

**Selbstorganisierte
InAs-Quantenpunkte:
Eigenschaften, Modifizierung und
Emissionsprozesse**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Department Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Andreas Schramm
aus Schwerin

Hamburg
2007

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. W. Hansen Prof. Dr. U. Merkt
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. W. Hansen Prof. Dr. D. Heitmann
Datum der Disputation:	07.05.2007
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Prof. Dr. H. P. Oepen
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. G. Huber
Leiter des Departments Physik:	Prof. Dr. R. Klanner
Dekan der MIN-Fakultät	Prof. Dr. A. Frühwald

Abstract

In this thesis, structural, optical as well as electronic properties of self-assembled InAs quantum dots (QD) were studied by means of atomic force microscopy (AFM), photoluminescence (PL), capacitance spectroscopy (CV) and capacitance transient spectroscopy (DLTS). The quantum dots were grown with molecular beam epitaxy (MBE) and embedded in Schottky diodes for electrical characterization. In this work growth aspects as well as the electronic structures of QD were discussed. By varying the QD growth parameters it is possible to control the structural, and thus the optical and electronic properties of QD. Two methods are presented. Adjusting the QD growth temperature leads either to small QD with a high areal density or to high QDs with a low density. The structural changes of the QD are reflected in the changes of the optical and electronic properties. The second method is to introduce a growth interruption after capping the QD with thin cap layers. It was shown that capping with AlAs leads to a well-developed alternative to control the QD height and thus the ground-state energies of the QD. A post-growth method modifying the QD properties is rapid thermal annealing (RTA). Raising the RTA temperature causes a lifting of the QD energy states with respect to the GaAs band edge energy due to In/Ga intermixing processes. A further main part of this work covers the emission processes of charge carriers in QD. Thermal emission, thermally assisted tunneling, and pure tunneling emission are studied by capacitance transient spectroscopy techniques. In DLTS experiments a strong impact of the electric field on the activation energies of electrons was found interfering the correct determination of the QD level energies. This behaviour can be explained by a thermally assisted tunneling model. A modified model taking the Coulomb interaction of occupied QD into account describes the emission rates of the electrons. In order to avoid several emission paths in the experiments, tunneling transient spectroscopy (TTS) is employed. The binding energies found with TTS correspond to the level energies obtained from DLTS experiments. Furthermore the influence of strong magnetic fields on the thermal as well as the tunneling emission is studied.

Inhaltsangabe

Im Rahmen dieser Arbeit wurden strukturelle, optische und elektronische Eigenschaften selbstorganisierter InAs-Quantenpunkte (QP) mit Hilfe der Rasterkraftmikroskopie (AFM), Photolumineszenzspektroskopie (PL), Kapazitätsspektroskopie (CV) und Kapazitätstransientenspektroskopie (DLTS) untersucht. Die Quantenpunkte wurden mit der Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellt und für elektronische Untersuchungen in Schottkydioden eingebettet. Es wurden in dieser Arbeit sowohl Aspekte des Wachstums beleuchtet als auch die elektronischen Eigenschaften der QP. Durch die Änderung der QP-Wachstumsparameter ist es möglich, die strukturellen Eigenschaften der QP wie die Flächendichte oder die Größe zu kontrollieren. Dadurch ist es möglich, Einfluss auf die optischen und elektronischen QP-Eigenschaften zu nehmen. Es werden im Rahmen dieser Arbeit zwei Methoden vorgestellt. Unterschiedliche Wachstumstemperaturen führen entweder zu kleinen QP mit einer hohen Flächendichte oder zu großen QP mit einer geringen QP-Dichte. Die Änderungen in den strukturellen Eigenschaften spiegeln sich in den optischen und elektronischen Eigenschaften wider. Eine zweite, vielversprechende Methode ist das Überwachsen von QP mit dünnen Deckschichten. Durch anschließende Wachstumsunterbrechungen kommt es zu strukturellen Änderungen der QP. Es konnte gezeigt werden, dass dieser Prozess mit AIAs die Möglichkeit gibt, die energetische Niveaustuktur der QP definiert zu kontrollieren. Eine weitere Möglichkeit, die QP-Eigenschaften nach dem Wachstum zu manipulieren, kann durch *Rapid Thermal Annealing* (RTA) erreicht werden. Eine Erhöhung der RTA-Temperaturen führt aufgrund zunehmender In/Ga-Durchmischungsprozesse zu einer Verkleinerung der energetischen Abstände der Quantenpunktniveaus zur GaAs-Leitungsbandkante. Weiterhin wurden in dieser Arbeit die Einflüsse elektrischer und magnetischer Felder auf die Emission von Ladungsträgern aus den QP untersucht. In DLTS-Experimenten wurde ein starker Einfluss des elektrischen Feldes auf die Aktivierungsenergien beobachtet, der sich mit einem thermisch assistierten Tunnelmodell beschreiben lässt. Es kann in erweiterter Form den Einfluss von Coulombwechselwirkungen in besetzten QP auf die Emissionsraten beschreiben. Um einen Überlapp mehrerer Emissionspfade zu vermeiden, wurde die Tunneltransientenspektroskopie auf die QP angewandt. Die mit dieser Methode gefundenen Bindungsenergien korrespondieren mit den Werten aus den DLTS-Experimenten. Weiterhin wurden Einflüsse von senkrechten und parallelen Magnetfeldern auf die Emissionsprozesse in den QP studiert. Diese Messungen belegen die Zuordnungen der QP-Niveaus.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte	3
2.1.1	Elektronische Zustände	3
2.1.2	Wachstum von selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten	6
2.2	Eigenschaften von Schottkydioden	8
2.2.1	Homogen dotierte Schottkydioden	9
2.2.2	Schottkydioden mit eingebetteten Quantenpunkten	10
2.3	Störstellen	13
2.3.1	Ladungsträgerdynamik	13
2.3.2	Emissionsrate	14
2.3.3	Aktivierungsenergie und Wirkungsquerschnitt	15
2.3.4	Ladungsträgerdynamik in Quantenpunkten	16
2.4	Emissionsprozesse	17
2.4.1	Thermische Emission	18
2.4.2	Tunnelemission	18
2.4.3	Thermisch assistiertes Tunneln	19
3	Experimentelle Methoden	22
3.1	Molekularstrahlepitaxie	22
3.2	Deep Level Transientenspektroskopie	24
3.2.1	Grundlagen	24
3.2.2	Auswertung: Double-Boxcar Methode	25
3.2.3	Tunneltransientenspektroskopie und Constant Capacitance De- ep Level Transientenspektroskopie	27
3.3	Kapazitäts-Spannungs-Messungen	29
3.4	Photolumineszenzspektroskopie	29
3.5	Rasterkraftmikroskopie	31
4	Einfluss der Wachstumstemperatur auf die strukturellen, optischen und elektronischen Eigenschaften von InAs-Quantenpunkten	32
4.1	Wachstum der Quantenpunkte und strukturelle Untersuchungen . . .	32

