , $\text{FWHM} < 300 \mu\text{eV}$
- (b) Spektren für $2,75 \text{ mm} < d < 3,5$ mm , $300 \mu\text{eV} < \text{FWHM} < 1000 \mu\text{eV}$
- (c) hZ15: Probenstück und Position der Messungen aus (a,b,d) relativ zum Rand
- (d) Spektren für $d > 3,5$ mm , $\text{FWHM} > 1000 \mu\text{eV}$

Alle aufgelisteten Typ 1-Wafer zeigen Linienbreiten unter $300 \mu\text{eV}$, insbesondere wurden auf den Wafern C6, P2, Z03 und Z06 Halbwertsbreiten unter $50 \mu\text{eV}$ nachgewiesen. Nach [44] kann also hier von ungestörten QD-Zuständen ausgegangen werden. Unterschiede der Linienbreite zwischen verschiedenen Typ 1-Proben können Variationen der QD-Wachstumstechnik zugeschrieben werden. Eine Diskussion dieser Variationen geht jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

Die am wenigsten verbreiterte Linie eines QDs auf einem Typ 3-Wafer, die gemessen wurde, weist eine Halbwertsbreite von $\text{FWHM}_{hZ14}^{\min} = 604 \mu\text{eV}$ auf. Typische Werte sind jedoch oberhalb von 1 meV anzusiedeln. Dieser Effekt der Linienverbreiterung um bis zu zwei Größenordnungen wird von allen untersuchten Wafern bestätigt.

Wafer	Typ	FWHM ^{min}	Wafer	Typ	FWHM ^{min}
C5	1	78 μeV	Z09	1	243 μeV
C6	1	40 μeV	Z10	1	104 μeV
P2	1	24 μeV	Z11	1	179 μeV
Z03	1	30 μeV	P42	3	2113 μeV
Z06	1	36 μeV	hZ14	3	604 μeV
Z08	1	180 μeV	hZ15	3	(179-1721) μeV

Tabelle 5.1: Vergleich der jeweils kleinsten gemessenen SAQD-Halbwertsbreite auf verschiedenen Wafern der Typen 1 und 3. Zu hZ15 siehe auch Abbildung 5.11

5.5.2 QCSE-Einfluss auf gateabhängige PL

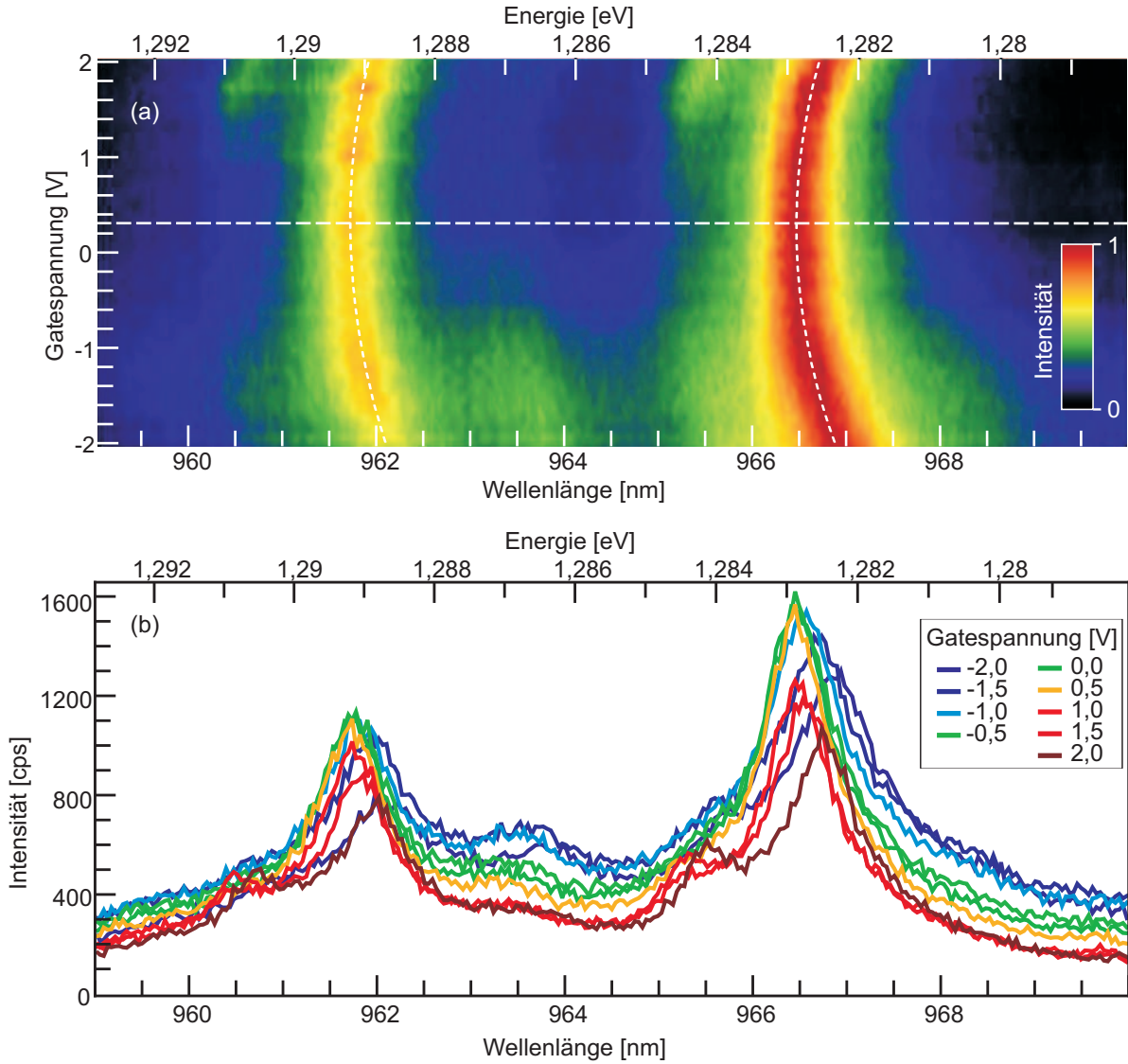
Wie in Abschnitt 2.3.3 erläutert wurde, wird das PL-Signal eines Quantenpunkts im elektrischen Feld zwischen Gate und 2DEG durch den QCSE in Amplitude und Wellenlänge beeinflusst. Dieser Effekt muss berücksichtigt werden, wenn das Energiespektrum der Elektronenzustände innerhalb eines QDs bestimmt werden soll. Für den Nachweis des QCSE wurde am Typ 3-Wafer hZ14 in der Region niedriger SAQD-Dichte ein semitransparentes Gate prozessiert wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben und das PL-Signal eines einzelnen QDs abhängig von der angelegten Gatespannung aufgezeichnet. Am Beispiel zweier Spektrallinien des QD wird der Einfluss des QCSE in Abbildung 5.12 verdeutlicht. Bild (a) zeigt normierte Spektren. Die Intensität des Spektrums ist dabei farbcodiert. Der typisch parabelförmige Verlauf der spannungsabhängigen Wellenlänge der PL-Linien wird deutlich. Eine Gatespannung von 2 V entspricht bei einem Abstand zwischen Gate und 2DEG von 500 nm einem elektrischen Feld von

$$|\vec{E}| = \frac{2 \text{ V}}{500 \text{ nm}} = 40 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \quad (5.1)$$

und führt zu einer Linienverschiebung von etwa 0,5 meV. Für die gemessenen Daten ergibt ein Fit (weiße Linien in Abbildung 5.12(a)) nach Gleichung 2.19:

$$|\vec{r}|^{962nm} = 0,29 \text{ \AA} \quad \text{und} \quad |\vec{r}|^{967nm} = 0,26 \text{ \AA} . \quad (5.2)$$

Das intrinsische Dipolmoment dieser QDs ist also gering, verglichen mit typischen Werten von $|\vec{r}| = 4 \text{ \AA}$ in anderen Publikationen [62]. Dies ist konsistent mit den dort veröffentlichten QD-Durchmessern, die mit $D = 44 \text{ nm}$ größer ausfallen als bei den


 Abbildung 5.12: μ PL-Spektren eines QDs bei variabler Gatespannung

(a) normierte Spektren, Intensität farbcodiert. (b) nicht-normierte Daten

hier verwendeten QDs gemessen, wie in Abschnitt 5.1 gezeigt. Die größere Separation von Elektron und Loch der 962 nm -Linie lässt vermuten, dass es sich bei dieser um das neutrale Exziton X handelt, während die 967 nm -Linie ein (negativ) geladenes Exziton X^- zeigt. Die Scheitelposition U_S der Parabel gibt dabei diejenige Gatespannung an, bei der die Bänder des QD unverkippt sind. Für die beiden dargestellten Linien ist dies

$$U_S^X = 0,30 \text{ V} \quad \text{und} \quad U_S^{X^-} = 0,24 \text{ V} . \quad (5.3)$$

Diese Scheitelspannung kann für jeden QD unterschiedlich ausfallen. Zwar befinden sich alle QDs im selben elektrischen Feld zwischen Gate und 2DEG, jedoch wird das lokale Potential stark durch Ladungen in benachbarten QDs beeinflusst.

Abbildung 5.12(b) zeigt eine Auswahl dieser Spektren in einer nicht normierten Auftragung. Hier sind zwei weitere Beobachtungen möglich. Zunächst wird deutlich, dass die Intensität bei der Scheitelspannung nach Gleichung 5.3 maximal wird. Dies erklärt sich durch den maximalen Überlapp von Elektronen- und Lochwellenfunktion, was die Exzitonen-Rekombination begünstigt (vergleiche auch Abbildung 2.9). Weiterhin kann man erkennen, dass die Halbwertsbreite der QD-Linien mit negativer Gatespannung zunimmt. Je negativer die Gatespannung gewählt wird, desto steiler verläuft das Band zwischen Gate und 2DEG, was effektiv die Tunnelrate für Ladungsträger aus den QDs heraus erhöht. Diese reduzierte Lebensdauer und die dadurch steigende Ladungsträgerfluktuation in den QDs führt zur Verbreiterung der Linien.

5.5.3 Löcher-begrenzte PL-Intensität

Wenn die zu untersuchende Probe mit Licht beleuchtet wird, dessen Photonenenergie größer ist als die Bandlücke von GaAs, dann kann ein Elektron-Loch-Paar überall im Material zwischen Oberfläche und 2DEG erzeugt werden. Nahe an der Oberfläche werden mehr Ladungsträgerpaare erzeugt als in tieferen Schichten. Die im Folgenden gezeigten PL-Messungen wurden bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ (entspricht $E_{\text{Photon}} = 2,33 \text{ eV}$) durchgeführt. Mit dem Absorptionsgesetz für Photonen in Materie [139]

$$N(d) = N_0 e^{-\mu \cdot d} \quad (5.4)$$

mit der Eindringtiefe d und dem material- und wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten $\mu \approx 8 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ [6] für $E_{\text{Photon}} = 2,33 \text{ eV}$ und GaAs ergibt sich, dass etwa 94% der Photonen, die oberhalb des 2DEG absorbiert werden, zwischen Oberfläche und SAQDs absorbiert werden. Nur etwa 6% der Photonen werden zwischen SAQDs und 2DEG absorbiert. Die so erzeugten Ladungsträger, sofern sie nicht im GaAs rekombinieren, können gemäß dem Bandverlauf in der Probe diffundieren.

Für die in Abbildung 5.13 gezeigten Daten wurde eine Anregungswellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ verwendet. Abbildung 5.13(a) zeigt die integrierte Intensität des Spektrums

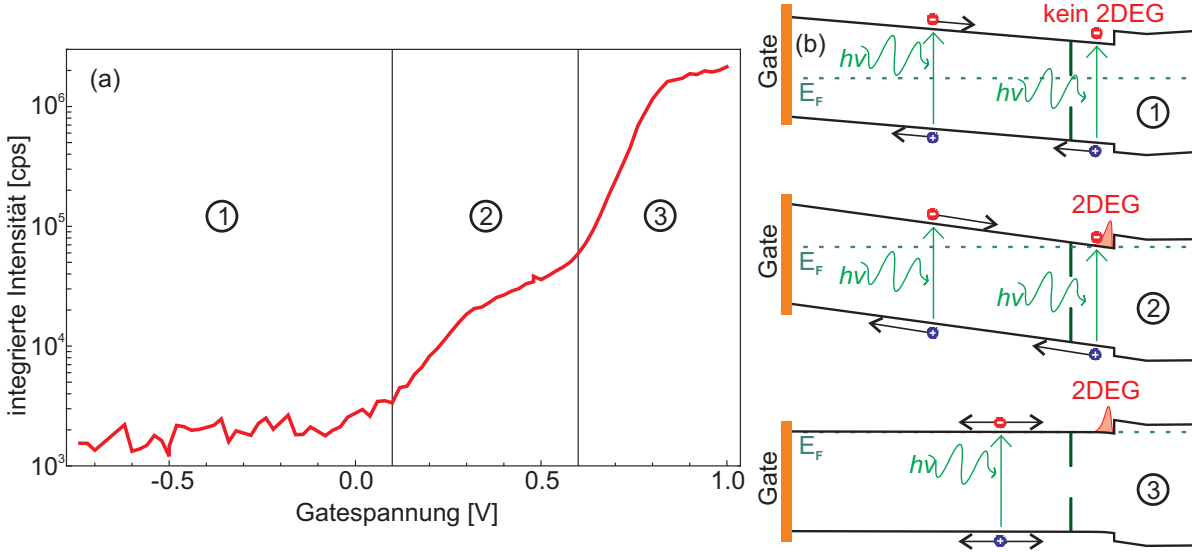


Abbildung 5.13: (a) Wafer hZ14: gateabhängige Gesamtintensität des μ PL-Spektrums eines QD, drei Bereiche markiert

(b) Bandstruktur-Schema der in (a) markierten Bereiche

eines QDs des Wafers hZ14 bei variiertter Gatespannung. Dabei sind drei Bereiche erkennbar: Im Bereich ① bei negativen Spannungen ändert sich die Intensität kaum. Das im Bild sichtbare Rauschen ist auflösungsbedingt. Im Bereich ② steigt die Intensität schnell um eine Größenordnung an, und schließlich nimmt sie im Bereich ③ oberhalb einer Gatespannung von $U_{Gate} \geq 0,6$ V um weitere zwei Größenordnungen zu.

Gatespannungsabhängige PL-Intensität wurde an gut vergleichbaren Proben auch schon in anderen Gruppen beobachtet [55], dort wird aber bei steigender Gatespannung nur ein Intensitätsanstieg um eine Größenordnung beobachtet. Dieser Effekt wird einer reduzierten Tunnelwahrscheinlichkeit bei flacherem Bandverlauf zugeschrieben, so dass einzelne Ladungsträger den QD nicht verlassen können, bevor die Rekombination eines Exzitons stattfindet. Dieser Effekt kann durchaus auch für die hier untersuchte Struktur zutreffen, genügt aber nicht, um den gemessenen stärkeren Intensitätsanstieg in mehreren Stufen zu erklären. Eine detailliertere Betrachtung des Bandverlaufs liefert allerdings noch eine weitere Erklärung. Für die drei genannten Bereiche zeigt Abbildung 5.13(b) den prinzipiellen Verlauf der Bänder. Damit kann die Intensitätsänderung wie folgt erklärt werden:

- Bei negativen Gatespannungen ① ist das 2DEG verarmt und somit nicht am Fermi-niveau gepinnt. Durch das Potential am Gate bildet sich ein leicht verkippter Bandverlauf aus, der Elektronen in Richtung Substrat und Löcher zur Oberfläche

zieht. Das bedeutet, dass nur Löcher, die in dem schmalen Bereich zwischen SAQDs und 2DEG (hier 30 nm) die QDs erreichen können, während ausreichend Elektronen vorhanden sind. Die Rekombination von Exzitonen in QDs wird durch die vorhandenen Löcher begrenzt.

- Sobald sich ein 2DEG ausbilden kann, wird das Leitungsband ans Fermi-niveau gepinnt ②. Die Bänder verlaufen jetzt steiler als zuvor. Elektronen können ab jetzt auch aus dem 2DEG in den QD tunneln. Nach wie vor ist die Zahl der Löcher der begrenzende Faktor für die Exzitonenrekombination, doch ist die Driftgeschwindigkeit durch den steileren Bandverlauf höher, was zu mehr Löchern pro Zeiteinheit führt.
- In Bereich ③ verlaufen die Bänder immer flacher, bis schließlich der Flachbandfall erreicht wird. Erst jetzt können Löcher, die zwischen Oberfläche und SAQDs erzeugt werden, die QDs erreichen. Dadurch erklärt sich der drastische Anstieg der Intensität in diesem Bereich. Dieser Anstieg ist gut mit dem Durchbruch der zugehörigen Leckstromkurve vergleichbar, die in Abbildung 4.2 (Wafer hZ14 mit $\rho_{QD} << 1 \mu\text{m}^{-2}$) dargestellt ist. Ein erneutes Absinken der Intensität konnte im vermessenen Spannungsbereich nicht beobachtet werden.

In allen Fällen wird die PL-Intensität durch die Anzahl der Löcher begrenzt, die die QDs erreichen können. Da deren Diffusion im Material vom Gatepotential abhängt, kann dieses Messverfahren ähnlich wie herkömmliche Leckstrom-Messungen (siehe Abschnitt 4.1) eingesetzt werden, um den Bandverlauf zu analysieren. Die starke Intensitätszunahme in Bereich ③ ist dabei dem Durchbruch in den UI-Kennlinien gleichzusetzen, da beide Effekte durch einen flachen Bandverlauf ausgelöst werden.

5.5.4 Elektrostatisches Tuning der optischen Übergänge

Wie in Abschnitt 5.5.3 durch die veränderliche PL-Intensität deutlich wird, variiert die Zahl der Elektronen und Löcher, die sich im Mittel in einem QD befinden, abhängig von der Gatespannung. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, über die Gatespannung gezielt Ladungszustände eines QD anzusprechen [40, 130].

Das kontrollierte Hinzufügen einzelner Elektronen aus dem 2DEG in einen QD ist essentiell zur Realisierung eines quantenoptischen Interfaces. Die (Elektronen-) Energie-

niveaus des verwendeten QDs müssen also bekannt sein. Aus der gateabhängigen PL-Spektroskopie können diese extrahiert werden.

Abbildung 5.14 zeigt μ PL-Daten eines Quantenpunkts des Wafers hZ14 in Abhängigkeit des Gatepotentials. Angeregt wurde mit $\lambda = 532$ nm bei $P_{opt} = 510$ nW. Da sich die Gesamtintensität jedes einzelnen Spektrums verhält wie in Abbildung 5.13 (Anstieg um Faktor 1000 von Bereich ① zu ③) wurde jedes Einzelspektrum normiert. Dabei ist zu beachten, dass sich die effektive Anregungsleistung nach Abschnitt 5.5.3 in den drei gezeigten Bereichen um bis zu drei Größenordnungen erhöht. Aus diesem Grund werden im Bereich ③ höhere Schalen sichtbar, wie aus Abbildung 5.7 bei höheren Anregungsleistungen bekannt ist.

Um die Energieniveaus des QDs zu identifizieren, wurden bei verschiedenen Gatespannungen anregungsleistungsabhängige μ PL-Spektren aufgezeichnet. Abbildung 5.15 zeigt das Spektrum der s-Schale des Datensatzes aus Abbildung 5.14 vergrößert. Waagrechte Linien bezeichnen Gatespannungen, bei denen die Leistungsabhängigkeit der PL-Linien untersucht wurde. Aus den Steigungskoeffizienten n der jeweiligen Linien kann wie aus Abschnitt 5.4.1 bekannt, die Exzitonen-Besetzungszahl gewonnen werden.

Damit, und unter der Annahme, dass bei der gegebenen Probenkonfiguration positiv geladene QD-Zustände nicht signifikant auftreten (vergleiche Abschnitt 5.5.3), kann die

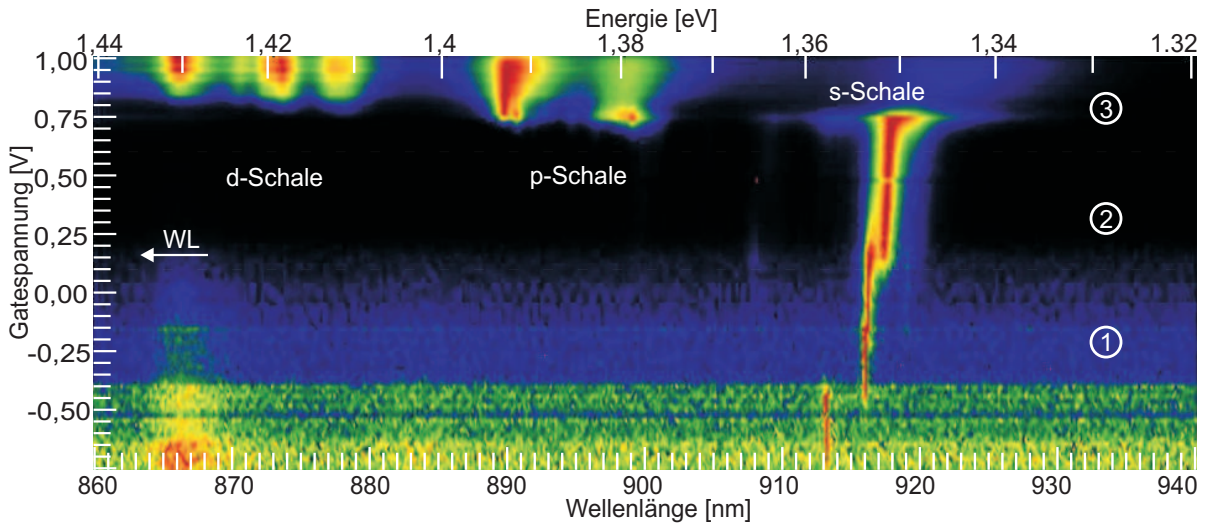


Abbildung 5.14: Gateabhängige μ PL-Spektren eines QDs von hZ14, $P_{opt} = 510$ nW.