4.2	Photolumineszenz-Messungen	34
4.3	CV-Messungen	36
4.3.1	Abschätzung der Quantenpunktdichte und -niveaus	38
4.3.2	Ladungsträgerprofile	39
4.4	DLTS-Messungen	41
4.4.1	Bestimmung der Aktivierungsenergien	42
4.4.2	Bestimmung und Einfluss der Quantenpunktdichte	45
4.5	Fazit	47
5	Einfluss elektrischer und magnetischer Felder auf die Emission	48
5.1	Constant-Capacitance DLTS Messungen an Schottkydioden mit Quantenpunkten	48
5.1.1	CC-DLTS vs. DLTS	49
5.1.2	Untersuchung des Feldeffektes auf die Aktivierungsenergien	52
5.2	DLTS-Messungen im Magnetfeld	56
5.2.1	Senkrechtes Magnetfeld relativ zur Quantenpunktebene	56
5.2.2	Paralleles Magnetfeld relativ zur Quantenpunktebene	58
5.3	Tunneltransientenspektroskopie (TTS) an selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten	59
5.3.1	Tunnelprozesse in DLTS-Messungen	59
5.3.2	TTS-Spektren und Bestimmung der Bindungsenergien	60
5.3.3	Temperaturabhängige TTS-Messungen	63
5.3.4	Füllpulsabhängige Messungen	64
5.3.5	Messungen in Magnetfeldern	66
5.4	Fazit	68
6	Morphologisch transformierte Quantenpunkte	70
6.1	Wachstum der AlAs-überwachsenen InAs-Quantenpunkte	71
6.2	Strukturelle Untersuchungen	72
6.3	Photolumineszenz-Messungen	74
6.4	Kapazitätsmessungen und Ladungsträgerprofile	75
6.5	Deep Level Transientspektroskopie an den modifizierten Quanten- punkten	78
6.5.1	Quantenpunktniveaus	78
6.5.2	Magnetfeldmessungen	79
6.5.3	Störstellen	81
6.6	Fazit	82
7	Quantenpunkt-induzierte Störstellen	83
7.1	Relaxierte Oberflächenquantenpunkte	83
7.2	Störstellen	85
7.3	Beeinträchtigung der PL-Eigenschaften von Quantenpunkten durch Defekte?	88

7.4	Fazit	91
8	Thermische Behandlung der Schottkydioden	92
8.1	Defekte	92
8.2	Quantenpunkt-Niveaus	93
8.3	PL-Experimente	96
8.4	Fazit	97
9	Zusammenfassung und Ausblick	98
	Veröffentlichungen	102

Kapitel 1

Einleitung

Mit der Erfindung des Halbleiter-Transistors in den fünfziger Jahren begann eine neue Ära der Mikroelektronik. Heutzutage sind Transistoren und dessen Verwandte die Grundlagen der Mikro-, ja schon Nanoelektronik und sind aus unseren Computern nicht mehr wegzudenken. Gordon Moore postulierte 1965 mit seinem berühmten „Moore’schen Gesetz“, dass sich die Anzahl der Transistoren auf einem Halbleiterbaustein alle zwölf Monate verdoppeln wird [Moo65]. Nun, über 40 Jahre später, sind die Transistoren kleiner als 100 nm. Bei so kleinen Strukturen werden die elektronischen Eigenschaften nicht mehr nur durch die Materialeigenschaften allein bestimmt, sondern auch durch die Größe der Strukturen. Je kleiner die Strukturen, um so größer werden quantenmechanische Effekte.