Markierungen: Bereiche ①,②,③ gemäß Abbildung 5.13 sowie spd-Schalen.

WL-Linie (bei etwa 852 nm) außerhalb des dargestellten Spektrums

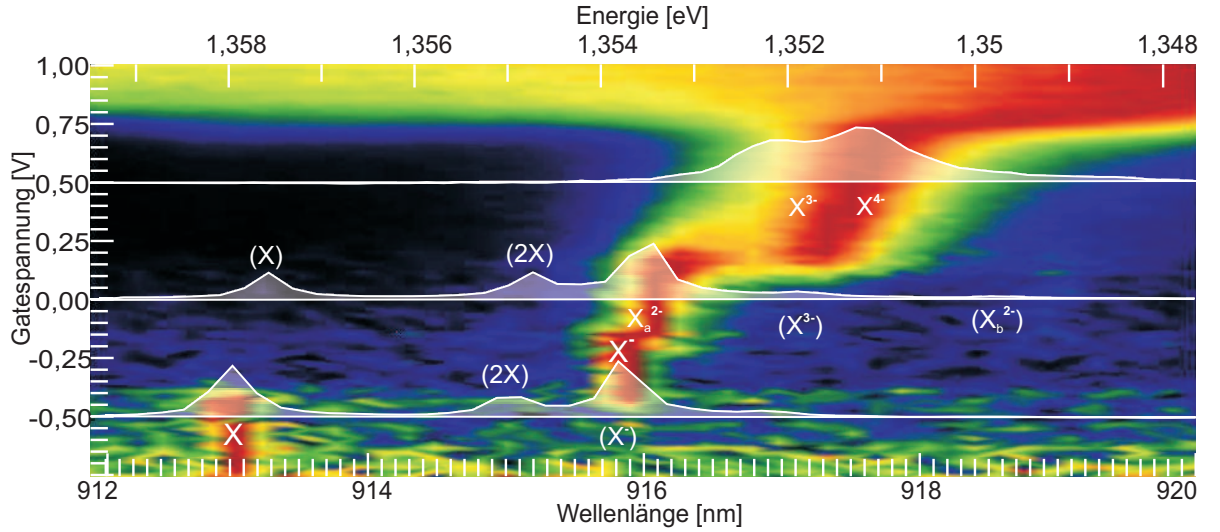


Abbildung 5.15: Vergrößerte Darstellung der s-Schale aus Abbildung 5.14 mit Zuordnung der im Scan sichtbaren Spektrellinien. Exemplarische Darstellung einzelner Spektren (weiß) mit höherer Anregungsleistung bei $U_{Gate} = -0,5 \text{ V}, 0 \text{ V}, +0,5 \text{ V}$. Weitere, anhand der Leistungsserien identifizierte Spektrellinien in Klammern eingefügt.

erste auftretende Linie dem neutralen Exziton X zugeschrieben werden. Die Leistungsreihe bei $U_{Gate} = -0,5 \text{ V}$ bestätigt dies, außerdem treten bei höheren Anregungsleistungen zwei weitere Linien auf. Diese werden anhand ihrer Steigungskoeffizienten als $2X$ und X^- identifiziert. Solche aus der Leistungsabhängigkeit gewonnenen Zuordnungen sind in 5.15 mit Klammern versehen.

Bei $U_{Gate} = -0,4 \text{ V}$ kann ein Übergang beobachtet werden; X wird unterdrückt und die um 4 meV rotverschobene X^- -Linie tritt verstärkt auf. Bei dieser Gatespannung tunnelt also ein erstes Elektron aus dem 2DEG in den QD.

Sobald die Gatespannung $U_{Gate} = -0,15 \text{ V}$ überschreitet, verschiebt sich die Exziton-Linie durch das hinzufügen eines weiteren Elektrons weiter. Diese Verschiebung hin zum X^{2-} -Zustand ist weitaus kleiner, da das hinzugekommene Elektron bereits in der p-Schale sitzt.

Eine Leistungsreihe bei $U_{Gate} = 0 \text{ V}$ zeigt zusätzlich ein Phänomen, das die bisherige Zuordnung der Linien bestätigt. Neben der $2X^{2-}$ -Signatur wird eine weitere - sehr schwach ausgeprägte - X^{2-} -Linie sichtbar. Zur Unterscheidung dieser Linien werden die Indices a und b verwendet, wie sie auch bereits in Abbildung 5.15 beschriftet sind. Der Ursprung dieser Aufspaltung wird in Abschnitt 2.3.1.2 beschrieben. Die unterschiedliche Intensität

beider Linien erklärt sich durch die (dreifache) Entartung des Triplett-Zustands und die Unterdrückung des korrelierten Einfangs von Exzitonen aufgrund der Bandverkipfung [40], wie auch in Abbildung 5.13 deutlich wird.

Diese Aufspaltung ist hier deshalb so bedeutsam, weil die X^{2-} -Linie der erste Zustand ist, der bei zunehmender Ladung des QDs (bei $B = 0$ T) überhaupt eine Aufspaltung zeigt. Er ist deshalb zweifelsfrei zuzuordnen und bestätigt somit auch die Zuordnungen der anderen in Abbildung 5.15 markierten Ladungszustände.

Weiterhin kann anhand einer Leistungsserie der x^3 -Zustand identifiziert werden sowie X und $2X$. Die Verschiebung dieser Spektrallinien gegenüber ihrer spektralen Position bei $U_{Gate} = -0,5$ V ist auf den QCSE zurückzuführen (siehe auch Abschnitt 5.5.2).

Ab etwa $U_{Gate} = 0,1$ V findet dort eine weitere Verschiebung zusammen mit einer Verbreiterung der Linien statt. Da diese alle $n = 1$ aufweisen, werden sie den X^{3-} und X^{4-} -Zuständen zugeschrieben. Biexzitonische Zustände werden nicht mehr beobachtet, möglicherweise eine Folge des Überangebots an Elektronen, wodurch alle eingefangenen Löcher schnell rekombinieren.

Die Möglichkeit, an einem einzelnen Quantenpunkt derart präzise bestimmen zu können, bei welchen Gatespannungen zusätzliche Elektronen aus dem 2DEG in den QD tunneln, ist eine entscheidende Voraussetzung zur Realisierung eines quantenoptischen Interfaces. Der hier vorgestellte QD beispielsweise ist für $U_{Gate} < -0,4$ V ungeladen; bei $U_{Gate} \approx -0,4$ V tunnelt ein erstes Elektron in den Quantenpunkt. Im finalen Interface müssen diese Energieniveaus dann an die Niveaus des gatedefinierten QDs angepasst werden, um kontrolliert den Tunnelprozess zwischen den beiden QDs zu ermöglichen.

6 Einfluss von Quantenpunkten auf zweidimensionale Elektronengase

Üblicherweise werden zweidimensionale Elektronengase in einer auf sie zugeschnittenen Umgebung gewachsen. Um möglichst hohe Elektronenbeweglichkeiten zu erzielen, werden beispielsweise Gitterdefekte im Substrat mit Hilfe von GaAs/AlGaAs Übergittern ausgeheilt oder Wachstumstemperaturen und -raten optimiert. Insbesondere wird vermieden, Verspannungen durch Gitterfehlanspassungen in den Kristall einzubringen oder (geladene) Störstellen in der Nähe des 2DEG zu erzeugen. Das Einbringen selbstorganisierter InAs-Quantenpunkte in Tunneldistanz zu einem 2DEG führt nun aber aufgrund der höheren Gitterkonstante von InAs, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, genau zu diesen Problemen (vgl. Abschnitt 2.2.1).

Quantenpunkte beeinflussen die Transporteigenschaften eines 2DEG aufgrund der Gitterfehlanspassung zwischen QD- und Barrierenmaterial [100] sowie durch Coulombwechselwirkung [64, 70, 89, 138] ihrer Ladung mit den am Transport beteiligten Elektronen. Ihre Anzahl sowie ihre Nähe zum 2DEG sind also bestimmende geometrische Faktoren.

6.1 Geometrische Faktoren

Mit der in Abschnitt 3.1.3 vorgestellten Methode wurden mehrere Wafer vom Typ 3 gewachsen, die sich im Abstand zwischen invertiertem 2DEG und SAQDs unterscheiden. Als Referenzmaterial dienen entsprechende Typ 2-Wafer. Tabelle 6.1 führt alle im Folgenden relevanten Daten dieser Wafer auf.

Während alle Typ 3-Wafer aus Tabelle 6.1 eine Schicht vergrabener Quantenpunkte enthielten, wurde zusätzlich bei den Wafern P38, P39 und P40 die SAQD-Schicht an der Oberfläche gewachsen. Für diese zeigt Abbildung 6.1 die ortsabhängige Dichte der Quantenpunkte. Trotz nominell gleicher Wachstumsbedingungen ist gut erkennbar, dass

Wafer	QD-Dichte [μm^{-2}]	spacing [nm]	μ [$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$] Wafermitte	μ [$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$] am Rand	n [cm^{-2}] Wafermitte	n [cm^{-2}] am Rand
P60	unbekannt	60	$1,41 \times 10^6$	$1,31 \times 10^5$	$2,41 \times 10^{11}$	$3,45 \times 10^{11}$
P38	≤ 27	45	$1,39 \times 10^6$	$1,54 \times 10^5$	$3,09 \times 10^{11}$	$2,54 \times 10^{11}$
P39	≤ 47	30	$2,26 \times 10^5$	$2,59 \times 10^4$	$3,14 \times 10^{11}$	$3,34 \times 10^{11}$
P40	≤ 35	15	$1,70 \times 10^5$	$2,21 \times 10^4$	$3,54 \times 10^{11}$	$3,68 \times 10^{11}$
rP38	keine QDs	45	$2,17 \times 10^6$	$2,10 \times 10^6$	$3,13 \times 10^{11}$	$3,09 \times 10^{11}$
rP40	keine QDs	15	$6,33 \times 10^5$	$5,91 \times 10^5$	$3,38 \times 10^{11}$	$3,49 \times 10^{11}$

Tabelle 6.1: Beweglichkeit und Ladungsträgerdichte in der Wafermitte und nahe des Waferrandes, gemessen bei $T = 4,2 \text{ K}$ nach Beleuchten

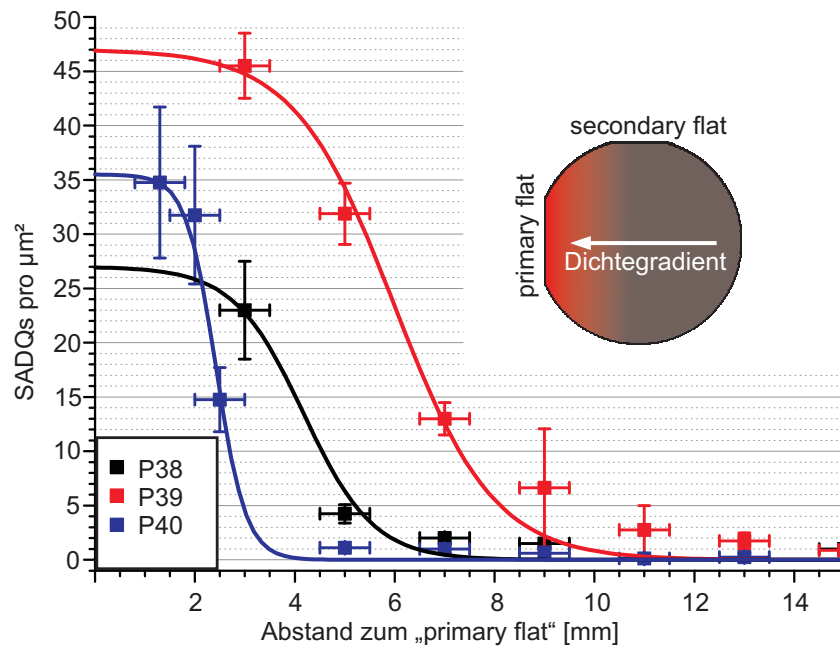


Abbildung 6.1: SAQD-Dichteverteilung auf den Wafern P38,P39,P40

Orientierung des Dichtegradienten wie im inset gezeigt. Fehlerbalken resultieren aus (geschätzter) Positionierungsungenauigkeit auf der Probe ($\pm 0,5 \text{ mm}$) bzw. aus Dichteunterschieden unterschiedlicher Messungen im gleichen Abstand zum Waferrand. Falls nur eine Messung vorlag, wurde der Dichtefehler mit 10% abgeschätzt. Zur besseren Visualisierung des Gradienten wurde an die Daten eine Boltzmann-Verteilung angelegt (durchgezogene Linien).

sich die Quantenpunktdichten in der maximalen Dichte sowie Steilheit und Position des Gradienten deutlich unterscheiden. Dies ist auf die nur schwer kontrollierbaren Wachstumsparameter beim Stranski-Krastanov-Wachstum zurückzuführen. Für den folgenden Vergleich von Transportdaten verschiedener Probenstücke ist also nicht die absolute Position auf dem jeweiligen Wafer, sondern nur die dort auftretende Quantenpunktdichte relevant [72]. Die Bereiche der genannten Wafer, die laut Abbildung 6.1 keine SAQDs mehr aufweisen, enthalten jedoch immer noch den wetting layer. Auch dieser verspannt das Kristallgitter. Um diesen Effekt sichtbar zu machen, wurden die Typ 2-Wafer rP38 und rP40 gewachsen. Im Gegensatz zu P38 und P40 enthalten sie keine InAs-Schicht. Um den wetting layer Effekt möglichst isoliert zu betrachten, wurde auch beim Wachstum dieser Referenzwafer am Ort der (fehlenden) InAs-Schicht das Wachstum unterbrochen und die Substrattemperatur abgesenkt, um das SAQD-Wachstum so gut wie möglich zu simulieren. Diese Unterbrechung sollte zur Folge haben, dass eine vergleichbare Zahl an Fremdatomen und Defekten wie bei den Typ 3-Wafern eingebaut wird.

6.1.1 Einfluss der SAQD-Dichte

Um den Einfluss der SAQD-Dichte auf die Transporteigenschaften des 2DEG detailliert untersuchen zu können, war es notwendig, die Beweglichkeit sowie die Dichte der Elektronen im 2DEG punktuell bestimmen zu können. Aus diesem Grund wurde aus allen Wafern, die in Tabelle 6.1 aufgeführt sind, ein Streifen entlang des SAQD-Gradienten mit Hallbars im Abstand von jeweils 2 mm versehen. An diesen Hallbars (Länge 1 mm, Breite $200\text{ }\mu\text{m}$) wurde der Schichtwiderstand bestimmt sowie eine Hallgerade im Bereich $-0,5\text{ T} \leq B \leq 0,5\text{ T}$ aufgezeichnet. Diese Messungen fanden bei $T = 4\text{ K}$ jeweils nach einem 20-sekündigen Beleuchtungszyklus mit einer roten LED statt. Aus diesen Daten wurde schließlich für jede Position auf dem Wafer die Elektronenbeweglichkeit und -dichte extrahiert, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben. Wie in Tabelle 6.1 und in den Abbildungen 6.3 und 6.5 zu sehen ist, weichen die Elektronendichten der Wafer P38, rP38, P40 und rP40 kaum voneinander ab. Sie sind also für die folgenden Betrachtungen gut miteinander vergleichbar:

Abbildung 6.2 setzt nun die SAQD-Dichte auf P38 (spacing 45 nm) in Relation zur Beweglichkeit der Elektronen. Es wird deutlich, dass die Beweglichkeit in der Region auf dem Wafer mit der hohen SAQD-Dichte reduziert wird (vergleiche [72, 106]). Zum Vergleich ist ebenfalls die Beweglichkeit auf dem Referenzwafer rP38 dargestellt. Dieser

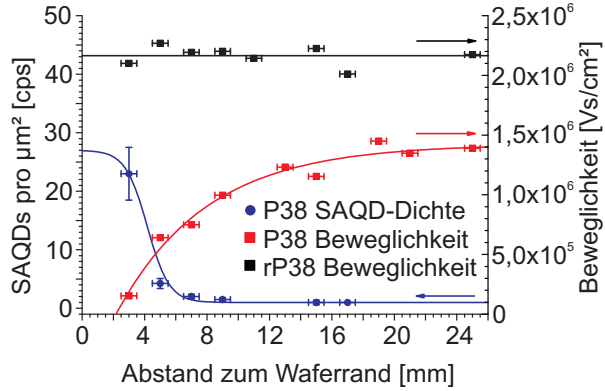


Abbildung 6.2: Positionsabhängiger Vergleich der Beweglichkeit von P38 mit SAQD-Dichte sowie Beweglichkeit des Referenzwafers rP38

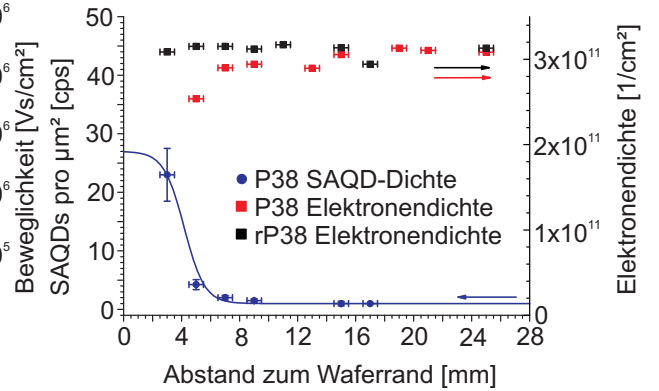


Abbildung 6.3: Positionsabhängiger Vergleich der Elektronendichte von P38 mit SAQD-Dichte sowie Elektronendichte des Referenzwafers rP38

zeigt über den gesamten untersuchten Bereich nahezu konstante Beweglichkeit. Da sich beide Wafer lediglich durch das Vorhandensein der InAs-Schicht unterscheiden, kann die Beweglichkeitsreduktion eindeutig auf die Quantenpunkte zurückgeführt werden. Aber auch in dem Bereich auf P38, in dem die QD-Dichte gegen Null geht, erreicht dieser Wafer nur 64% der Beweglichkeit von rP38 (siehe Tabelle 6.1). Dies kann auf den Einfluss der Verspannung zurückgeführt werden, die der wetting layer, der auf dem gesamten Wafer vorhanden ist, in den Kristall einbringt.

Für beide Wafer zeigt Abbildung 6.3 die Elektronendichte. Diese ist größtenteils positionsunabhängig. Der Einfluss der Quantenpunkte auf P38 besteht also höchstens zu einem kleinen Teil aus einer durch Coulombwechselwirkung induzierten Verdrängung von Elektronen aus dem 2DEG, und hauptsächlich aus Streupotentialen, die den Schichtwiderstand der Probe erhöhen.

Gleichartige Messungen wurden ebenfalls an P40 und rP40 durchgeführt (spacing 15 nm). Die Ergebnisse werden in den Abbildungen 6.4 und 6.5 zusammengefasst. Wie auch bei P38 ist der Zusammenhang zwischen SAQD-Dichte und reduzierter Beweglichkeit klar erkennbar. Im Bereich verschwindender SAQD-Dichte erreicht P40 nur noch 27% der Beweglichkeit der Referenzstruktur rP40 (siehe Tabelle 6.1). Dieser Einbruch ebenso wie die insgesamt gegenüber P38 und rP38 reduzierte Beweglichkeit sind eine Folge des stark reduzierten spacings. Auch hier spielt die Elektronendichte im 2DEG keine Rolle, da sie wie im Fall von P38 positionsunabhängig ist (Abbildungen 6.3 und 6.5).

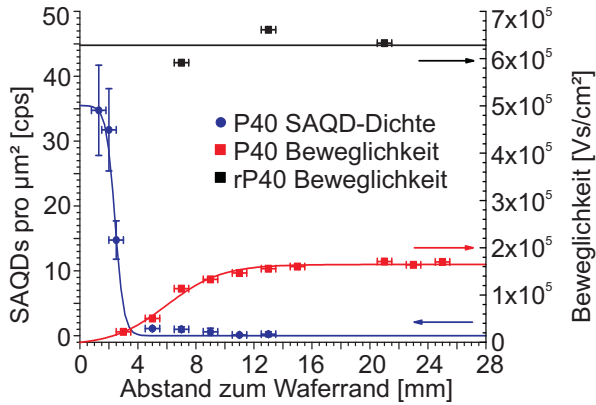


Abbildung 6.4: Positionsabhängiger Vergleich der Beweglichkeit von P40 mit SAQD-Dichte sowie Beweglichkeit des Referenzwafers rP40

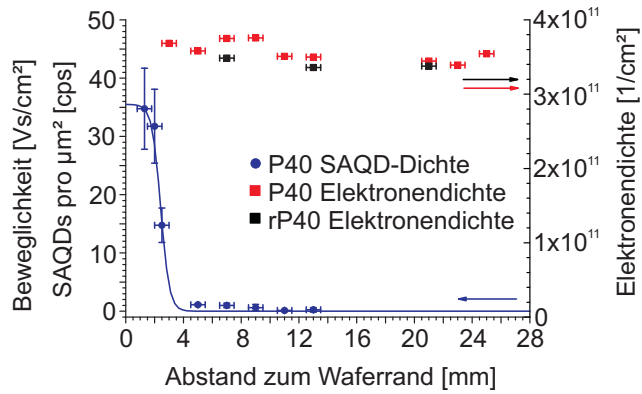


Abbildung 6.5: Positionsabhängiger Vergleich der Elektronendichte von P40 mit SAQD-Dichte sowie Elektronendichte des Referenzwafers rP40

6.1.2 Einfluss des Abstands zwischen 2DEG und SAQDs

Ein wichtiger Parameter für die Realisierung eines quantenoptischen Interfaces ist sicherlich der Abstand zwischen gatedefiniertem und optisch aktivem Quantenpunkt. In Abschnitt 2.3.2 wurde gezeigt, dass die Tunnelzeit mit steigendem spacing schnell um Größenordnungen wächst. Für die Fertigung des zugrundeliegenden Wafers bedeutet das, dass die Dicke des spacings dahingehend optimiert werden muss, dass der Abstand so klein wie möglich gewählt wird mit der Einschränkung, dass die Transporteigenschaften des invertierten 2DEG nicht zu stark beeinträchtigt werden [110]. Es wird angenommen, dass die Beweglichkeit des dem gatedefinierten QD zugrundeliegenden 2DEG $\mu \geq 1 \times 10^5 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ nicht unterschreiten darf (vergleiche auch Abschnitt 2.4.4), damit der Spinzustand eines gespeicherten Elektrons nicht durch Streuzentren im QD zerstört wird.

Um also die Abhängigkeit der Beweglichkeitsreduktion von der Dicke des spacings weiter zu untersuchen, wurden Wafer mit spacings von 15 nm bis 60 nm verglichen. In Abbildung 6.6(a) werden die positionsabhängigen Elektronenbeweglichkeiten dieser Wafer gegenübergestellt. Wie oben dargestellt, stammen die Daten von einer Reihe an Hallbars im Abstand von 2 mm, die auf jedem beteiligten Wafer prozessiert wurde. Bei dieser Vielzahl an strukturierten Proben war es nicht zu vermeiden, dass vereinzelte Proben durch Prozessierungsfehler beschädigt wurden. Aus diesem Grund schwanken die dargestellten Daten teilweise beziehungsweise fehlen manche Datenpunkte ganz.

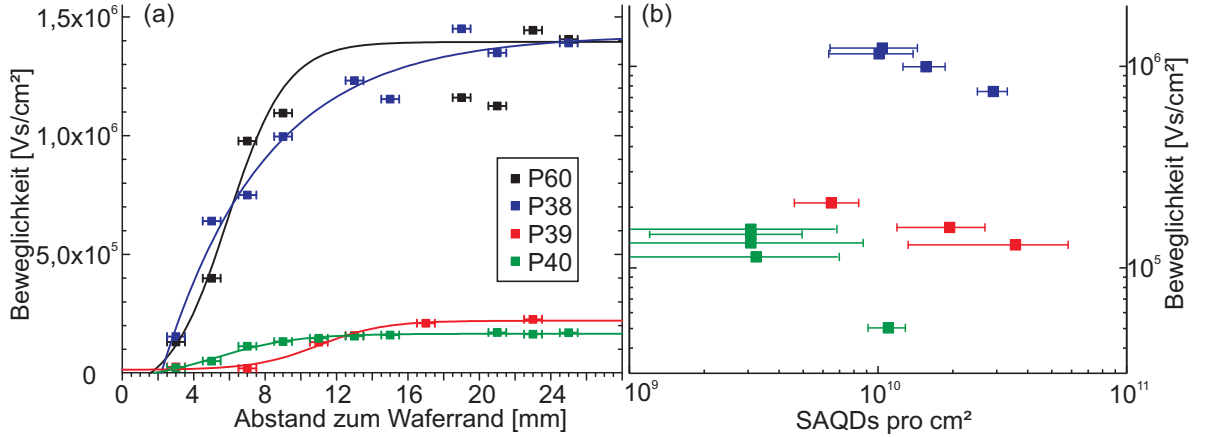


Abbildung 6.6: (a) Vergleich der positionsabhängigen Elektronenbeweglichkeit der Wafer P60 (schwarz, spacing 60 nm), P38 (blau, 45 nm), P39 (rot, 30 nm) und P40 (grün, 15 nm). Zur besseren Erkennbarkeit Daten mit Linien verbunden
(b) Beweglichkeit abhängig von SAQD-Dichte für P38, P39, P40

Man sieht, dass sich die Daten für spacing-Dicken von 60 nm und 45 nm weder am Wafertrand noch im Zentrum signifikant unterscheiden. Für kleinere spacings nimmt die Beweglichkeit in Regionen ohne SAQDs schlagartig ab, die Bedingung $\mu \geq 1 \times 10^5 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ bleibt jedoch erfüllt. Die Unterschiede der Steigungen einzelner Datensätze in Abbildung 6.6(a) korreliert mit dem jeweiligen Verlauf der SAQD-Dichtegradienten, soweit gemessen. Abbildung 6.6(b) verknüpft schließlich die Beweglichkeit mit der SAQD-Dichte. Wie zu erwarten, sinkt die Beweglichkeit bei gleicher QD-Dichte mit sinkendem spacing [110, 128]. Insbesondere ist die Beweglichkeit bei P40 stark abhängig von der SAQD-Dichte. Ein spacing von 15 nm wird daher verworfen, um die Ladungsstabilität des gate-definierten QDs nicht zu gefährden. Aus Abbildung 2.8 ist bekannt, dass für spacings von 45 nm oder mehr die Tunnelzeiten $\tau \gg 1 \text{ s}$ erreichen, was eine ungenügend schwache Kopplung darstellt. Ein spacing von 30 nm führt dagegen zu Tunnelzeiten $\tau \leq 1 \mu\text{s}$. Daher wird von einem optimalen spacing von 30 nm ausgegangen. Die Kopplung zwischen den InAs-Quantenpunkten und dem 2DEG ist nachweislich stark ausgeprägt, andererseits wird das 2DEG nicht zu stark beeinträchtigt.

Weiterhin wurde ausführlich untersucht, ob sich die erzielten Beweglichkeiten und Elektronendichten durch weitere Temperaturabsenkung noch optimieren lassen. Dazu wurden alle Messungen ebenfalls bei $T = 1,5 \text{ K}$ ausgeführt. Es war jedoch keine Steigerung der Beweglichkeit zu beobachten. Im unbeleuchteten Zustand nahm die Beweglichkeit

stark ab, teilweise wurden die Proben bei hoher SAQD-Dichte nichtleitend. Eine detailliertere Darstellung der einzelnen Messungen findet sich in einer Bachelorarbeit [33]. Dort wird die Abhängigkeit der Kenngrößen des 2DEG von Temperatur und Beleuchtungszustand ausführlich besprochen.

Die bislang besprochenen Effekte sind durchweg durch den Strukturaufbau des Halbleiters bestimmt. Im Folgenden wird nun der Einfluss eines Gates auf der Probenoberfläche auf die Eigenschaften des 2DEG besprochen.

6.2 Verhalten des 2DEG unter Einfluss eines Gates

Der Einschluss von Elektronen in gatedefinierten Quantenpunkten im 2DEG beruht darauf, dass durch das Anlegen einer negativen Spannung an ringförmige Gates eine Insel im 2DEG gebildet wird, die von einer verarmten Region, in der kein 2DEG mehr existiert, umgeben wird. Es ist also notwendig, mittels geeigneter Gatespannungen die Elektronendichte im 2DEG bis hin zu vollständiger Verarmung steuern zu können. Dieser Effekt muss reproduzierbar vonstatten gehen, damit die Kontrolle über den gatedefinierten Quantenpunkt unabhängig von der Vorgeschichte der Probe gewährleistet ist.

Zur detaillierten Untersuchung wurden Hallbars auf Probenstücken der Wafer hZ14, rZ14 und rZ15 strukturiert und mit semitransparenten *top gates* versehen. Dieser Abschnitt befasst sich mit der Analyse des Einflusses solcher Gates auf die Eigenschaften des 2DEGs. Abbildung 6.7 zeigt nochmals beispielhaft eine Hallbar und die Benennung der hier verwendeten Kontakte.

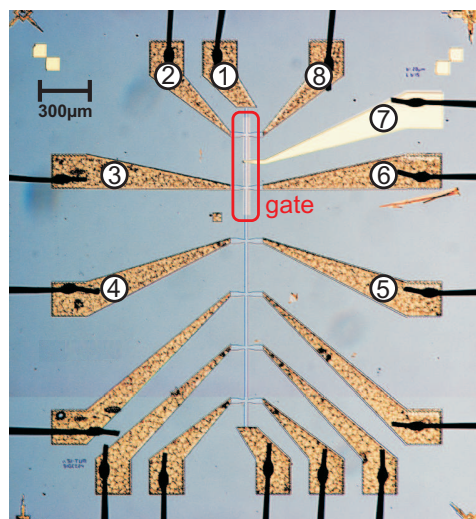


Abbildung 6.7: Lichtmikroskopbild einer prozessierten Hallbar, Breite: 20μm, Länge: 5 Abschnitte zu je 300μm, semitransparentes TiAu-Gate ⑦, AuGe-Kontakte zum 2DEG ①-⑥ und ⑧, Aluminium-Bonddrähte. Benennung der Kontakte gültig für alle Angaben in dieser Arbeit

6.2.1 Magnetotransport unter Einfluss eines Gates

Nachdem, wie in Abschnitt 4.1 gezeigt, die gate- und 2DEG-Kontakte einer Hallbar untersucht wurden, können nun die Eigenschaften des 2DEG abhängig vom Einfluss eines Gates betrachtet werden. Einige der dazu in diesem Abschnitt gezeigten Daten wurden im Rahmen einer Masterarbeit zusammengetragen und finden sich ausführlich diskutiert in [30] wieder.

Der Einfluss eines Gates auf die Transporteigenschaften eines invertierten 2DEG wird über die Bandverbiegung vermittelt. Bei stark negativen Gatespannungen werden Ladungsträger aus dem 2DEG herausgedrückt (reduzierte Elektronendichte) und gleichzeitig der Überlapp der Elektronenwellenfunktion mit der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche verstärkt (mehr Streupotentiale), während bei positiven Spannungen durch den flacheren Bandverlauf mehr Elektronen Platz im 2DEG finden und die Wellenfunktion im 2DEG ihren Abstand zur Materialgrenzfläche erhöht. Das Einsetzen des Leckstroms zwischen 2DEG und gate markiert eine intrinsische Obergrenze zur Verwendung des gates bezogen auf kontrollierte Interaktion mit Quantenpunkten (siehe Abschnitt 5.5), nicht notwendigerweise jedoch bezogen auf Transport im 2DEG. Der folgende Abschnitt beschreibt die Abhängigkeit des 2DEG von der Gatespannung, und es kann dort gezeigt werden, dass Leckströme, die klein gegenüber dem Messstrom einer Magnetotransport-Messung sind, diese kaum beeinflussen:

6.2.1.1 Gatespannungsabhängige Kenngrößen eines 2DEG

Abbildung 6.8 zeigt den Schichtwiderstand, die Elektronendichte und die Beweglichkeit des 2DEG der aus dem vorigen Abschnitt bekannten Hallbar des Wafers hZ14 mit $\rho_{QD} = 33 \mu\text{m}^{-2}$. Zur besseren Vergleichbarkeit ist nochmals die aus Abbildung 4.2 bekannte Leckstromkurve dargestellt.

Links im Bild sind die Kenngrößen des 2DEG für ein nicht kontaktiertes gate (*floating gate*) abgebildet. Man sieht, dass ein Gatepotential von $U_{gate} = 0 \text{ V}$ an den Werten praktisch nichts ändert. Bezogen auf den Bandverlauf in der Nähe des 2DEG müssen sich diese Zustände also ähneln. Mit zunehmend höherer Gatespannung - also flacherem Bandverlauf - sinkt der Schichtwiderstand der Hallbar und die Ladungsträgerdichte steigt an. Dieser Trend gilt bis etwa $U_{gate} \approx 0,7 \text{ V}$, wo der Flachbandfall erreicht wird. Für höhere Gatespannungen bleiben die genannten Größen weitgehend stabil. Bemerkenswerterweise gilt das zunächst auch für den Bereich oberhalb der Leckstrom-Schwelle,

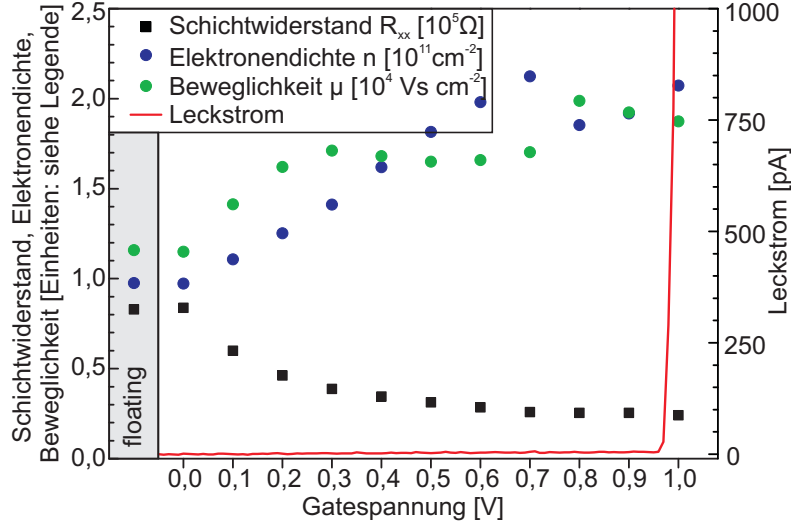


Abbildung 6.8: Magnetotransport an hZ14: Abhängigkeit von Schichtwiderstand, Elektronendichte und Beweglichkeit von der Gatespannung

wie in Abbildung 6.8 für $U_{gate} = 1,0 \text{ V}$ zu sehen ist. Dies lässt sich mit dem Verhältnis zwischen Messstrom und Leckstrom begründen. Die im Bild gezeigten Daten wurden bei $I_{sd} = 100 \text{ nA}$ gemessen, der Leckstrom bei $U_{gate} = 1,0 \text{ V}$ beträgt mit $I_{leak} \approx 1 \text{ nA}$ nur ein Hundertstel davon, was vernachlässigbar wenig ist und sich deshalb nicht auf das Magnetotransport-Verhalten der Probe auswirkt.

Ein Leckstrom dieser Größenordnung bedeutet jedoch, dass $N = \frac{I_{leak}}{e} \approx 6 \times 10^9$ Elektronen pro Sekunde die Struktur durchqueren. Bei einer Gesamtfläche des gates von etwa $10^4 \mu\text{m}^2$ und einer SAQD-Dichte von $\rho_{QD} \approx 30 \mu\text{m}^{-2}$ erreicht jeden QD alle $50 \mu\text{s}$ ein Elektron. Die SAQDs werden also zu jeder Zeit mit der maximalen Zahl an Elektronen geladen sein. In Abschnitt 5.5.4 wurde beispielhaft für einen einzelnen Quantenpunkt gezeigt, dass dieser etwa im Bereich $-0,5 \text{ V} \leq U_{gate} \leq 0,5 \text{ V}$ Elektronen aufnimmt. Nachdem Abbildung 6.8 an einem Ensemble von etwa 3×10^5 SAQDs gemessen wurde, ist es sicherlich eine plausible Interpretation, in dem stufenartigen Verlauf der Beweglichkeitskurve den repulsiven Einfluss zunehmend stärker geladener QDs auf das 2DEG zu sehen. Demnach wird die Elektronen-Wellenfunktion im 2DEG stärker in Richtung der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche verschoben, was durch höhere Streupotentiale der Steigerung der Beweglichkeit durch die höhere Elektronendichte entgegenwirkt.

In jedem Fall aber wird klar, dass mittels des gates ein erheblicher Einfluss auf das 2DEG-System genommen werden kann, was im Folgenden systematisch betrachtet wird.

6.2.1.2 Hysteresefreie Variationen der Gatespannung

Um einen gatedefinierten Quantenpunkt ladungsstabil und reproduzierbar kontrollieren zu können, muss es möglich sein, die Eigenschaften des 2DEG über das gate hysteresefrei zu steuern [108]. Insbesondere muss das 2DEG vollständig verarmt werden können. Dies wird mit negativen Gatespannungen erreicht. Es ist also zur Ausbildung eines gatedefinierten Quantenpunkts nicht notwendig, das gate im Leckstromregime zu betreiben.

An zwei Hallbar-Strukturen der Wafer rZ14 und hZ14 wurde die Gatespannung variiert. Aus der Längsspannung entlang der Hallbars und der Hallspannung bei angelegtem kleinen Magnetfeld können bei langsamer Variation der Gatespannung quasi-statische Werte für Elektronendichte und Beweglichkeit ermittelt werden. Dazu wurden die Messungen zweimal durchgeführt, einmal ohne Magnetfeld und einmal mit $B = 0,1 \text{ T}$. Die Daten werden in Abbildung 6.9 gegenübergestellt.

Während der Messungen wurde die am gate anliegende Spannung in verschiedenen Intervallen variiert: Zunächst wurde das gate zwischen $U_{gate} = 0 \text{ V}$ und $U_{gate} = 0,75 \text{ V}$ auf- und abgefahren. Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit wurde dieser Prozess identisch wiederholt. Anschließend wurden weitere Zyklen mit den Gatespannungs-Untergrenzen $U_{gate} = -0,75 \text{ V}$ und $U_{gate} = -5 \text{ V}$ gefahren. Diese verschiedenen Zyklen sind in Abbildung 6.9 farbcodiert gemäß der Legende dargestellt.

In (a) bis (d) wurde zusätzlich der entlang der Hallbars fließende Messstrom dargestellt. Mit dem zur Messung verwendeten Lock-In Verstärker wurde eine Wechselspannung der Amplitude $U_{ac} = 1 \text{ V}$ an die Proben angelegt; ein Vorwiderstand von $R = 10 \text{ M}\Omega$ wurde verwendet. Bei Probenwiderständen, die klein gegenüber dem Vorwiderstand waren, floss also ein Strom von $I_{mess} = 100 \text{ nA}$ entlang der Hallbar. Bei verarmtem 2DEG stieg der Probenwiderstand drastisch an, was zum Zusammenbruch des Messstroms führte. Dieser Effekt ist in allen Abbildungen deutlich erkennbar.

Bild (a) zeigt den am Typ 2-Wafer rZ14 gemessenen Schichtwiderstand. Alle aufgezeichneten Zyklen zeigen weitestgehend einen übereinstimmenden Verlauf. Hystereseeffekte sind nicht zu beobachten, ebenso spielt die Variation der Spannungs-Untergrenzen für die einzelnen Zyklen keine Rolle. Jedoch muss erwähnt werden, dass die Messdaten im Bereich $0 \text{ V} \leq U_{gate} \leq 0,3 \text{ V}$ stark entrauscht und geglättet werden mussten. Dies liegt an der Art der Datenaufzeichnung. Da die Messung mittels Lock-In Verstärker eigentlich nur Messungen in einem stabilen Gleichgewicht erlaubt, stösst die Methode bei schnell wechselnden Messbedingungen - wie während der Ausbildung des 2DEG - an ihre Gren-

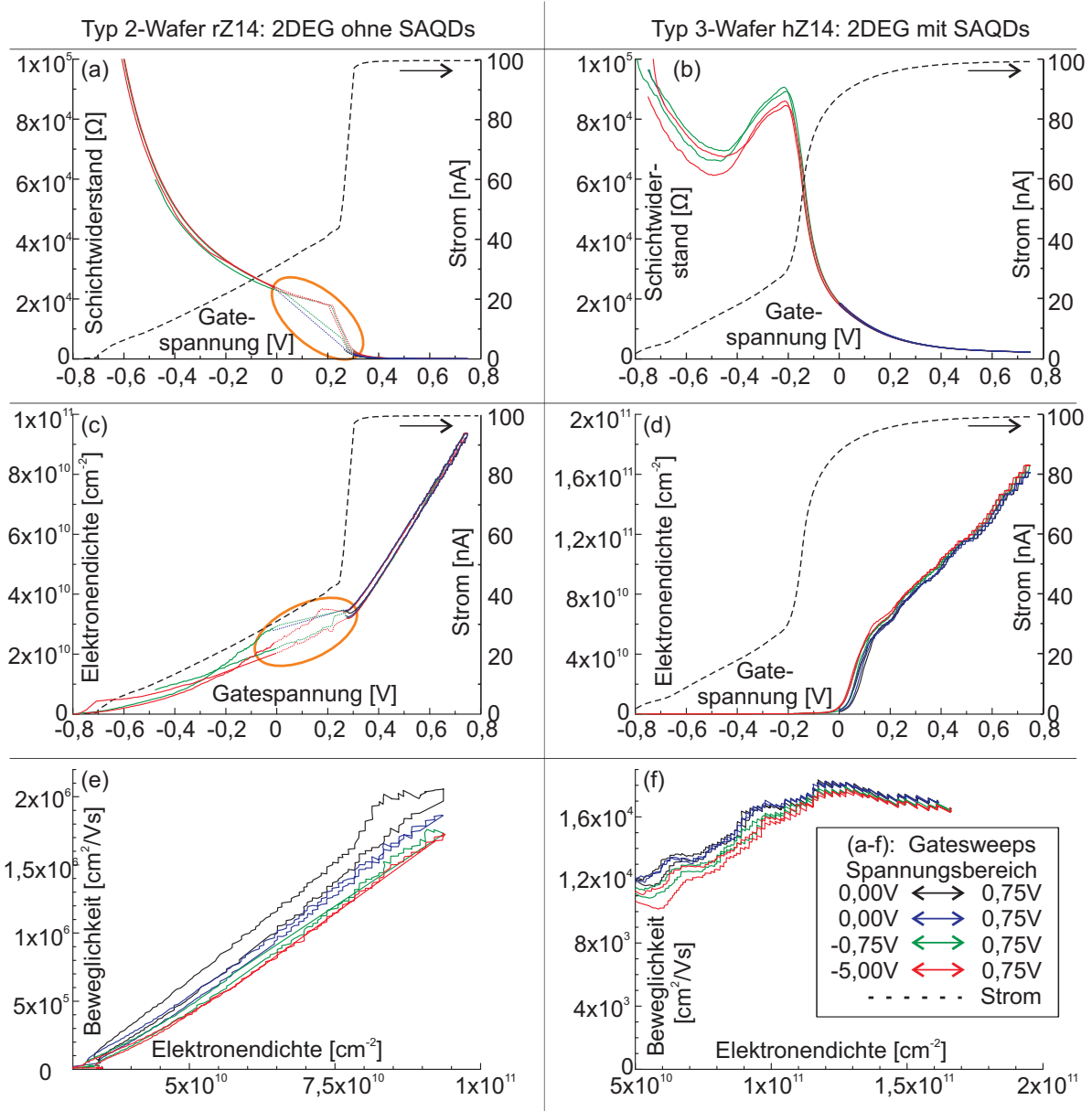


Abbildung 6.9: rZ14 und hZ14: Hystereseverhalten von Transport-Kenngrößen bei variabler Gatespannung, gemessen an Hallbars nach Beleuchten bei $T = 1,5 \text{ K}$
 Farbcodierung: verschiedene Spannungsgrenzen für Gatesweeps gemäß Legende
 umrahmte Bereiche in (a,c): Daten nachbearbeitet, nur als Trendlinie gültig
 (a,b) Schichtwiderstand, Strom entlang der Hallbars
 (c,d) Elektronendichte, Strom entlang der Hallbars
 (e,f) Beweglichkeit abhängig von der Elektronendichte
 ausführliche Diskussion der Daten in [30]

zen. Im genannten Bereich sind die Daten also lediglich als Trendlinie zu verwenden. Der betroffene Bereich ist in den Abbildungen (a) und (c) farblich markiert.

Abbildung (b) zeigt eine gleichartige Messung am Typ 3-Wafer hZ14. Auch hier werden sehr gute Übereinstimmungen der verschiedenen Zyklen erzielt. Hysteresis tritt im Bereich des 2DEG nicht auf. Es fällt jedoch auf, dass bei den Zyklen, die bei negativen Gatespannungen beginnen, ein hysteretisches Verhalten für $U_{gate} \leq -0,2 \text{ V}$ auftritt. Dies kann ein Indiz für den veränderlichen Ladungszustand der QDs sein: Beim *upsweep* fällt dann der Widerstand aufgrund ungeladener QDs niedriger aus als beim *downsweep*, wo die QDs aufgrund der zwischenzeitlich positiven Gatespannung geladen sind.

Die Elektronendichte im 2DEG wird in den Abbildungen (c) und (d) analysiert. Die Typ 2-Probe in (c) zeigt leicht hysteretisches Verhalten, ist allerdings unabhängig von der Gatespannung zu Beginn des Zyklus. Dies zeigt, dass im dargestellten Bereich der Gatespannungen keine irreversiblen Umladungsprozesse innerhalb der Struktur stattfinden [137]. Dies gilt ebenso für die Typ 3-Probe in (d). Beide Datensätze zeigen zudem, dass das 2DEG mit zunehmend negativer Gatespannung vollständig verarmt werden kann. Bei dem unsauberem Signal in Abbildung (d) handelt es sich wiederum um ein Messartefakt, das die Auflösungsbegrenzung im gemessenen Spannungssignal widerspiegelt. Dies ist unvermeidbar, da innerhalb der gesamten Messung Daten über mehrere Größenordnungen aufgezeichnet werden müssen, was die Wahl des Messbereichs entscheidend beeinflusst.

Ein weiteres Indiz für den Einfluss der QDs auf die Transporteigenschaften des 2DEG liefert der Vergleich der Abbildungen (e) und (f). Dargestellt ist die Beweglichkeit der Elektronen abhängig von ihrer Dichte. Für die Typ 2-Probe ist eine deutliche Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Elektronendichte zu erkennen. Der Trend zu sinkenden Beweglichkeiten im Verlauf der Messung kann durch Schwankungen der Umgebungsparameter während der 30-minütigen Messung erklärt werden. Im Gegensatz zu (e) ist für die Typ 3-Struktur in (f) keine ausgeprägter Zusammenhang zwischen Beweglichkeit und Dichte erkennbar. Als maßgeblicher Effekt kommt wiederum nur der Ladungszustand der SAQDs in Frage.

Insgesamt kann hier festgestellt werden, dass die geforderte Reproduzierbarkeit der Elektronendichte im untersuchten Typ 3-Wafer hZ14 in hohem Maß erfüllt wird. Dies gilt allerdings nur für den untersuchten Bereich der Gatespannungen zwischen $U_{gate} = -5 \text{ V}$ und $U_{gate} = 0,75 \text{ V}$. Der folgende Abschnitt führt diese Betrachtungen im Bereich jenseits der Leckstromschwelle fort.

6.2.1.3 Abhängigkeit des Systems vom Ausgangszustand

Es stellt sich heraus, dass die Messung einer bestimmten Eigenschaft des 2DEG - beispielsweise der Elektronendichte - unter nominell identischen Bedingungen - unterschiedlich ausfallen kann. Entscheidend ist hier auch die „Vorgeschichte“ der Messung. Diese Aussage wird anhand von Abbildung 6.10 belegt. Es werden zwei Sätze von Shubnikov-de-Haas Kurven derselben Probe gezeigt (Abbildungen (a) und (b)), beide Male bei $T = 4,2 \text{ K}$ und $U_{gate} = 0 \text{ V}$ beleuchtet und bei $T = 1,5 \text{ K}$ aufgezeichnet, beginnend jeweils bei $U_{gate} = 1,2 \text{ V}$ mit dann sinkender Gatespannung. Sie unterscheiden sich allerdings dahingehend, dass das gate in (a) vor der ersten Messung für eine Minute mit $U_{gate} = 3,0 \text{ V}$ belegt wurde, während für (b) eine Spannung von $U_{gate} = 1,2 \text{ V}$ gewählt wurde.

Das Minimum der SdH-Kurven, das dem Füllfaktor $\nu = 2$ entspricht, kann in allen Datensätzen gut beobachtet werden. Es liegt im Fall (b) für alle Gatespannungen bei höheren Magnetfeldern als im Fall (a), was höhere Elektronendichten im Fall (b) bedeutet. Auch die Gatespannung, die erforderlich ist, um das 2DEG signifikant zu verarmen - erkennbar an SdH-Minima, die nicht mehr den Wert Null erreichen - verschiebt sich. In den Abbildungen 6.10(c-e) werden die charakteristischen Größen des 2DEG - Schichtwiderstand, Elektronendichte und Beweglichkeit - detailliert für beide Fälle (a) und (b) dargestellt.

Die Elektronendichte kann auf zwei verschiedene Arten aus den SdH-Daten extrahiert werden: zum einen aus Schichtwiderstand und der (linearen) Steigung der Hallspannung (nicht abgebildet) um $B = 0 \text{ T}$, zum anderen aus Schichtwiderstand und Position der SdH-Minima. Die erste Methode berücksichtigt dabei alle freien Ladungsträger, während die Zweite nur Elektronen im 2DEG erfasst. Beide Variaten sind für (d) und (e) abgebildet. Die gute Übereinstimmung beider Kurven lässt darauf schließen, dass kein paralleler Kanal existiert.

Das vollständige Verarmen des 2DEG bei sinkender Gatespannung ist in allen Abbildungen für beide Fälle markiert. Für (a) tritt dieser Fall bei $0,8 \text{ V} \leq U_{gate} \leq 0,9 \text{ V}$ ein, für (b) bei $0,5 \text{ V} \leq U_{gate} \leq 0,6 \text{ V}$. Es wird deutlich, dass der „Abriss“ des 2DEG nicht abrupt geschieht, da keine der Kurven in (c) bis (e) an der entsprechenden Position eine Auffälligkeit zeigt. Vielmehr wird das Leitungsband allmählich angehoben, so dass das Fermi-niveau zunächst in die Größenordnung des Hintergrundpotentials durch Störeinflüsse aus der Umgebung der GaAs/AlGaAs-Grenzschicht sinkt. Erst bei nega-

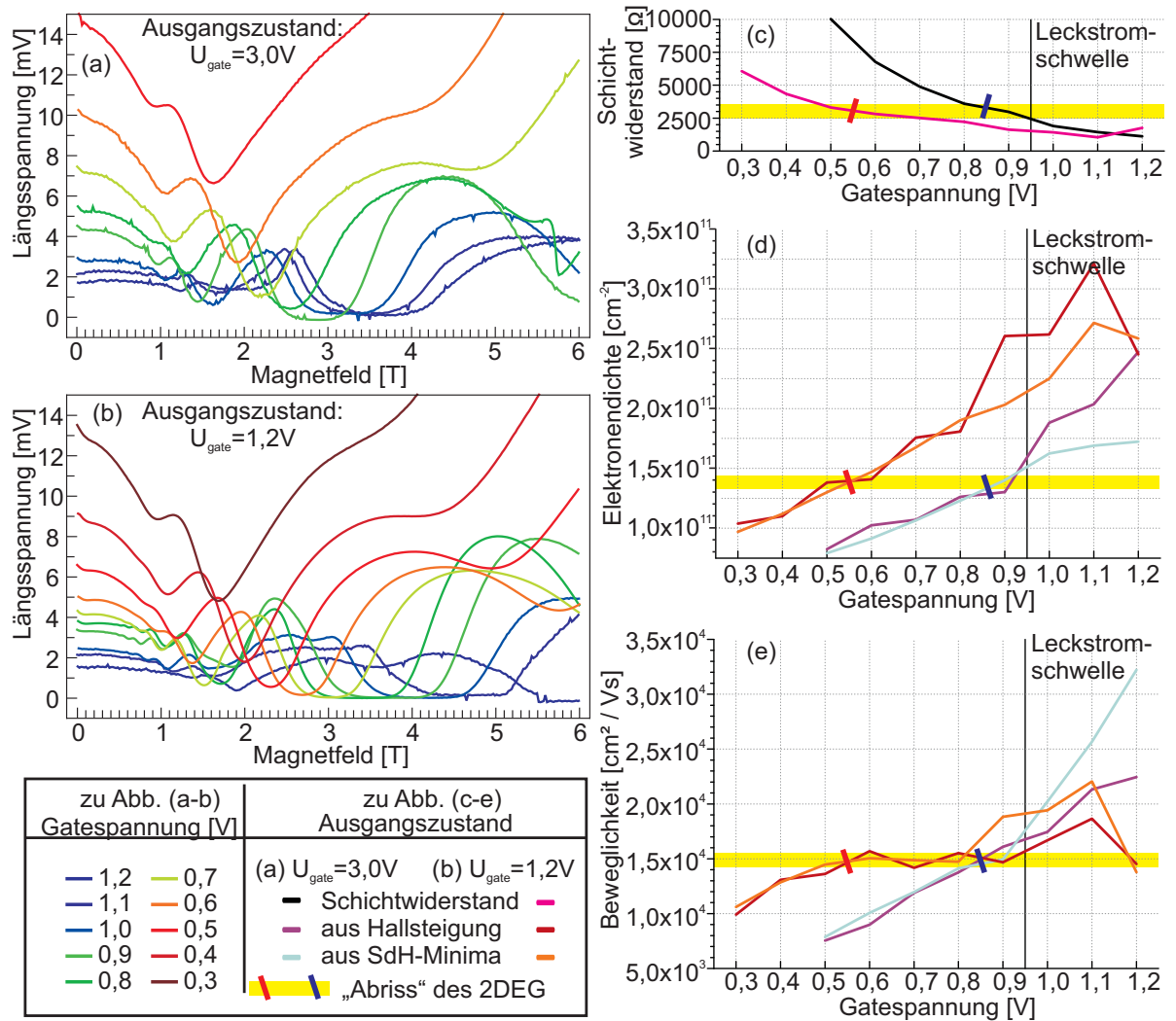


Abbildung 6.10: Magnetotransport-Analyse einer Hallbar auf hZ14 mit $l = 300 \mu m$, $b = 20 \mu m$ und $\rho_{QD} \approx 30 \mu m^{-2}$ bei wechselnder Gatespannung, alle Messungen bei $T = 1,5 K$ und $I = 100 nA$, beleuchtet

(a,b) SdH-Oszillationen bei verschiedenen präparierten Ausgangssituationen. Gate-spannung vor der ersten Messung: $U_{gate} = 3,0 V$ (a) und $U_{gate} = 1,2 V$ (b), Messreihenfolge von hohen zu niedrigen Gatespannungen

(c) Schichtwiderstand, Daten aus (a,b) bei $B = 0 T$

(d,e) Elektronendichte und Beweglichkeit, Daten generiert aus Hallspannung (nicht gezeigt) oder SdH-Minima wie in der Legende angegeben

(c-e) Position des 2DEG-Abrisses und Leckstrom-Schwelle markiert

tiveren Gatespannungen, die in dieser Messreihe nicht erreicht werden, wäre das 2DEG vollständig verarmt und die Leitfähigkeit würde gegen Null streben. Der angesprochene „Abriss“ des 2DEG ist offenbar mit charakteristischen Werten der Kenngrößen verbunden. So liegt hier der Schichtwiderstand für beide Fälle etwa bei $R_{\square} = 3 \text{ k}\Omega$ (Bild (c)), die Elektronendichte bei $n = 1,3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (Bild (d)) und die typische Beweglichkeit bei $1,5 \times 10^4 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ (Bild (e)). Die Schlussfolgerung daraus ist, dass die Eigenschaften des 2DEG selbst nicht von der „Vorgeschichte“ der Messungen abhängig sind, da in beiden Fällen (Abbildungen (a) und (b)) der „Abriss“ des 2DEG bei den selben Werten der Kenngrößen stattfindet. Die beiden Fälle unterscheiden sich jedoch in der Gatespannung, die notwendig ist, um den dargestellten Effekt zu erreichen.

Dies kann durch Umladeprozesse innerhalb der Probenstruktur erklärt werden, wenn Materialgrenzflächen oder Punktdefekte und Störstellen ge- oder entladen werden. Deren Ladungszustand verändert den effektiven Bandverlauf für das 2DEG auf unvorhersehbare Weise. Eine besondere Gattung dieser Störstellen sind die selbstorganisierten Quantenpunkte. Insbesondere haben sie das Potential, mehrere Ladungsträger aufzunehmen, wie bereits in Kapitel 5 besprochen. Um die Wechselwirkung zwischen dem Ladungszustand der SAQDs und den Transporteigenschaften des 2DEG zu verstehen, werden im folgenden Abschnitt weitere Betrachtungen angestellt.

6.3 Ladungsabhängigkeit des Transports im 2DEG

Dieser Abschnitt behandelt verschiedene Arten von Transportmessungen am 2DEG, das durch den Ladungszustand der Quantenpunkte beeinflusst wird. Ziel solcher Messungen war, das charakteristische Energiespektrum der QDs, wie in Kapitel 5 gezeigt, zu bestätigen. Dabei ist grundsätzlich zu beachten, dass mit optischer Spektroskopie ein einzelner QD untersucht werden kann, wohingegen hier wieder Ensemble-Effekte zum Tragen kommen. Eine Reduzierung der Anzahl der in der Probe vorhandenen QDs kann das Ensemble verkleinern, jedoch wird die Messbarkeit der zu beobachtenden Effekte dabei schnell zu schlecht.

Zur Etablierung der Messmethoden wurde hier an einer relativ großen Zahl von QDs gearbeitet. Zukünftig kann dann durch kleinere Hallbar-Strukturen, geringere SAQD-Dichte und kleinere Gateflächen das QD-Ensemble verkleinert werden.

6.3.1 Umschalten des Ladezustands von SAQDs

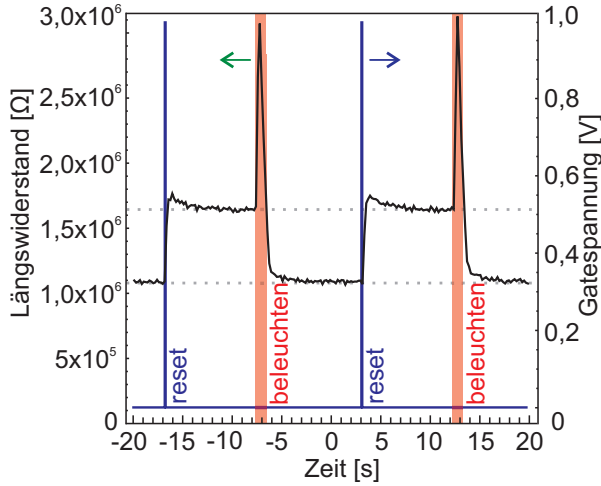


Abbildung 6.11: Das QDOGFET-Prinzip (Beispiel): gemessen bei $T=4,2$ K an einer hZ14-Hallbar (Typ 3) bei $I_{mess}=1 \mu A$ zeitabhängige Längsspannung (grün), Gatespannung (blau) und Belichtungs-Zeitfenster (rot hinterlegt)

Eine Anwendung, die ebenfalls mit Typ 3-Heterostrukturen realisiert werden kann, ist ein FET, der durch optische Anregung den Ladungszustand von SAQDs verändert und auf diese Weise einen Gateeffekt erzielt. Ein solcher Transistor wird QDOGFET (*quantum dot optically gated field effect transistor*) genannt [109]. Es kommen dabei InAs SAQDs zum Einsatz, als leitfähige Schicht werden invertierte 2DEGs [46, 109] oder auch dotierte Quantentröge [10, 16, 66–68, 116, 117] verwendet.

Eine Probe wird dabei von einem konstanten Strom durchflossen. Gemessen wird die Spannung, die längs der Struktur abfällt. Mittels eines kurzen Gatepulses wird die Bandstruktur so verkippt, dass die SAQD-Zustände unter das Fermi-niveau fallen. Die QDs werden negativ geladen. Im Anschluss ist die gemessene Spannung höher, da die geladenen QDs den Probenwiderstand erhöhen. Beleuchtet man die Probe, so stehen Ladungsträger zur Verfügung, die die SAQDs wieder neutralisieren, der Widerstand sinkt. Die Änderung des Längswiderstands ist der Coulombwechselwirkung zwischen QD-Ladung und Elektronen-Wellenfunktion im 2DEG zuzuschreiben. Die Empfindlichkeit dieses Systems ist gut genug, um als Einzelphotonen-Detektor verwendet zu werden [66, 109].

Die in Abschnitt 6.2 vorgestellte Hallbar, die auf ein Stück des Typ 3-Wafers hZ14 prozessiert wurde, weist eine SAQD-Dichte von $\rho_{QD} \approx 30 \mu m^{-2}$ auf. Mittels μPL -Spektroskopie (Abschnitt 5.5.4) und CV-Spektroskopie (Abschnitt 5.3) wurde an dieser Probe eine verbreiterte QD-Größenverteilung nachgewiesen. Der QDOGFET-Effekt sollte also an dieser Hallbar-Struktur ebenfalls nachweisbar sein. Dies kann als Schnelltest verwendet werden, um das Umschalten des Ladezustands der SAQDs zu überprüfen.

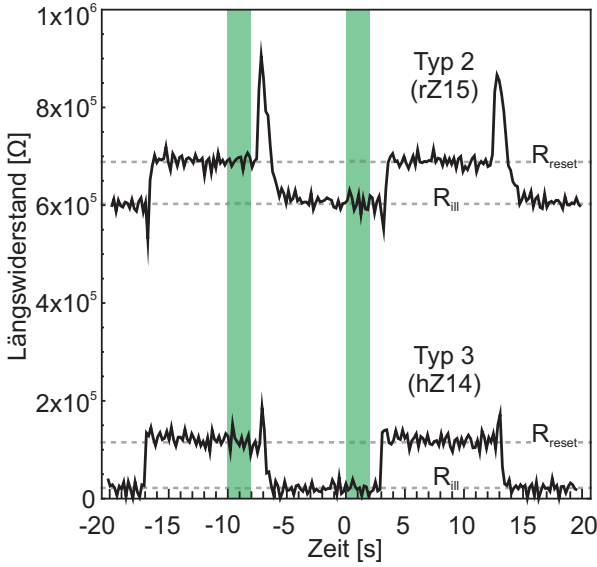


Abbildung 6.12: QDOGFET: Vergleich von Typ 2 und Typ 3-Strukturen bei $U_{gate} = 0,3 \text{ V}$ und $U_{reset} = 0,8 \text{ V}$, Beleuchtung und Gate-reset wie in Abbildung 6.11 gezeigt.

markierte Bereiche verwendet zur Bestimmung von R_{ill} und R_{reset} , Mittelung über $\Delta t = 2 \text{ s}$ jeweils am Pulsende.

In Abbildung 6.11 ist das Messsignal dieser Hallbar dargestellt. Dazu wurde die Probe bei $4,2 \text{ K}$ von einem konstanten DC-Strom von $I_{mess} = 1 \mu\text{A}$ durchflossen. Die Spannung, die dabei an der Probe abfiel, wurde in Zweipunkt-Geometrie gemessen. Während der Messung war eine Gatespannung von $U_{gate} = 0 \text{ V}$ angelegt. Im Abstand von 10 s wurde das gate für 100 ms mit $U_{reset} = 1,0 \text{ V}$ belegt (*reset*). Dies führte zu einem schlagartigen Anstieg der gemessenen Spannung und damit des Widerstands. Jeweils 10 s später wurde die Probe für 1 s mit einer roten LED beleuchtet. Der während der Beleuchtung auftretende Überschwinger im Spannungssignal wird vom Photostrom verursacht. Nach Ende des Beleuchtens fällt die Spannung dann wieder auf den ursprünglichen Wert vor Anlegen des Gatepulses. Der Widerstand der Probe ist innerhalb des gemessenen Zeitintervalls von 10 s nach dem Gatepuls ebenso wie nach Beleuchten jeweils konstant. Die auftretenden Lade- und Entladevorgänge finden innerhalb der steigenden und fallenden Flanken der Messung statt.

Damit ist klar, dass die verwendete Struktur dasselbe Verhalten zeigt wie in den genannten Veröffentlichungen beschrieben. Um den Einfluss der SAQDs auf das Messsignal zu isolieren, wurde eine gleichartige Messung an einer Hallbar des Typ 2-Wafers rZ15 durchgeführt. Da diese Struktur keine QDs enthält, dürfte der gezeigte QDOGFET-Effekt nicht auftreten. Abbildung 6.12 vergleicht das Verhalten dieser Probe mit der zuvor beschriebenen Typ 3-Struktur. Beide Datensätze wurden mit identischen Messparametern aufgezeichnet: $I_{mess} = 1 \mu\text{A}$, $U_{gate} = 0,3 \text{ V}$ und $U_{reset} = 0,8 \text{ V}$.

Es zeigt sich, dass der den SAQDs zugeschriebene Effekt ebenso an der Typ 2-Probe

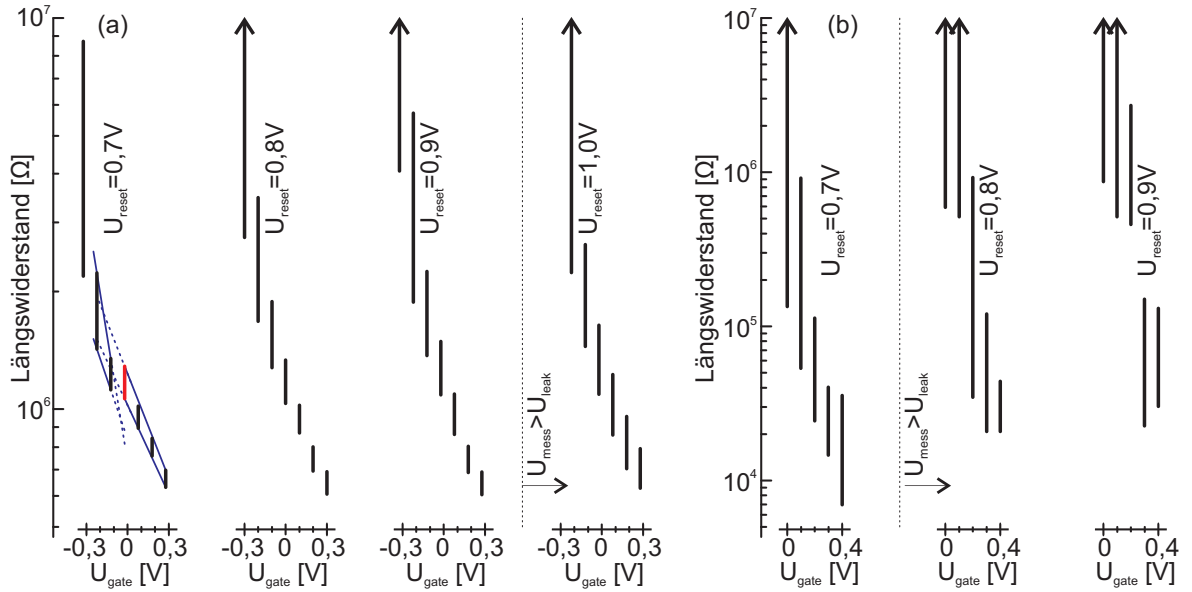


Abbildung 6.13: Messung des QDOGFET-Effekts bei verschiedenen Spannungen U_{gate} und U_{reset} an Typ 3-Wafer hZ14 (a) und Typ 2-Wafer rZ14 (b)
 Vertikale Linien verbinden jeweils R_{ill} und R_{reset} wie in Abbildung 6.12 eingeführt
 Farbige Markierungen: möglicher QD-Effekt, vergleiche Text

auftritt, die keine QDs enthält. Sogar die Amplitude der Widerstandsänderung ist mit $\Delta R \approx 100 \text{ k}\Omega$ gut vergleichbar. Dies schließt die Änderung des Ladungszustands der QDs als Ursache aus. In der oben genannten Literatur werden keine Referenzproben ohne SAQDs untersucht, so dass zweifelhaft ist, ob die dort gezeigten Effekte ihren Ursprung in den QDs haben.

Um dies zu untersuchen, wurden die für die Messungen verwendeten Parameter U_{gate} und U_{reset} variiert. In Abbildung 6.13(a) werden die daraus resultierenden Änderungen von R_{ill} und R_{reset} für die Typ 3-Hallbar dargestellt, Abbildung (b) zeigt dasselbe für die Typ 2-Probe. Jeder Satz Linien steht für verschiedene Spannungen U_{gate} bei festem U_{reset} wie angegeben. Das untere Ende jeder Linie entspricht R_{ill} , das Obere stellt R_{reset} dar. Somit repräsentiert die Länge der Linien die Änderung des Probenwiderstands, wenn bei der jeweiligen Gatespannung U_{gate} ein reset-Puls angelegt wird.

Diese Widerstandsänderung beinhaltet möglicherweise das Laden und Entladen von QDs, der Vergleich mit der Typ 2-Probe zeigt jedoch, dass ein anderer Effekt dominant sein muss.

Im Bild ist markiert, ab welchem Wert von U_{reset} die Leckstromschwelle überschritten

wird. Es wird deutlich, dass der QDOGFET-Effekt auch in diesem Bereich zu beobachten ist. Im Verhalten des Typ 2-Wafers in Abbildung (b) kann nach Einsetzen des Leckstroms der Trend sinkenden Widerstands mit steigender Gatespannung nicht mehr klar beobachtet werden. Bei der Typ 3-Probe hingegen ändert sich das Verhalten nicht. Ein möglicher Erklärungsansatz sind Umladungsprozesse innerhalb des capping layers. Falls dort durch den Leckstrom vermehrt Umladungen an Störstellen oder an der Metall-Halbleitergrenze auftreten, können diese das 2DEG der Typ 2-Probe durch die resultierende Bandverbiegung unkontrollierbar beeinflussen. In der Typ 3-Struktur wird das 2DEG durch die SAQD-Schicht vom Großteil des capping layers abgeschirmt, so dass der Einfluss auf das 2DEG erkennbar schwächer wird.

Weiterhin zeigt (a), dass bei gleichem U_{gate} der Widerstand R_{reset} mit steigendem U_{reset} zunimmt. Auch dies muss Umladungsprozessen zugeschrieben werden. Ein möglicher Effekt der QDs, der im QDOGFET-Experiment eigentlich beobachtet werden soll, wird umso deutlicher sein, je geringer die Umladungsprozesse die Struktur beeinflussen.

Tatsächlich kann nur für die niedrigste gemessene Spannung $U_{reset} = 0,7 \text{ V}$ in (a) eine Abweichung vom generellen Trend beobachtet werden. Die Widerstandswerte ab $U_{gate} = 0 \text{ V}$ (rot markiert) liegen bei höheren Werten als der Vergleich mit benachbarten Messwerten erwarten lässt. Im Bild verdeutlichen die Verbindungslinien zwischen den Messdaten. Diese Verschiebung wurde mehrfach reproduzierbar gemessen und tritt für keine andere Parameter-Konstellation so auf. Dies kann den QDs zugeschrieben werden unter der Annahme, dass sich der Trend zu einem sinkenden Widerstand im 2DEG durch den flacher werdenden Bandverlauf hier zwar fortsetzt, dass aber für $-0,1 \text{ V} \leq U_{gate} \leq 0,0 \text{ V}$ Zustände in den SAQDs geladen werden, was lokal ein Streupotential ins 2DEG einbringt.

Der Effekt ist sowohl für R_{ill} als auch für R_{reset} vorhanden. Selbst unter der Annahme, dass die Tunnelzeiten für Elektronen, wie in Abschnitt 2.3.2 abgeschätzt, nur innerhalb einiger Größenordnungen korrekt sind, bedeutet dies aber, dass sich die QDs nach Abschalten von U_{reset} praktisch instantan wieder entladen. Die Differenz $\Delta R = R_{reset} - R_{ill}$ kann also nicht auf den Einfluss geladener QDs zurückgeführt werden, sondern statt dessen nur auf Veränderungen von Schichtwiderstand und Elektronendichte im 2DEG durch die Umverteilung von Ladungen. Dies wird im folgenden Abschnitt noch ausführlicher betrachtet.

6.3.2 Umladungsprozesse im 2DEG

In Abschnitt 6.2.1 wurde gezeigt, dass die Variationen der Gatespannung im Bereich $U_{gate} \leq 0,75 \text{ V}$ hysteresefrei sind. Die im QDOGFET-Experiment (vergleiche Abschnitt

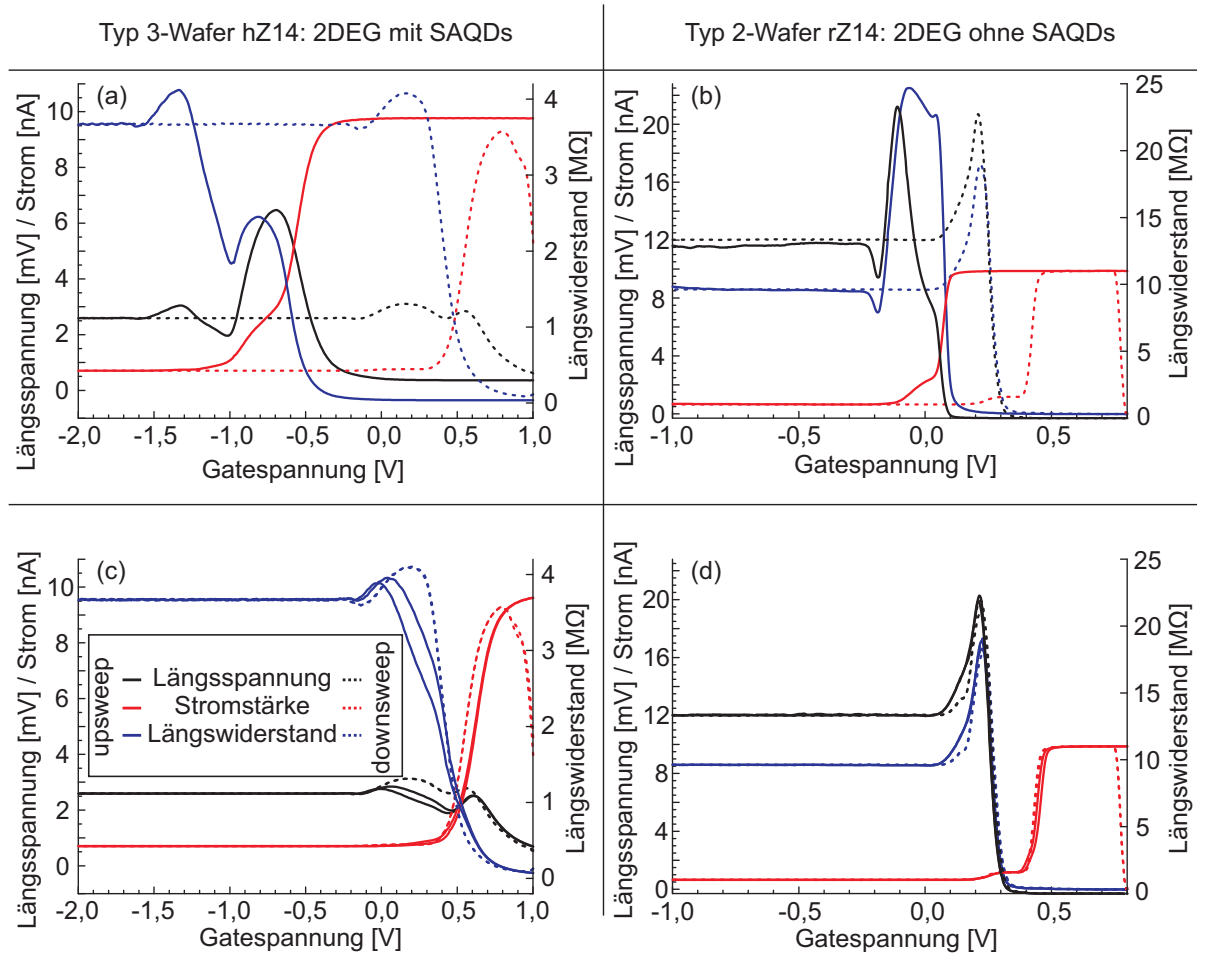


Abbildung 6.14: Typ 2- und Typ 3-Hallbars: Längsspannung, Stromfluss und Längswiderstand bei veränderlicher Gatespannung (sweep-Rate 60 sV^{-1}) mit und ohne Beleuchten, Darstellung der Amplituden der ac-Messungen, Phase nicht abgebildet.

(a) Beleuchten der Probe hZ14 bei $U_{gate} = -2,0 \text{ V}$, sweep der Gatespannung nach $U_{gate} = 2,0 \text{ V}$ und zurück

(b) Beleuchten der Probe rZ14 bei $U_{gate} = -1,0 \text{ V}$, sweep der Gatespannung nach $U_{gate} = 2,0 \text{ V}$ und zurück

(c,d) Gatesweeps unmittelbar nach (a,b) ohne erneutes Beleuchten

6.3.1) gewonnenen Daten zeigen nun allerdings deutliche Hystereseeffekte, die durch zyklisches Beleuchten und Sprünge in der Gatespannung entstehen. Es wurde gezeigt, dass diese Hysterese nicht den SAQDs zugeordnet werden kann. Somit muss der Effekt von anderen Umladungen innerhalb der Heterostruktur stammen. Um dies zu untersuchen, wurden Längsspannung und Stromfluss durch die Probe aufgezeichnet, während die Gatespannung langsam variiert wurde.

Abbildung 6.14 zeigt die Resultate für Hallbars des Typ 3-Wafers hZ14 (a,c) und des Typ 2-Wafers rZ14 (b,d). Dargestellt werden jeweils die in Vierpunkt-Geometrie gemessene Längsspannung (schwarz), der Stromfluss durch die Probe (rot) und der daraus resultierende Längswiderstand (blau). Die Messkurven der *upsweeps* ($U_{gate}^{min} \rightarrow U_{gate}^{max}$) sind als durchgezogene Linien dargestellt, *downsweeps* ($U_{gate}^{max} \rightarrow U_{gate}^{min}$) sind gepunktet gezeichnet. In den Bildern (a,b) ist jeweils der erste sweep nach Beleuchten der Probe abgebildet, (c,d) zeigen jeweils zwei weitere Zyklen, für die die Proben nicht neu beleuchtet wurden.

Für den ersten sweep gilt für beide Proben, dass das Beleuchten bei Gatespannungen stattfindet, wo das 2DEG vollständig verarmt ist. Für den Wechselstrom-Widerstand der Proben

$$Z = R + \frac{1}{i\omega C} \quad (6.1)$$

gilt $R \rightarrow \infty$, da der gemessene Stromfluss allein durch den kapazitiven Anteil des Widerstands zustande kommt, die gemessene Phase beträgt 90° . Das Anreichern des 2DEG kann anhand des Stromverlaufs beobachtet werden. Ist das 2DEG vollständig ausgeprägt, erreicht der Strom die durch den verwendeten Vorwiderstand von $R = 100 \text{ M}\Omega$ und die Wechselspannung des LockIn-Verstärkers $U_{ac} = 1 \text{ V}$ festgelegte Sättigungsgrenze von $I = 10 \text{ nA}$. Der Probenwiderstand ist jetzt rein resistiv, die gemessene Phase beträgt 0° . Nun wird die Gatespannung deutlich in den Leckstrombereich verfahren ($U_{gate}^{max} = 2,0 \text{ V}$), anschließend wird das Gate langsam in den Ausgangszustand zurückgefahren. Für beide Proben ist klar erkennbar, wie das 2DEG bei deutlich höheren Gatespannungen als beim upsweep verarmt. Der Widerstand wird dabei wiederum kapazitiv.

In den Abbildungen (c,d) sind jeweils zwei weitere Zyklen der Gatespannung dargestellt. Hier wurden die Hallbars vor Beginn des upsweeps nicht erneut beleuchtet. Das Ergebnis ist eine drastische Reduktion der Hysterese, die Gatespannung, für die das 2DEG gerade noch existiert, ist hier bei up- und downsweep nahezu identisch.

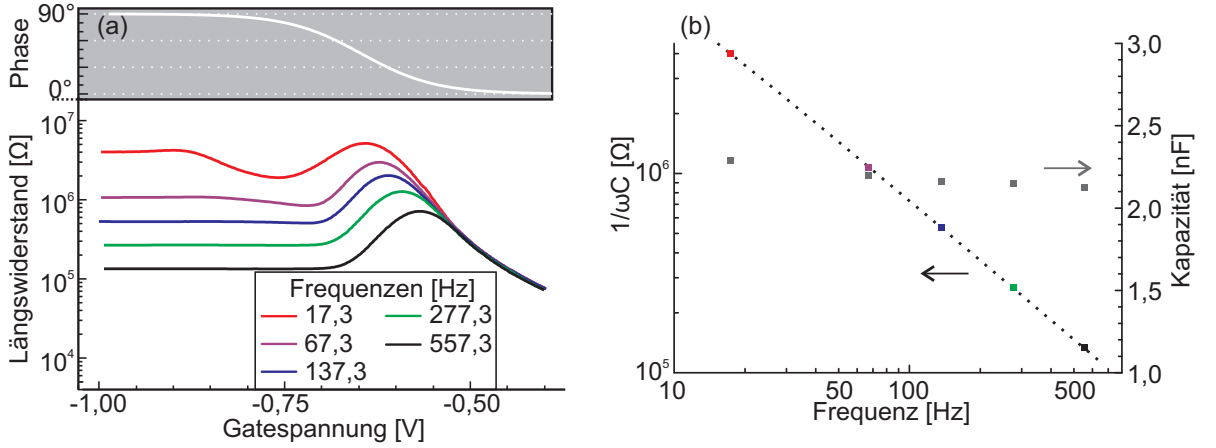


Abbildung 6.15: (a) R-C-Übergang im 2DEG, Frequenzabhängigkeit des Längswiderstands, gemessen an hZ14. (b) Bestimmung der Kapazität aus $\Im(Z)$ und f

Der Übergang von resistiver zu kapazitiver Charakteristik des komplexen Wechselstromwiderstands wird in einer einfachen Messreihe bestätigt. Dazu wird die Oszillatorfrequenz des LockIn-Verstärkers variiert und die gatespannungsabhängige Amplitude des Widerstands gemessen. Abbildung 6.15(a) zeigt diese Messungen. Oben in der Abbildung ist beispielhaft der idealisierte Verlauf der Phase zwischen Strom und Spannung dargestellt. Er variiert von Messung zu Messung leicht und soll hier nur der Orientierung dienen. Die gezeigten *downsweeps* sind im Bereich $U_{gate} \geq -0,55$ V unabhängig von der Anregungsfrequenz. Hier existiert ein leitfähiges 2DEG, die Phase zwischen Strom und Spannung ist 0° . Die Kapazität aus Gleichung 6.1 verschwindet, und der Widerstand ist ohmsch. Mit zunehmender Verarmung des 2DEG steigt die Phase an, im 2DEG entstehen verarmte Bereiche, wodurch kapazitive Elemente im Widerstand auftauchen. Ist das 2DEG schließlich vollständig verarmt, gilt für den ohmschen Anteil $R \rightarrow \infty$ und die Phase beträgt 90° , also $|Z| = \Im(Z)$. Abbildung 6.15(b) zeigt für diesen Bereich $\Im(Z)$ abhängig von der Frequenz f . Die nach Gleichung 6.1 erwartete indirekte Proportionalität kann sehr gut bestätigt werden. Aus diesen Daten wird die Kapazität des verarmten 2DEG extrahiert. Es liegt für alle Frequenzen bei etwa $C \approx (2,2 \pm 0,1) \text{ nF}$. Die Konstanz dieses Werts kann als Maß für die frequenzunabhängige, rein kapazitive Charakteristik des verarmten 2DEG bei niedrigen Gatespannungen angesehen werden. Das in Abbildung 6.14 dargestellte Verhalten kann mit einem einfachen Modell erklärt werden, das in Abbildung 6.16 skizziert wird. Der Einfachheit halber wird nur das Leitungsband dargestellt. Effekte, die Löcher betreffen, werden im Text erwähnt, wo es notwendig ist:

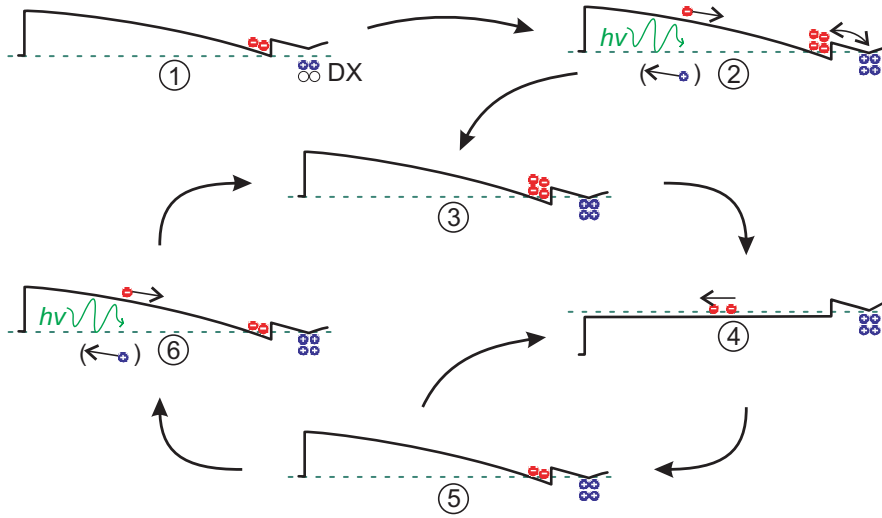


Abbildung 6.16: Modell für Umladungen in der Heterostruktur

1. Zunächst ist die Probe unbeleuchtet, die DX-Zentren [102, 118, 137] der Dotierschicht sind noch nicht aktiviert. Entsprechend niedrig ist die Elektronendichte im 2DEG. Ob dieses bereits leitfähig ist, hängt von der Dotierstärke und der Gatespannung ab.
2. Durch den ersten Beleuchtungsvorgang werden die DX-Zentren ionisiert, die freiwerdenden Elektronen tunneln ins 2DEG. Zugleich wird das 2DEG durch den einsetzenden Photostrom weiter angereichert. Die dabei erzeugten Löcher fließen über das Gate ab.
3. Nach dem Beleuchten ist die Elektronendichte im 2DEG erhöht. Dadurch steigt die Leitfähigkeit.
4. Durch das Anlegen einer positiven Gatespannung (reset) wird die Bandstruktur verkippt, bis der Flachbandfall erreicht ist. Die Elektronen fließen aus dem 2DEG ab.
5. Nach Abschalten der reset-Spannung befinden sich weniger Elektronen im 2DEG, die Leitfähigkeit sinkt. Wird nun nicht wieder beleuchtet, so ändert sich auch durch erneutes Anlegen der reset-Spannung die Elektronendichte nicht mehr ($⑤ \Leftrightarrow ④$).
6. Wird allerdings erneut beleuchtet ($⑤ \Rightarrow ⑥$), so wird durch den einsetzenden Photostrom analog zu ② das 2DEG erneut angereichert, die Leitfähigkeit steigt wieder.

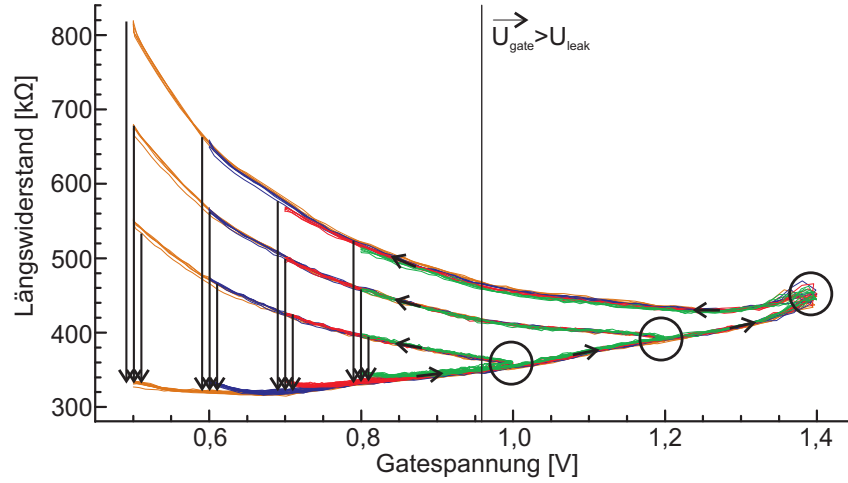


Abbildung 6.17: Wafer hZ14: reproduzierbare Hystereseschleifen im 2DEG, gemessen bei $I_{mess} = 100 \text{ nA}$, upsweeps von $U_{gate} = 0,5 \text{ V} - 0,8 \text{ V}$ bis $U_{gate} = 1,0 \text{ V} - 1,4 \text{ V}$, downsweep mit Hysterese-Effekt, beleuchten bei $U_{gate} = 0,5 \text{ V} - 0,8 \text{ V}$. sweep in Pfeilrichtung, senkrechte Pfeile: Beleuchten, Kreise: Umkehrspannung der sweeps

Dieses Modell kann ebenfalls verwendet werden, um zu erklären, warum im vorangegangenen Abschnitt 6.3.1 der QDOGFET-Effekt auch an der Typ 2-Probe beobachtet werden konnte. Tatsächlich spielen eventuell vorhandene SAQDs in diesem Modell keine Rolle, insbesondere, wenn die Lade- und Entladevorgänge auf kurzen Zeitskalen ablaufen, wie in Abschnitt 2.3.2 abgeschätzt. Um das Modell zu bestätigen, wurden an der Hallbar des Typ 3-Wafers hZ14 weitere sweeps durchgeführt, wobei verschiedene Grenzen U_{gate}^{min} und U_{gate}^{max} verwendet wurden. Die Daten werden in Abbildung 6.17 präsentiert. Für jede mögliche Kombination der Spannungen $U_{gate}^{min} = 0,5 \text{ V}, 0,6 \text{ V}, 0,7 \text{ V}, 0,8 \text{ V}$ und $U_{gate}^{max} = 1,0 \text{ V}, 1,2 \text{ V}, 1,4 \text{ V}$ wurde der in Abbildung 6.16 beschriebene Zyklus fünf mal durchfahren. Dabei können mehrere Feststellungen getroffen werden:

- Unabhängig von der Spannung, bei der die Probe beleuchtet wird, verlaufen alle upsweeps entlang desselben Pfads. Der Beleuchtungsprozess (Schritt © im Modell) stellt Elektronen unabhängig von der Gatespannung zur Verfügung.
- Alle reset-Spannungen U_{gate}^{max} dieser Messreihe liegen im Leckstrombereich. Gemäß der Modellvorstellung tritt in allen Fällen beim downsweep Hysterese auf. Je höher U_{gate}^{max} gewählt wird, desto größer ist der Leckstrom. Dementsprechend wächst der Hysterese-Effekt. Eine Sättigung wurde nicht erreicht.

- In allen Fällen konnte der Probenwiderstand durch erneutes Beleuchten zurückgesetzt werden. Innerhalb der jeweils durchgeführten fünf Zyklen ist der Verlauf des Probenwiderstands sehr gut reproduzierbar.

Diese Daten bestätigen das erläuterte Modell. Für die Realisierung eines quantenoptischen Interfaces muss dieses Verhalten der Struktur berücksichtigt werden.

Mit diesen Untersuchungen sind nun die Eigenschaften des 2DEG und seine Reaktion auf äußere Einflüsse bekannt. Damit und unter Verwendung der Resultate aus Kapitel 5 kann nun die Prozessierung eines gatedefinierten, elektrostatischen Quantenpunkts umgesetzt werden. Damit ist die prinzipielle Eignung des untersuchten Materials für das vorgeschlagene Interface [37] gezeigt.

7 Zusammenfassung

Ein quantenoptisches Interface, wie es in [37] vorgeschlagen wird, ist prinzipiell vermutlich realisierbar. Alle dazu notwendigen Einzelprozesse wurden bereits gezeigt, und auch das verwendete Materialsystem ist gut verstanden und beherrschbar.

In Kapitel 5 konnte gezeigt werden, dass selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte, die unter Ausnutzung des Stranski-Krastanov Effekts gewachsen wurden, ausreichend optisch aktiv sind. Diskrete Ladungszustände können gezielt über das Anlegen einer Gatespannung erzeugt werden. Mikro-Photolumineszenzspektroskopie wurde verwendet, um diese Zustände nachzuweisen. Der Nachweis einzelner Quantenpunkte ist dabei ebenso gelungen wie die Aufschlüsselung der QD-Schalen und Exzitonischen Zustände.

Für ein quantenoptisches Interface wird ein einzelner optisch aktiver Quantenpunkt benötigt. Wenn, wie gezeigt, Selbstorganisation von Quantenpunkten genutzt werden soll, muss zusätzlich eine Möglichkeit gefunden werden, einen vereinzelt QD zu erzeugen. Das dies mit der in Abschnitt 3.1.3 vorgestellten Methode des unrotierten Wachstums der SAQD-Schicht möglich ist, konnte zuverlässig durch AFM-Messungen gezeigt werden.

Ein weiterer funktionaler Bestandteil des quantenoptischen Interfaces ist der elektrostatisch definierte Quantenpunkt in Tunneldistanz zum InAs QD. Gatestrukturen können solch einen Quantenpunkt innerhalb eines invertierten 2DEG erzeugen. In Kapitel 6 wurde gezeigt, dass die Qualität der zweidimensionalen Elektronengase der untersuchten Wafer dafür ausreichend gut ist. Die in Abschnitt 2.4.2 abgeschätzte Mindest-Beweglichkeit wird erreicht. Der Einfluss von Gates auf die Transporteigenschaften wurde untersucht und es konnte gezeigt werden, dass die durch das Gate eingebrachten Veränderungen im 2DEG reproduzierbar und hysteresefrei sind, solange die Durchbruchsspannung am Gate nicht überschritten wird. Die bei höheren Gatespannungen auftretenden Hystereseeffekte wurden untersucht und mittels eines einfachen Bandstruktur-Modells erläutert. Die zwischen selbstorganisierten Quantenpunkten und invertiertem 2DEG beobachtba-

ren Wechselwirkungen wurden detailliert untersucht. In Abschnitt 6.1 wurde die Veränderung der Transport-Kenngrößen des 2DEG abhängig von der Dichte der SAQDs und deren Abstand zum 2DEG untersucht. Gerade im Bereich niedriger QD-Dichten stellt die Reduzierung der Elektronenbeweglichkeit im 2DEG kein Problem für die Realisierung eines quantenoptischen Interfaces dar. Der Ladungszustand der SAQDs konnte über die Transporteigenschaften des 2DEG nur in begrenztem Umfang detektiert werden. Ursächlich ist hierfür ein Umladungsprozess innerhalb der Halbleiterstruktur, der die Veränderung von Elektronendichte und -beweglichkeit bei veränderter Gatespannung oder nach Beleuchten dominiert. Abschnitt 6.3 zeigt dazu ausführliche Untersuchungen. Umgekehrt ist die Gegenwart des invertierten 2DEG klar über die optischen Eigenschaften der SAQDs erkennbar. In Abschnitt 5.5 wird der Effekt verkippter Bandstrukturen ebenso deutlich wie die starke Verbreiterung der PL-Linien im Spektrum der SAQDs, wenn dort Ladungsfluktuationen durch die Gegenwart einer Elektronen-Wellenfunktion im 2DEG auftreten.

Die vorgeschlagene Heterostruktur ist also durchaus in der Lage, als Grundlage für ein quantenoptisches Interface zu dienen. Die Abschätzung über die Tunnelzeiten der Elektronen zwischen beiden Systemen in Abschnitt 2.3.2 und die Ergebnisse in Abschnitt 6.3 lassen darauf schließen, dass sich der Ladungszustand der SAQDs den durch das Gate erzeugten Verkipnungen der Bandstruktur auf sehr kurzen Zeitskalen anpasst. Dies ist ideal für das gewünschte kontrollierbare Tunneln des Qubit-Elektrons durch Variation der Gatespannung, wie in Kapitel 1 erläutert wurde.

Ein nächster Schritt wäre die Realisierung des elektrostatisch definierten QDs im 2DEG einer Typ 3-Struktur, ausgerichtet an einem vereinzelt InAs-QD. Die präzise μ PL Kartierung der SAQD-Schicht, die in Abschnitt 4.3.2 demonstriert wurde, ist die Grundlage zur Lokalisierung eines geeigneten Quantenpunkts. Abschließend muss die Heterostruktur noch leicht modifiziert werden, so dass sich die InAs SAQD-Schicht in einer p-dotierten GaAs-Matrix befindet. Auf diese Weise können die Löcher bereitgestellt werden, die für die Emission des fliegenden Qubits benötigt werden. Möglicherweise erfordert dieser Schritt leichte Anpassungen der Struktur-Geometrie, die sich durch den veränderten Bandverlauf durch die p-Dotierung ergibt.

Das in Abbildung 1.1 skizzierte Modell des quantenoptischen Interfaces wäre somit realisiert. Es erfüllt das DiVincenzo-Kriterium der Konvertierbarkeit des Qubits direkt [29]. Denkbar ist ebenfalls, dass innerhalb der Heterostruktur eine zweidimensionale Matrix aus gekoppelten elektrostatisch definierten und optisch aktiven Quantenpunkten erzeugt

wird, wobei jedes QD-Paar einzeln elektrisch und optisch adressierbar sein muss. Damit wäre die Skalierbarkeit des Interfaces auf einem Chip gegeben, womit das erste - und vielleicht wichtigste - DiVincenzo-Kriterium ebenfalls erfüllt wäre.

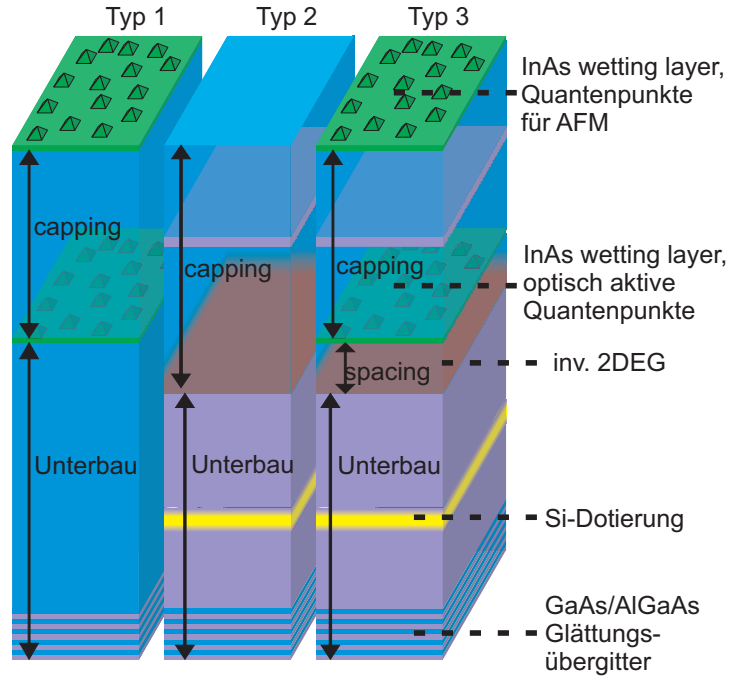
Insgesamt trägt diese Arbeit dazu bei, die grundlegenden Eigenschaften der untersuchten Halbleiter-Heterostruktur zu verstehen. Der tatsächlichen Realisierung eines quantenoptischen Interfaces steht somit prinzipiell kein grundlegend unlösbares Problem entgegen. Die weitere Entwicklung der Forschungsarbeiten zu Quantencomputern und Quanteninformationstransport bleibt abzuwarten, doch für die Problematik der Schnittstelle zwischen diesen Bereichen ist, wie in [37] vorgeschlagen und hier untersucht, ein Lösungsansatz vorhanden.

8 Anhang

8.1 Abkürzungen und Begriffsklärung

2DEG	zweidimensionales Elektronengas, synonym zum invertierten 2DEG gebraucht
AFM	<i>atomic force microscopy</i> - Rasterkraftmikroskopie
CV	Kapazitätsspektroskopie, zur Bestimmung der Kapazität einer Halbleiterstruktur abhängig von einer angelegten Gatespannung
E_{Photon}	Photonenenergie
FWHM	<i>full width at half maximum</i> , Halbwertsbreite (einer Spektrallinie)
λ	Wellenlänge
μ	Ladungsträgerbeweglichkeit
MBE	<i>molecular beam epitaxy</i> - Molekularstrahl-Epitaxie, verwendet zur Erzeugung aller hier behandelten Wafer
n	Ladungsträgerdichte, hier immer Elektronendichte
(μ)PL	(Mikro-)Photolumineszenz-Spektroskopie, (ortsaufgelöster) Nachweis von Photolumineszenz zur Charakterisierung von Quantenpunkten
QCSE	<i>quantum confined Stark effect</i> , feldabhängige Bandverkipfung im QD
QD	<i>quantum dot</i> - Quantenpunkt
QDOGFET	<i>quantum dot optically gated field effect transistor</i>
QHE	Quanten-Hall-Effekt
R_{\square}	Schichtwiderstand
ρ_{QD}	Quantenpunktdichte
SAQD	<i>self assembled quantum dot</i> - unter Ausnutzung des Stranski-Krastanov Effekts selbstorganisiert gewachsener Quantenpunkt
SdH	Shubnikov-de Haas Oszillationen
SL	<i>super lattice</i> - Übergitter, periodisch abwechselnde Halbleiterschichten
X	Exziton, hochgestellte Zahlen beschreiben den Ladungszustand

8.2 Übersicht über verwendete Wafer



Typ 1 - Referenz-Wafer mit InAs SAQDs

Name	Wafer	Al_xGaAs -Unterbau [nm]	InAs [Å]	Al_xGaAs - capping [nm]	AFM-QDs [μm^{-2}]
P02	D091110B	$28_0^{\text{SL}} 510_{0,26}^{\text{SL}} 120_{0,34} 30_0$	8,1	$10_0 200_{0,34} 10_0$	≤ 53
C5	C100927A	$28_0^{\text{SL}} 100_0 594_{0,71}^{\text{SL}} 150_0$	5,4	150_0	≤ 88
C6	C100927B	$28_0^{\text{SL}} 100_0 594_{0,71}^{\text{SL}} 150_0$	5,4	150_0	≤ 51
Z02	D110323A	203_0	4,8	103_0	≤ 53
Z03	D110323B	203_0	6,0	103_0	≤ 41
Z06	D110520A	$94_0 194_{0,26}^{\text{SL}} 97_0$	6,0	106_0	$\ll 1$
Z08	D110524A	$98_0 193_{0,24}^{\text{SL}} 101_0$	9,3	106_0	≤ 5
Z09	D110524B	$98_0 193_{0,24}^{\text{SL}} 101_0$	3,5	103_0	$\approx 190_{\text{rot.}}$
Z10	D110531A	$100_0 204_{0,26}^{\text{SL}} 103_0$	6,0	103_0	≤ 10
Z11	D110713A	$100_0 200_{0,25}^{\text{SL}} 103_0$	4,6	103_0	$\ll 1_{\text{rot.}}$

Typ 2 - Referenz-Wafer mit invertiertem 2DEG

Name	Wafer	Al _x GaAs-Unterbau [nm]	Al _x GaAs- capping [nm]
rP38	D090716A	57 ₀ ^{SL} 1019 _{0,26} ^{SL} 70 _{0,33} Si 50 _{0,33}	45 ₀ ○ 205 ₀ 40 _{0,8} ^{SL} 210 ₀
rP40	D090706B	57 ₀ ^{SL} 1019 _{0,26} ^{SL} 70 _{0,33} Si 50 _{0,33}	15 ₀ ○ 235 ₀ 40 _{0,8} ^{SL} 210 ₀
rP41	D090706A	57 ₀ ^{SL} 1019 _{0,26} ^{SL} 70 _{0,33} Si 30 _{0,33}	30 ₀ ○ 10 ₀ 200 _{0,33} 10 ₀
rZ14	D110816A	500 ₀ 1000 _{0,18} ^{SL} 70 _{0,25} Si 50 _{0,25}	33 ₀ ○ 470 ₀
rZ15	D120120A	500 ₀ 1000 _{0,18} ^{SL} 70 _{0,25} Si 50 _{0,25}	503 ₀

Typ 3 - Hybrid-Strukturen mit SAQDs und invertiertem 2DEG

Name	Wafer	Al _x GaAs-Unterbau [nm]	spacing [nm]	InAs [Å]	Al _x GaAs- capping [nm]	AFM-QDs [μm ⁻²]
P38	D090626A	57 ₀ ^{SL} 1019 _{0,26} ^{SL} 70 _{0,33} Si 50 _{0,33}	45	5	205 ₀ 40 _{0,8} ^{SL} 210 ₀	≤ 27
P39	D090626B	57 ₀ ^{SL} 1019 _{0,26} ^{SL} 70 _{0,33} Si 50 _{0,33}	30	5,4	220 ₀ 40 _{0,8} ^{SL} 210 ₀	≤ 47
P40	D090626C	57 ₀ ^{SL} 1019 _{0,26} ^{SL} 70 _{0,33} Si 50 _{0,33}	15	5,1	235 ₀ 40 _{0,8} ^{SL} 210 ₀	≤ 35
P41	D090626D	57 ₀ ^{SL} 1019 _{0,26} ^{SL} 70 _{0,33} Si 30 _{0,33}	30	5,3	10 ₀ 200 _{0,33} 10 ₀	≤ 51
P60	D090918B	57 ₀ ^{SL} 1019 _{0,26} ^{SL} 70 _{0,33} Si 50 _{0,33}	60	5,7	500 ₀	keine
hZ14	D110909A	500 ₀ 1000 _{0,18} ^{SL} 70 _{0,25} Si 50 _{0,25}	33	6	470 ₀	≤ 58
hZ15	D120120B	500 ₀ 1000 _{0,18} ^{SL} 70 _{0,25} Si 50 _{0,25}	33	6	470 ₀	≤ 16

Legende

Unterbau	Struktur unter der ersten funktionalen Schicht, Schichten getrennt durch „ “, Indices bezeichnen Al-Gehalt und evtl. Übergitter (<i>SL</i>)
spacing	Abstand zwischen invertiertem 2DEG und SAQDs in Typ 3-Wafern
capping	Struktur über der letzten funktionalen Schicht, Schreibung wie Unterbau
AFM-QDs	mit AFM bestimmte SAQD-Dichte, bei Gradienten Angabe der maximalen Dichte in der Form $\leq \rho_{max}$, nur Typ 1 und Typ 3
Si:	Position der Si- δ -Dotierung, nur Typ 2 und Typ 3
○	Wachstumspause in Typ 2-Strukturen, simuliert SAQD-Wachsen bei Typ 3
Index „ <i>rot.</i> “:	SAQDs rotiert gewachsen, gleichmäßige QD-Dichte, nur Typ 1

8.3 Ätzprozesse

Im Folgenden werden die verwendeten Ätzmischungen beschrieben. Dabei beschreibt Γ_{GaAs} die jeweilige Ätzrate für GaAs, T die Solltemperatur für den Ätzprozess, sowie $\Sigma^{(x)}$ die Selektivität der Mischung für GaAs bezüglich $Al_xGa_{1-x}As$, also den Faktor, um den die Ätzrate $\Gamma_{Al_xGa_{1-x}As}$ gegenüber Γ_{GaAs} verlangsamt ist.

Ammoniakwasser/Wasserstoffperoxid

Nichtselektive Ätzmischung für GaAs und $Al_xGa_{1-x}As$ ($x < 0,4$) mit hoher Ätzrate:

$$NH_4OH : H_2O_2 = 1 : 3$$

$$\Gamma_{GaAs} \approx 7,4 \frac{\mu m}{min} \text{ im Wasserbad bei } T=20^\circ C \text{ unter Rühren, } \Sigma^{<0.4} = 1$$

Aufgrund der hohen Ätzrate und der Nichtselektivität eignet sich dieses Ätzrezept besonders, um Hallbars sehr tief aus dem umgebenden Material herauszuarbeiten. Die Anwendbarkeit beschränkt sich jedoch wegen des starken Unterätzens auf relativ breite Strukturen. Die geätzte Oberfläche zeigt unlösliche, weißlich kristalline Rückstände. [19, 22, 58, 60, 76, 120]

Essigsäure/Wasserstoffperoxid

Selektive Ätzmischung bezüglich GaAs und $Al_xGa_{1-x}As$:

$$H_2O : C_2H_4O_2 : H_2O_2 = 5 : 5 : 1$$

$$\Gamma_{GaAs} \approx 120 \frac{nm}{min} \text{ im Eiswasserbad bei } T=0^\circ C \text{ unter Rühren, } \Sigma \approx 10$$

$$\Gamma_{GaAs} \approx 240 \frac{nm}{min} \text{ bei Raumtemperatur unter Rühren, } \Sigma \approx 10$$

In der Praxis treten aufgrund der hohen Empfindlichkeit gegenüber exaktem Mischverhältnis, Temperatur oder Magnetprüher-Drehzahl unerwartet starke Schwankungen von Γ und Σ auf. Die Oberflächenqualität wird dadurch signifikant beeinträchtigt. [19, 22]

Flusssäure

Hochselektives Ätzen von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:

$\text{H}_2\text{O} : \text{HF} = 80 : 1$

Γ unbekannt (sehr groß), geätzt bei Raumtemperatur unter Schwenken, $\Sigma^{>0.5} \rightarrow \infty$

Um Proben zu ätzen, die eine $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht mit hohem Al-Anteil enthielten, ist es notwendig, GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ mit verschiedenen Gemischen zu ätzen. In diesem Fall wird oben genanntes Essigsäurerezept für die GaAs-Schichten benutzt und für das $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ein zweiminütiger HF-dip durchgeführt. Aufgrund der hohen Selektivität können glatte GaAs-Oberflächen erzeugt werden. [19, 22, 60, 76]

Zitronensäure/Wasserstoffperoxid

Ätzmischung mit einstellbarer Selektivität bezüglich GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:

$\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7 : \text{H}_2\text{O}_2 = X : 1$

für $X=5$: $\Gamma_{\text{GaAs}} \approx 314 \pm 29,5 \frac{\mu\text{m}}{\text{min}}$ bei Raumtemperatur unter Rühren, $\Sigma^{0.3} \approx 116$

für $X=50$: $\Gamma_{\text{GaAs}} \approx 39,7 \pm 1 \frac{\mu\text{m}}{\text{min}}$ bei Raumtemperatur unter Rühren, $\Sigma^{0.3} \approx 0,8$

Zitronensäurebasiertes Ätzen zeigt sich in der Praxis als am einfachsten realisierbar. Es wird eine 37% – H_2O_2 -Lösung verwendet. Zur Herstellung der Zitronensäure werden 30,2 g Zitronensäuremonohydrat in 25 g Reinwasser gelöst. Da sowohl der Lösungsprozess als auch die Vermischung von Zitronensäure und Wasserstoffperoxid stark endotherm verlaufen, muss dem System jeweils genug Zeit gegeben werden, um wieder Raumtemperatur zu erreichen. Für die Lösung des Monohydrats sind dies im Regelfall mehrere Stunden. Nach dem Vermischen von Zitronensäure und Wasserstoffperoxid wird lediglich 15-30 min gewartet, da die Lösung innerhalb von etwa einer Stunde abreagiert. Da in dieser Zeit auch Γ durch Verschiebung der Konzentrationsverhältnisse nicht völlig konstant ist, muss beim Ätzen sehr überlegt vorgegangen werden. Üblicherweise werden glatte Probenoberflächen erreicht. [19, 22, 27, 58, 60, 76, 94]

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ein quantenoptisches Interface	2
1.2	Bandverlauf des Materials aus Abbildung 1.1	3
2.1	Gitterkonstanten und Bandlücken in III-V Halbleitern	6
2.2	Die Anderson-Regel für Grenzflächen in Bandstrukturen	8
2.3	Reduzierte Dimensionen und Zustandsdichte in Heterostrukturen . . .	9
2.4	Der Stranski-Krastanov-Mechanismus	11
2.5	Schema: Photolumineszenz	13
2.6	Unterschiedliche Exzitonen-Konfigurationen	15
2.7	Aufspaltung des X^{2-} -Übergangs	16
2.8	Abschätzung der Tunnelrate zwischen QD und 2DEG	19
2.9	Der <i>quantum confined Stark effect</i> : Schema	21
2.10	Vergleich: reguläres und invertiertes 2DEG	22
2.11	Einfluss der Gatespannung auf den Bandverlauf	25
2.12	Quanten-Hall Effekt: Landau-Quantisierung	27
2.13	Quanten-Hall Effekt: Shubnikov-de Haas Oszillationen und quantisierter Hallwiderstand mit Füllfaktoren ν	28
3.1	Schemazeichnung einer MBE-Anlage	32
3.2	PL-Spektrum des Wafers Z02 mit GaAs, C-GaAs- und WL-Signatur .	33
3.3	Schemazeichnung des Proben-Schichtaufbaus	34
3.4	AFM-Aufnahme: InAs-Quantenpunkte auf der Probenoberfläche	37
3.5	Schematische Darstellung verschiedener Probengeometrien	39
4.1	Mikroskopbild einer prozessierten Hallbar	41
4.2	Leckstromkurven für semitransparente TiAu-Gates	42
4.3	2DEG-Kontaktwiderstände	44

4.4	Schaltbilder für elektrische Messungen am 2DEG in van der Pauw-Geometrie und an Hallbars	46
4.5	Funktionsprinzip eines Konfokalmikroskops	50
4.6	Konfokales Mikroskop: Fokus-Charakterisierung	52
4.7	Aufbau des Konfokalmikroskopie-Messplatzes	54
4.8	CV-Spektroskopie Schema	56
5.1	Form und Größe selbstorganisierter Quantenpunkte	60
5.2	Quantenpunktgröße - Statistik	61
5.3	SAQD-Dichtegradient auf dem Typ 1-Wafer Z03	63
5.4	PL-Signal von <i>wetting layer</i> und SAQD-Ensemble auf Z03	63
5.5	Z10: Verschiebung des <i>wetting layers</i>	64
5.6	CV-Daten von Typ 2- und Typ 3-Wafern	66
5.7	Leistungsabhängiges μ -PL Signal und Schalenstruktur eines Quantenpunkts	69
5.8	Leistungsabhängiges μ -PL Signal der s-Schale eines Quantenpunkts . .	70
5.9	Leistungsabhängiges μ -PL Signal der p-Schale eines Quantenpunkts . .	71
5.10	Bandstrukturen von Typ 1- und Typ 3-Wafern	74
5.11	Halbwertsbreiten von QD-Spektrallinien mit und ohne 2DEG	75
5.12	Der <i>QCSE</i> an einem QD	77
5.13	gateabhängige Gesamtintensität eines μ PL-Spektrums	79
5.14	μ PL-Spektren: verschiedene Ladungszustände eines QD	81
5.15	μ PL-Spektren: verschiedene Ladungszustände eines QD - s-Schale . . .	82
6.1	SAQD-Dichteverteilung auf den Wafern P38, P39, P40	86
6.2	P38 und rP38: SAQD-Dichte und Beweglichkeit	88
6.3	P38 und rP38: SAQD-Dichte und Elektronendichte	88
6.4	P40 und rP40: SAQD-Dichte und Beweglichkeit	89
6.5	P40 und rP40: SAQD-Dichte und Elektronendichte	89
6.6	SAQD-Dichte und Beweglichkeit bei verschiedenen spacings	90
6.7	Mikroskopbild einer prozessierten Hallbar	91
6.8	Gateabhängigkeit von 2DEG-Kenngrößen	93
6.9	Hysteresen-Analyse bei wechselnder Gatespannung	95
6.10	Magnetotransport-Analyse einer Hallbar bei wechselnder Gatespannung	98

6.11	QDOGFET: gemessene Längsspannung abhängig von Gate- und Beleuchtungspulsen	100
6.12	QDOGFET: Vergleich von Typ 2 und Typ3-Strukturen	101
6.13	QDOGFET: hZ14-25 und rZ15-2	102
6.14	Hysterese eines 2DEG nach Durchfahren des Leckstrom-Regimes . . .	104
6.15	R-C-Übergang im 2DEG, Frequenzabhängigkeit des Längswiderstands	106
6.16	Modell für Umladungen in der Heterostruktur	107
6.17	Reproduzierbare Hystereseschleifen im 2DEG	108

Literaturverzeichnis

- [1] B. Alén, F. Bickel, K. Karrai, R. J. Warburton, und P. M. Petroff, *Stark-shift modulation absorption spectroscopy of single quantum dots*. Applied Physics Letters, **83**(11), 2235–2237. (2003)
- [2] B. Alén, K. Karrai, R. J. Warburton, F. Bickel, P. M. Petroff, und J. Martínez-Pastor, *Absorption spectroscopy of single InAs self-assembled quantum dots*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **21**(2–4), 395–399. (2004)
- [3] S. Anders, C. S. Kim, B. Klein, M. W. Keller, R. P. Mirin, und A. G. Norman, *Bimodal size distribution of self-assembled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum dots*. Phys. Rev. B, **66**(12), 125309. (2002)
- [4] N. W. Ashcroft und D. N. Mermin. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 3. Auflage, (2007)
- [5] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, J. S. Weiner, L. N. Pfeiffer, S. J. Pearton, K. W. Baldwin, und K. W. West, *Single-electron capacitance spectroscopy of discrete quantum levels*. Phys. Rev. Lett., **68**, 3088–3091. (1992)
- [6] D. E. Aspnes und A. A. Studna, *Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV*. Phys. Rev. B, **27**, 985–1009. (1983)
- [7] S. Awirothananon, S. Raymond, S. Studenikin, M. Vachon, W. Render, A. Sachrajda, X. Wu, A. Babinski, M. Potemski, S. Fafard, S. J. Cheng, M. Korkusinski, und P. Hawrylak, *Single-exciton energy shell structure in InAs/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B, **78**, 235313. (2008)

- [8] G. Bacher, R. Weigand, J. Seufert, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius, A. Forchel, K. Leonardi, und D. Hommel, *Biexciton versus Exciton Lifetime in a Single Semiconductor Quantum Dot*. Phys. Rev. Lett., **83**(21), 4417–4420. (1999)
- [9] M. Bayer, G. Ortner, O. Stern, A. Kuther, A. A. Gorbunov, A. Forchel, P. Hawrylak, S. Fafard, K. Hinzer, T. L. Reinecke, S. N. Walck, J. P. Reithmaier, F. Kloppe, und F. Schäfer, *Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B, **65**(19), 195315. (2002)
- [10] N. S. Beattie, B. E. Kardynal, A. J. Shields, I. Farrer, D. A. Ritchie, und M. Pepper, *Photon-induced conductance steps and in situ modulation of disordering mesoscopic electron systems*. Phys. Rev. B, **70**(8), 081304. (2004)
- [11] A. J. Bennett, M. A. Pooley, R. M. Stevenson, M. B. Ward, R. B. Patel, A. Boyer de la Giroday, N. Sköld, I. Farrer, C. A. Nicoll, D. A. Ritchie, und A. J. Shields, *Electric-field-induced coherent coupling of the exciton states in a single quantum dot*. Nature Physics, **6**(12), 947–950. (2010)
- [12] Y. Benny, Y. Kodriano, E. Poem, S. Khatsevitch, D. Gershoni, und P. M. Petroff, *Two-photon photoluminescence excitation spectroscopy of single quantum dots*. ArXiv: Quantum Physics, **84**, 1105.4861v2. (2011)
- [13] P. Bhattacharya. *Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices*. Inspec, 1. Auflage, (1996)
- [14] D. Bimberg, M. Grundmann, und N. N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures*. Wiley, 1. Auflage, (1999)
- [15] D. Bimberg und U. W. Pohl, *Quantum dots: promises and accomplishments*. Materials Today, **14**(9), 388–397. (2011)
- [16] J. C. Blakesley, P. See, A. J. Shields, B. E. Kardynal, P. Atkinson, I. Farrer, und D. A. Ritchie, *Efficient Single Photon Detection by Quantum Dot Resonant Tunneling Diodes*. Phys. Rev. Lett., **94**, 067401. (2005)
- [17] A. Boyer de la Giroday, A. J. Bennett, M. A. Pooley, R. M. Stevenson, N. Sköld, R. B. Patel, I. Farrer, D. A. Ritchie, und A. J. Shields, *All-electrical coherent control of the exciton states in a single quantum dot*. Phys. Rev. B, **82**, 241301. (2010)

- [18] T. Brocke, *Electronic Raman Spectroscopy on Semiconductor Quantum Dots*. Dissertation, Universität Hamburg, (2007)
- [19] M. R. Brozel und G. E. Stillman. *Properties of Gallium Arsenide*. Inspec, 3. Auflage, (1996)
- [20] V. Cerletti, O. Gywat, und D. Loss, *Entanglement transfer from electron spins to photons in spin light-emitting diodes containing quantum dots*. Phys. Rev. B, **72**(11), 115316. (2005)
- [21] I. Chiorescu, Y. Nakamura, C. J. P. M. Harmans, und J. E. Mooij, *Coherent Quantum Dynamics of a Superconducting Flux Qubit*. Science, **299**(5614), 1869–1871. (2003)
- [22] A. R. Clawson, *Guide to references on III - V semiconductor chemical etching*. Materials Science, **31**, 1–438. (2001)
- [23] G. Czycholl. *Theoretische Festkörperphysik*. Springer Verlag, 2. Auflage, (2004)
- [24] C. Dal Savio, K. Pierz, G. Ade, H.-U. Danzebrink, E.O. Göbel, und A. Hangleiter, *Optical study of single InAs on $In_{0.12}Ga_{0.88}As$ self-assembled quantum dots: biexciton binding energy dependence on the dots size*. Applied Physics B: Lasers and Optics, **84**, 317–322. (2006)
- [25] E. Dekel, D. Gershoni, E. Ehrenfreund, J. M. Garcia, und P. M. Petroff, *Carrier-carrier correlations in an optically excited single semiconductor quantum dot*. Phys. Rev. B, **61**, 11009–11020. (2000)
- [26] E. Dekel, D. Gershoni, E. Ehrenfreund, D. Spektor, J. M. Garcia, und P. M. Petroff, *Multiexciton Spectroscopy of a Single Self-Assembled Quantum Dot*. Phys. Rev. Lett., **80**(22), 4991–4994. (1998)
- [27] G. C. DeSalvo, W. F. Tseng, und J. Comas, *Etch Rates and Selectivities of Citric Acid/Hydrogen Peroxide on GaAs, $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, $In_{0.2}Ga_{0.8}As$, $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, $In_{0.52}Al_{0.48}As$, and InP*. Journal of The Electrochemical Society, **139**(3), 831–835. (1992)
- [28] F. Dettwiler, *Fabrication of Lateral Self-Assembled Hybrid Nanostructures*. Masterarbeit, Universität Basel, (2008)

- [29] D. P. DiVincenzo, *The Physical Implementation of Quantum Computation*. ArXiv: Mesoscale and Nanoscale Physics, quant-ph/0002077v3. (2000)
- [30] A. Donner, *Gating of hybrid semiconductor nanostructures*. Masterarbeit, Universität Regensburg, (2012)
- [31] H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J. P. Kotthaus, und P. M. Petroff, *Spectroscopy of Quantum Levels in Charge-Tunable InGaAs Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., **73**, 2252–2255. (1994)
- [32] E. F. Duijs, F. Findeis, A. Zrenner, M. Bichler, und G. Abstreiter, *Photoluminescence and AFM Studies on Blue Shifted InAs/Al₇Ga_{1-y}As Quantum Dots*. physica status solidi (b), **224**(1), 47–51. (2001)
- [33] A. Eckrot, *Magnetotransport-Charakterisierung von 2D Elektronensystemen mit benachbarten Quantenpunkten*. Bachelorarbeit, Universität Regensburg, (2010)
- [34] J. Ehehalt, *Optimierung und optische Eigenschaften von Quantenstrukturen hergestellt durch Überwachsen von Spaltflächen*. Dissertation, Universität Regensburg, (2009)
- [35] D. J. P. Ellis, A. J. Bennett, A. J. Shields, P. Atkinson, und D. A. Ritchie, *Electrically addressing a single self-assembled quantum dot*. Applied Physics Letters, **88**(13), 133509. (2006)
- [36] D. J. P. Ellis, R. M. Stevenson, R. J. Young, A. J. Shields, P. Atkinson, und D. A. Ritchie, *Control of fine-structure splitting of individual InAs quantum dots by rapid thermal annealing*. Applied Physics Letters, **90**(1), 011907. (2007)
- [37] H. A. Engel, J. M. Taylor, M. D. Lukin, und A. Imamoglu, *Quantum optical interface for gate-controlled spintronic devices*. ArXiv: Mesoscale and Nanoscale Physics, cond-mat/0612700v1. (2006)
- [38] S. Fafard, C. L. Hui, R. W. Zbigniew, J. P. McCaffrey, M. Spanner, S. Raymond, C. N. Allen, K. Hinzer, J. Lapointe, C. Struby, M. Gao, P. Hawrylak, C. Gould, A. Sachrajda, und P. Zawadzki. *Quantum dot devices* **4078**, 100–114. SPIE, (2000)

- [39] I. Filikhin, E. Deyneka, und B. Vlahovic, *Single-electron levels of InAs/GaAs quantum dot: Comparison with capacitance spectroscopy*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **31**(1), 99–102. (2006)
- [40] F. Findeis, *Optical spectroscopy on single self-assembled quantum dots*. Dissertation, Technische Universität München, (2001)
- [41] F. Findeis, A. Zrenner, G. Böhm, und G. Abstreiter, *Optical spectroscopy on a single InGaAs/GaAs quantum dot in the few-exciton limit*. Solid State Communications, **114**(4), 227–230. (2000)
- [42] F. Findeis, A. Zrenner, G. Böhm, und G. Abstreiter, *Phonon-assisted biexciton generation in a single quantum dot*. Phys. Rev. B, **61**(16), R10579–R10582. (2000)
- [43] F. Findeis, A. Zrenner, M. Markmann, G. Böhm, und G. Abstreiter, *Multi-exciton spectroscopy on a self-assembled InGaAs/GaAs quantum dot*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **7**(3-4), 354–358. (2000)
- [44] J. J. Finley, A. D. Ashmore, D. J. Mowbray, A. Lemaître, M. S. Skolnick, I. E. Itskevich, P. A. Maksym, M. Hopkinson, und T. F. Krauss, *Charged and neutral exciton complexes in individual self-assembled InGaAs quantum dots*. Phys. Rev. B, **63**(7), 073307. (2001)
- [45] J. J. Finley, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, A. D. Ashmore, C. Baker, A. F. G. Monte, und M. Hopkinson, *Fine structure of charged and neutral excitons in InAs-Al_{0.6}Ga_{0.4}As quantum dots*. Phys. Rev. B, **66**, 153316. (2002)
- [46] E. J. Gansen, M. A. Rowe, M. B. Greene, D. Rosenberg, T. E. Harvey, M. Y. Su, R. H. Hadfield, S. W. Nam, und R. P. Mirin, *Photon-number-discriminating detection using a quantum-dot, optically gated, field-effect transistor*. Nat Photon, **1**(10), 585–588. (2007)
- [47] M. Geller, C. Kapteyn, L. Müller-Kirsch, R. Heitz, und D. Bimberg, *450 meV hole localization in GaSb/GaAs quantum dots*. Applied Physics Letters, **82**(16), 2706–2708. (2003)
- [48] M. Geller, B. Marquardt, A. Lorke, D. Reuter, und A. Wieck, *A Two-Dimensional Electron Gas as a Sensitive Detector for Time-Resolved Tunneling Measurements*

- on Self-Assembled Quantum Dots*. Nanoscale Research Letters, **5**(5), 829–833. (2010)
- [49] M. Geller, E. Stock, C. Kapteyn, R. L. Sellin, und D. Bimberg, *Tunneling emission from self-organized InGaAs/GaAs quantum dots observed via time-resolved capacitance measurements*. Phys. Rev. B, **73**, 205331. (2006)
 - [50] J. Gomis-Bresco, G. Muñoz Matutano, J. Martínez-Pastor, B. Alén, L. Seravalli, P. Frigeri, G. Trevisi, und S. Franchi, *Random population model to explain the recombination dynamics in single InAs/GaAs quantum dots under selective optical pumping*. New Journal of Physics, **13**(2), 023022. (2011)
 - [51] M. Gong, K. Duan, C.F. Li, R. Magri, G. A. Narvaez, und Lixin He, *Electronic structure of self-assembled InAs/InP quantum dots: Comparison with self-assembled InAs/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B, **77**, 045326. (2008)
 - [52] M. Grundmann und D. Bimberg, *Theory of random population for quantum dots*. Phys. Rev. B, **55**, 9740–9745. (1997)
 - [53] S. Gustavsson, R. Leturcq, B. Simović, R. Schleser, T. Ihn, P. Studerus, K. Ensslin, D. C. Driscoll, und A. C. Gossard, *Counting Statistics of Single Electron Transport in a Quantum Dot*. Phys. Rev. Lett., **96**, 076605. (2006)
 - [54] R. Hafenbrak, S. M. Ulrich, P. Michler, L. Wang, A. Rastelli, und O. G. Schmidt, *Triggered polarization-entangled photon pairs from a single quantum dot up to 30 K*. New Journal of Physics, **9**(9), 315. (2007)
 - [55] D. Haft, R. J. Warburton, K. Karrai, S. Huant, G. Medeiros-Ribeiro, J. M. Garcia, W. Schoenfeld, und P. M. Petroff, *Luminescence quenching in InAs quantum dots*. Applied Physics Letters, **78**(19), 2946–2948. (2001)
 - [56] A. Hagar. *Quantum Computing*. In: The Stanford Encyclopedia of Philosophy. (2011)
 - [57] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha, und L. M. K. Vandersypen, *Spins in few-electron quantum dots*. Rev. Mod. Phys., **79**(4), 1217–1265. (2007)
 - [58] D. C. Hays, *Selective etching of compound semiconductors*. Masterarbeit, University of Florida, (1999)

- [59] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atature, S. Gulde, S. Falt, E. L. Hu, und A. Imamoglu, *Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system*. Nature, **445**(7130), 896–899. (2007)
- [60] K. Hjort, *Sacrificial etching of III - V compounds for micromechanical devices*. Journal of Micromechanics and Microengineering, **6**(4), 370. (1996)
- [61] L. Jacak, P. Hawrylak, und A. Wójs. *Quantum Dots*. Springer Verlag, 1. Auflage, (1998)
- [62] P. Jin, C. M. Li, Z. Y. Zhang, F. Q. Liu, Y. H. Chen, X. L. Ye, B. Xu, und Z. G. Wang, *Quantum-confined Stark effect and built-in dipole moment in self-assembled InAs/GaAs quantum dots*. Applied Physics Letters, **85**(14), 2791–2793. (2004)
- [63] M. Kaniber, M. F. Huck, K. Müller, E. C. Clark, F. Troiani, M. Bichler, H. J. Krenner, und J. J. Finley, *Electrical control of the exciton–biexciton splitting in self-assembled InGaAs quantum dots*. Nanotechnology, **22**, 325202. (2011)
- [64] E. S. Kannan, G. H. Kim, S. Kumar, I. Farrer, D. A. Ritchie, J. H. Son, J. M. Baik, J. L. Lee, D. H. Youn, und K. Y. Kang, *Short range scattering effect of InAs quantum dots in the transport properties of two dimensional electron gas*. Applied Physics Letters, **90**(15), 152110. (2007)
- [65] C. M. A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, P. N. Brunkov, B. V. Volovik, S. G. Konnikov, A. R. Kovsh, und V. M. Ustinov, *Hole and electron emission from InAs quantum dots*. Applied Physics Letters, **76**(12), 1573–1575. (2000)
- [66] B. E. Kardynal, S. S. Hees, A. J. Shields, C. Nicoll, I. Farrer, und D. A. Ritchie, *Photon number resolving detector based on a quantum dot field effect transistor*. Applied Physics Letters, **90**(18), 181114. (2007)
- [67] B. E. Kardynal, A. J. Shields, N. S. Beattie, I. Farrer, K. Cooper, und D. A. Ritchie, *Low-noise photon counting with a radio-frequency quantum-dot field-effect transistor*. Applied Physics Letters, **84**(3), 419–421. (2004)
- [68] B. E. Kardynal, A. J. Shields, M. P. O’Sullivan, N. S. Beattie, I. Farrer, D. A. Ritchie, und K. Cooper, *Detection of single photons using a field effect transistor with a layer of quantum dots*. Measurement Science and Technology, **13**(11), 1721. (2002)

- [69] I. A. Karpovich, S. B. Levichev, A. V. Zdoroveishev, N. V. Baidus, B. N. Zvonko, V. A. Perevoshikov, und D. O. Filatov. *Investigation of the buried InAs/GaAs Quantum Dots by Atomic Force Microscopy combined with selective chemical etching*. In: Papers from the Semiconductors 1st Workshop, Nizhni Novgorod, 118–123, (2001)
- [70] T. Kawazu und H. Sakaki, *Scattering of two-dimensional electrons by self-assembled InAlAs anti-dots in novel n-AlGaAs/GaAs heterojunctions*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **40**(2), 233 – 236. (2007)
- [71] H. Khmissi, L. Sfaxi, L. Bouzaiene, F. Saidi, H. Maaref, und C. Bru-Chevallier, *Effect of carriers transfer behavior on the optical properties of InAs quantum dots embedded in AlGaAs/GaAs heterojunction*. Journal of Applied Physics, **107**(7), 074307. (2010)
- [72] G. H. Kim, D. A. Ritchie, M. Pepper, G. D. Lian, J. Yuan, und L. M. Brown, *Transport properties of two-dimensional electron gases containing InAs self-assembled dots*. Applied Physics Letters, **73**(17), 2468–2470. (1998)
- [73] T. W. Kim, J. H. Kim, H. S. Lee, J. Y. Lee, und M. D. Kim, *Effects of two-dimensional electron gas on the optical properties of InAs/GaAs quantum dots in modulation-doped heterostructures*. Applied Physics Letters, **86**(2), 021916. (2005)
- [74] H. Kosaka, T. Inagaki, Y. Rikitake, H. Imamura, Y. Mitsumori, und K. Edamatsu, *Spin state tomography of optically injected electrons in a semiconductor*. Nature, **457**(7230), 702–705. (2009)
- [75] H. Kosaka, H. Shigyou, Y. Mitsumori, Y. Rikitake, H. Imamura, T. Kutsuwa, K. Arai, und K. Edamatsu, *Coherent Transfer of Light Polarization to Electron Spins in a Semiconductor*. Phys. Rev. Lett., **100**, 096602. (2008)
- [76] S. Kreuzer, *Spinpolarisiertes Tunneln durch einkristalline Halbleiterbarrieren*. Dissertation, Universität Regensburg, (2001)
- [77] M. Kroutvar, Y. Ducommun, D. Heiss, M. Bichler, D. Schuh, G. Abstreiter, und J. J. Finley, *Optically programmable electron spin memory using semiconductor quantum dots*. Nature, **432**(7013), 81–84. (2004)

- [78] N. S. Lai, W. H. Lim, C. H. Yang, F. A. Zwanenburg, W. A. Coish, F. Qassemi, A. Morello, und A. S. Dzurak, *Pauli Spin Blockade in a Highly Tunable Silicon Double Quantum Dot*. Scientific Reports, **1**(110), 1–6. (2011)
- [79] H. Lipsanen, M. Sopanen, und J. Ahopelto, *Luminescence from excited states in strain-induced $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum dots*. Phys. Rev. B, **51**(19), 13868–13871. (1995)
- [80] X. M. Lu, Y. Izumi, M. Koyama, Y. Nakata, S. Adachi, und S. Muto, *Effects of growth conditions on the size and density of self-assembled InAlAs/AlGaAs quantum dots grown on GaAs by molecular beam epitaxy*. Journal of Crystal Growth, **322**(1), 6–9. (2011)
- [81] R. J. Luyken, A. Lorke, A. O. Govorov, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, und P. M. Petroff, *The dynamics of tunneling into self-assembled InAs dots*. Applied Physics Letters, **74**(17), 2486–2488. (1999)
- [82] K. MacLean, S. Amasha, Iuliana P. Radu, D. M. Zumbühl, M. A. Kastner, M. P. Hanson, und A. C. Gossard, *Energy-Dependent Tunneling in a Quantum Dot*. Phys. Rev. Lett., **98**, 036802. (2007)
- [83] J. D. Mar, X. L. Xu, J. J. Baumberg, F. S. F. Brossard, A. C. Irvine, C. Stanley, und D. A. Williams, *Bias-controlled single-electron charging of a self-assembled quantum dot in a two-dimensional-electron-gas-based $n-i$ -Schottky diode*. Phys. Rev. B, **83**, 075306. (2011)
- [84] J. D. Mar, X. L. Xu, J. J. Baumberg, A. C. Irvine, C. Stanley, und D. A. Williams, *Voltage-controlled electron tunneling from a single self-assembled quantum dot embedded in a two-dimensional-electron-gas-based photovoltaic cell*. Journal of Applied Physics, **110**(5). (2011)
- [85] B. Marquardt, A. Beckel, A. Lorke, A. D. Wieck, D. Reuter, und M. Geller, *The influence of charged InAs quantum dots on the conductance of a two-dimensional electron gas: Mobility vs. carrier concentration*. Applied Physics Letters, **99**(22), 223510. (2011)

- [86] B. Marquardt, M. Geller, B. Baxevanis, D. Pfannkuche, A. D. Wieck, D. Reuter, und A. Lorke, *Transport spectroscopy of non-equilibrium many-particle spin states in self-assembled quantum dots*. Nat Commun, **2**, 209. (2011)
- [87] B. Marquardt, M. Geller, A. Lorke, D. Reuter, und A. D. Wieck, *Using a two-dimensional electron gas to study nonequilibrium tunneling dynamics and charge storage in self-assembled quantum dots*. Applied Physics Letters, **95**(2), 022113. (2009)
- [88] B. Marquardt, M. Geller, A. Lorke, D. Reuter, und A. D. Wieck, *A two-dimensional electron gas as a sensitive detector to observe the charge carrier dynamics of self-assembled QDs*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **42**(10), 2598–2601. (2010)
- [89] B. Marquardt, M. Russ, A. Lorke, C. Meier, D. Reuter, und A. D. Wieck, *Quantum dots as tunable scatterers for 2D- and 1D-electron systems*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **40**(6), 2075–2077. (2008)
- [90] J. Márquez, L. Geelhaar, und K. Jacobi, *Atomically resolved structure of InAs quantum dots*. Applied Physics Letters, **78**(16), 2309–2311. (2001)
- [91] S. Michaelis de Vasconcellos, S. Gordon, M. Bichler, T. Meier, und A. Zrenner, *Coherent control of a single exciton qubit by optoelectronic manipulation*. Nat Photon, **4**(8), 545–548. (2010)
- [92] B. T. Miller, W. Hansen, S. Manus, R. J. Luyken, A. Lorke, J. P. Kotthaus, S. Huant, G. Medeiros-Ribeiro, und P. M. Petroff, *Few-electron ground states of charge-tunable self-assembled quantum dots*. Phys. Rev. B, **56**, 6764–6769. (1997)
- [93] R. P. Mirin, K. L. Silverman, D. H. Christensen, und A. Roshko, *Narrow photoluminescence linewidths from ensembles of self-assembled InGaAs quantum dots*. J. Vac. Sci. Technol. B. (2000)
- [94] E. Moon, J. L. Lee, und H. M. Yoo, *Selective wet etching of GaAs on $Al_xGa_{1-x}As$ for AlGaAs/InGaAs/AlGaAs pseudomorphic high electron mobility transistor*. Journal of Applied Physics, **84**(7), 3933–3938. (1998)

- [95] E. S. Moskalenko, K. F. Karlsson, P. O. Holtz, B. Monemar, W. V. Schoenfeld, J. M. Garcia, und P. M. Petroff, *Influence of excitation energy on charged exciton formation in self-assembled InAs single quantum dots*. Phys. Rev. B, **64**, 085302. (2001)
- [96] G. Muñoz Matutano, J. Gomis, B. Alén, J. Martínez-Pastor, L. Seravalli, P. Frigeri, und S. Franchi, *Exciton, biexciton and trion recombination dynamics in a single quantum dot under selective optical pumping*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **40**(6), 2100–2103. (2008)
- [97] L. Müller-Kirsch, R. Heitz, U. W. Pohl, D. Bimberg, I. Häusler, H. Kirmse, und W. Neumann, *Temporal evolution of GaSb/GaAs quantum dot formation*. Applied Physics Letters, **79**(7), 1027–1029. (2001)
- [98] M. J. Nasse und J. C. Woehl, *Realistic modeling of the illumination point spread function in confocal scanning optical microscopy*. J. Opt. Soc. Am. A, **27**(2), 295–302. (2010)
- [99] T. Nowozin, A. Marent, G. Hönig, A. Schliwa, D. Bimberg, A. Beckel, B. Marquardt, A. Lorke, und M. Geller, *Time-resolved high-temperature detection with single charge resolution of holes tunneling into many-particle quantum dot states*. Phys. Rev. B, **84**, 075309. (2011)
- [100] I. R. Pagnossin, E. C. F. da Silva, A. A. Quivy, S. Martini, und C. S. Sergio, *The quantum mobility of a two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/InGaAs quantum wells with embedded quantum dots*. Journal of Applied Physics, **97**(11), 113709. (2005)
- [101] P. M. Petroff, A. Lorke, und A. Imamoglu, *Epitaxially Self-Assembled Quantum Dots*. Physics Today, **54**(5), 46–52. (2001)
- [102] S. Prasad, *Physical mechanism for saturation of persistent photoconductivity in a GaAs-AlAs/GaAs single heterojunction*. Journal of Applied Physics, **94**(1), 454–464. (2003)
- [103] A. Renfer, *Fabrication and Characterization of Inverted GaAs/AlGaAs Heterostructures with Embedded InAs Wetting Layer*. Masterarbeit, Universität Basel, (2009)

- [104] D. Reuter, P. Kailuweit, A. D. Wieck, U. Zeitler, O. Wibbelhoff, C. Meier, A. Lorke, und J. C. Maan, *Coulomb-Interaction-Induced Incomplete Shell Filling in the Hole System of InAs Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett., **94**, 026808. (2005)
- [105] E. Ribeiro, F. Cerdeira, M. J. S. P. Brasil, T. Heinzel, K. Ensslin, G. Medeiros-Ribeiro, und P. M. Petroff, *An optical study of self-assembled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dots embedded in a two-dimensional electron gas*. Journal of Applied Physics, **87**(11), 7994–7998. (2000)
- [106] E. Ribeiro, E. Müller, T. Heinzel, H. Auderset, K. Ensslin, G. Medeiros-Ribeiro, und P. M. Petroff, *InAs self-assembled quantum dots as controllable scattering centers near a two-dimensional electron gas*. Phys. Rev. B. (1998)
- [107] R. Rinaldi, R. Mangino, R. Cingolani, H. Lipsanen, M. Sopanen, J. Tulkki, M. Braskeń, und J. Ahopelto, *Magneto-optical properties of strain-induced $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ parabolic quantum dots*. Phys. Rev. B, **57**, 9763–9769. (1998)
- [108] C. Rössler, T. Feil, P. Mensch, T. Ihn, K. Ensslin, D. Schuh, und W. Wegscheider, *Gating of high-mobility two-dimensional electron gases in $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ heterostructures*. New Journal of Physics, **12**(4), 043007. (2010)
- [109] M. A. Rowe, E. J. Gansen, M. Greene, R. H. Hadfield, T. E. Harvey, M. Y. Su, S. W. Nam, R. P. Mirin, und D. Rosenberg, *Single-photon detection using a quantum dot optically gated field-effect transistor with high internal quantum efficiency*. Applied Physics Letters, **89**(25), 253505. (2006)
- [110] H. Sakaki, G. Yusa, T. Someya, Y. Ohno, T. Noda, H. Akiyama, Y. Kadoya, und H. Noge, *Transport properties of two-dimensional electron gas in $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ selectively doped heterojunctions with embedded InAs quantum dots*. Applied Physics Letters, **67**(23), 3444–3446. (1995)
- [111] D. Sarkar, J. M. Calleja, H. P. van der Meulen, J. M. Meyer, R. J. Haug, und K. Pierz, *Resonant optical excitation and intermixing in InAs/AlAs single quantum dots*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **40**, 2172–2175. (2008)

- [112] S. Schulz, A. Schramm, C. Heyn, und W. Hansen, *Tunneling emission from self-assembled InAs quantum dots probed with capacitance transients*. Phys. Rev. B, **74**, 033311. (2006)
- [113] B. Schumacher, *Quantum coding*. Phys. Rev. A, **51**, 2738–2747. (1995)
- [114] S. Seidl, M. Kroner, A. Högele, K. Karrai, R. J. Warburton, A. Badolato, und P. M. Petroff, *Effect of uniaxial stress on excitons in a self-assembled quantum dot*. Applied Physics Letters, **88**(20), 203113. (2006)
- [115] W. Seifert, N. Carlsson, M. Miller, M. E. Pistol, L. Samuelson, und L. R. Wallenberg, *In-situ growth of quantum dot structures by the Stranski-Krastanow growth mode*. Prog. Crystal Growth and Charact., **33**(4), 423 – 471. (1996)
- [116] A. J. Shields, M. P. O’Sullivan, I. Farrer, D. A. Ritchie, R. A. Hogg, M. L. Leadbeater, C. E. Norman, und M. Pepper, *Detection of single photons using a field-effect transistor gated by a layer of quantum dots*. Applied Physics Letters, **76**(25), 3673–3675. (2000)
- [117] A. J. Shields, M. P. O’Sullivan, I. Farrer, D. A. Ritchie, M. L. Leadbeater, N. K. Patel, R. A. Hogg, C. E. Norman, N. J. Curson, und M. Pepper, *Single Photon Detection with a Quantum Dot Transistor*. Japanese Journal of Applied Physics, **40**(Part 1, No. 3B), 2058–2064. (2001)
- [118] M. Spector, L. N. Pfeiffer, J. C. Licini, K. W. West, und G. A. Baraff, *Discovery of narrow-band photoionization resonance transition at 0.65 eV in AlGaAs/GaAs heterostructures*. Phys. Rev. Lett., **71**(6), 903–906. (1993)
- [119] A. Stintz, G. T. Liu, A. L. Gray, R. Spillers, S. M. Delgado, und K. J. Malloy. *Characterization of InAs quantum dots in strained $In_xGa_{1-x}As$ quantum wells*. In: Papers from the 18th north american conference on molecular beam epitaxy **18**, 1496–1501. AVS, (2000)
- [120] D. J. Stirland und B. W. Straughan, *A review of etching and defect characterisation of gallium arsenide substrate material*. Thin Solid Films, **31**(1-2), 139–170. (1976)
- [121] I. N. Stranski und L. von Krastanov. *Zur Theorie der orientierten Ausscheidung von Ionenkristallen aufeinander*. In: Sitzungsberichte der Akademischen Wissenschaften in Wien, Abt. IIb **146**, 797, (1937)

- [122] S. Tanzilli, W. Tittel, M. Halder, O. Alibart, P. Baldi, N. Gisin, und H. Zbinden, *A photonic quantum information interface*. Nature, **437**(7055), 116–120. (2005)
- [123] R. M. Thompson, R. M. Stevenson, A. J. Shields, I. Farrer, C. J. Lobo, D. A. Ritchie, M. L. Leadbeater, und M. Pepper, *Single-photon emission from exciton complexes in individual quantum dots*. Phys. Rev. B, **64**(20), 201302. (2001)
- [124] L. J. van der Pauw, *A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape*. Philips Research Reports, **13**(1), 1–9. (1958)
- [125] Y. P. Varshni, *Temperature dependence of the energy gap in semiconductors*. Physica, **34**(1), 149–154. (1967)
- [126] R. Vrijen und E. Yablonovitch, *A spin-coherent semiconductor photo-detector for quantum communication*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **10**(4), 569–575. (2001)
- [127] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, und L. R. Ram-Mohan, *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*. Journal of Applied Physics, **89**(11), 5815–5875. (2001)
- [128] Q. Wang, N. Carlsson, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, und H. Q. Xu, *Effects of charged self-assembled quantum dots on two-dimensional quantum transport*. Applied Physics Letters, **76**(13), 1704–1706. (2000)
- [129] R. J. Warburton, B. T. Miller, C. S. Dürr, C. Bödefeld, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, P. M. Petroff, und S. Huant, *Coulomb interactions in small charge-tunable quantum dots: A simple model*. Phys. Rev. B, **58**(24), 16221–16231. (1998)
- [130] R. J. Warburton, C. Schaflein, D. Haft, F. Bickel, A. Lorke, K. Karrai, J. M. Garcia, W. Schoenfeld, und P. M. Petroff, *Optical emission from a charge-tunable quantum ring*. Nature, **405**(6789), 926–929. (2000)
- [131] W. Wegscheider und D. Weiss, *Halbleiterphysik*. Vorlesungsskript, Universität Regensburg, (2005)
- [132] O. S. Wibelhoff, *Ladungsträgerquantisierung in selbstorganisierten Nanostrukturen*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2006)

- [133] A. J. Williamson, L. W. Wang, und A. Zunger, *Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InAs/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B, **62**, 12963–12977. (2000)
- [134] N. Yokoshi, H. Imamura, und H. Kosaka, *Electrical Measurement of a Two-Electron Spin State in a Double Quantum Dot*. Phys. Rev. Lett., **103**, 046806. (2009)
- [135] R. J. Young, S. J. Dewhurst, R. M. Stevenson, P. Atkinson, A. J. Bennett, M. B. Ward, K. Cooper, D. A. Ritchie, und A. J. Shields, *Single electron-spin memory with a semiconductor quantum dot*. New Journal of Physics, **9**(10), 365. (2007)
- [136] R. J. Young, R. M. Stevenson, A. J. Shields, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie, K. M. Groom, A. I. Tartakovskii, und M. S. Skolnick, *Inversion of exciton level splitting in quantum dots*. Phys. Rev. B, **72**, 113305. (2005)
- [137] G. Yusa und H. Sakaki, *Trapping of photogenerated carriers by InAs quantum dots and persistent photoconductivity in novel GaAs/n-AlGaAs field-effect transistor structures*. Applied Physics Letters, **70**(3), 345–347. (1997)
- [138] A. A. Zhukov, C. Weichsel, S. Beyer, S. Schnüll, C. Heyn, und W. Hansen, *Transport properties of a two-dimensional electron gas in the vicinity of quantum dots in the limit of strong disorder*. Phys. Rev. B, **67**(12), 125310. (2003)
- [139] W. Zinth und H. J. Körner. *Physik III*. Oldenbourg, 3. Auflage, (1998)
- [140] A. Zrenner, F. Findeis, E. Beham, M. Markmann, G. Böhm, und G. Abstreiter, *Spectroscopy of single self-assembled quantum dots*. Journal of Luminescence, **87-89**, 35–39. (2000)

Danksagung

Diese Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne die wundervolle Unterstützung meiner Kollegen und der zu jeder Zeit angenehmen Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe. Im Einzelnen möchte ich mich bei den folgenden Menschen bedanken:

Prof. Werner Wegscheider, der mir ermöglichte, in seiner Gruppe zu promovieren und immer ein offenes Ohr für meine Anliegen hatte. Insbesondere für die Fortführung der Betreuung von Zürich aus möchte ich mich herzlich bedanken.

Dr. Elisabeth Reiger, die mir im Rahmen eines EU-Förderprojekts die Möglichkeit bot, am spannenden und vielfältigen Thema des quantenoptischen Interfaces zu arbeiten. Vielen Dank für die gute Betreuung!

Ein herzliches Dankeschön gilt auch **Prof. Dominique Bougeard**, der mich in seiner Arbeitsgruppe aufnahm und diese Arbeit mit großem Interesse begleitete,

Vielen Dank auch an **Dr. Dieter Schuh** und **Dr. Wolfgang Stumpf** für das Bereitstellen der Proben und viel Input bei Probenwachstum und Messtechnik,

Patrick Altmann, **Ansgar Donner** und **Alexander Eckrot**, die im Rahmen ihrer Abschlussarbeiten an vielen Messungen beteiligt waren,

Imke Gronwald, **Martin Furthmeier** und **Andreas Schützenmeier** für ihre Hilfsbereitschaft am AFM und beim Einrichten der Messplätze,

allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppen von Prof. Wegscheider und Prof. Bougeard für die kollegiale Zusammenarbeit und natürlich ganz besonders meiner

Susi. Danke. Einfach für alles.