Nanophysik ist eines der Schlagworte in unserer heutigen Zeit. Die immerwährende Suche nach immer kleineren Nanostrukturen, um das „Moore’schen Gesetz“ zu erfüllen, führte dabei zu *Quantenpunkten* (QP), Objekte, welche wenige Elektronen oder Löcher in allen drei Dimensionen einschränken. In Halbleiter-Quantenpunkten werden aufgrund ihrer Größe von nur wenigen Nanometern quantenmechanische Effekte wirksam. Sie bilden ein Einschlusspotential mit diskreten Energieniveaus [Ash96, Kou97] und werden deshalb auch als künstliche Atome bezeichnet. Die Anzahl der Möglichkeiten für die Realisierung von Quantenpunkten ist so vielfältig wie ihre Anwendungsmöglichkeiten [Bim99]. Quantenpunkte als aktive Materialien in Laserdioden [Gru00, Ust03], in Photodetektoren [Raz05], als Einzel-Photonemitter [Yua02, Ben05], in Quantencomputern [Los98], als Speicherelemente [Yus97, Fin98] oder in der Spintronik [Cer05] sind da nur einige Beispiele, in denen sie eine Anwendung haben oder finden werden. In all diesen Bereichen bieten Quantenpunkte Verbesserungen oder neuartige Effekte. So verbrauchen Quantenpunktlaser zum Beispiel im Vergleich zu Quantenfilmlasern weniger Leistung und werden weniger durch Temperaturänderungen beeinflusst. Der Begriff *künstliches Atom* impliziert den Zugriff und die Kontrolle auf die Struktur, die Größe oder die Komposition von QP. Es ist möglich, das Einschlusspotential zu manipulieren. Ein grundlegendes und detailliertes Verstehen der Herstellungsmöglichkeiten von QP ist dabei ebenso wichtig wie die Erforschung der Wechselwirkungen von Ladungsträgern in den QP mit ihrer Umgebung.

Diese Arbeit beschäftigt sich hauptsächlich mit dem Wachstum und der Charakterisierung der optischen und elektronischen Eigenschaften von selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten auf GaAs(001). Diese werden mit Hilfe der Molekularstrahl-epitaxie (MBE) hergestellt. Hier werden mehrere Möglichkeiten vorgestellt, gezielt Einfluss auf die strukturellen und damit die optischen und elektronischen Eigenschaften zu nehmen. Sowohl die Variation von fundamentalen Parametern wie die QP-Wachstumstemperatur als auch neuere Methoden, wie das Überwachsen von QP mit dünnen Deckschichten und das Einführen von Wachstumsunterbrechungen führen zu Veränderungen der QP-Eigenschaften.

Weiterhin werden in dieser Arbeit Emissionsprozesse von Elektronen aus Quantenpunkten untersucht. Diese wechselwirken über thermische, Tunnel- oder kombinierte Emissionsprozesse mit der umgebenden GaAs-Barriere. Ein grundlegendes Verständnis dieser Prozesse ist wichtig für technologische Anwendungen der Quantenpunkte.

Als experimentelle Methoden dienen zeitaufgelöste und stationäre Kapazitätsmessungen (Deep Level Transientenspektroskopie bzw. Kapazitäts-Spannungsspektroskopie) für die elektronischen Eigenschaften, Photolumineszenzmessungen für die optischen und die Rasterkraftmikroskopie für die strukturellen Eigenschaften.

Die Arbeit unterteilt sich in folgende Abschnitte: Im zweiten Kapitel wird eine Einführung in die physikalische Grundlagen von selbstorganisierten InAs/GaAs-Halbleiterquantenpunkten gegeben. Im Anschluss daran werden die experimentellen Methoden vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit angewendet wurden. Der erste Ergebnisteil (Kapitel 4) beschäftigt sich mit der Variation eines QP-Wachstumsparameters und dessen Einfluss auf die Eigenschaften der QP. Das fünfte Kapitel beleuchtet den Einfluss von elektrischen und magnetischen Feldern auf die Emissionsprozesse der Ladungsträger. In Kapitel 6 werden die Eigenschaften von morphologisch transformierten QP diskutiert, und in Kapitel 7 werden Ergebnisse vorgestellt, welche gestörte Wachstumsprozesse behandeln. In Kapitel 8 werden die QP-Eigenschaften *ex-situ* durch thermische Behandlungen verändert. Am Ende wird eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf zukünftige Experimente gegeben.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte

In diesem Kapitel werden physikalische Grundlagen gegeben. Es werden zunächst die elektronischen Eigenschaften und Wachstumsprozesse der InAs-QP vorgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die QP in Schottkydioden integriert. Aus diesem Grund sollen einige Eigenschaften von Schottkydioden erläutert werden. Abschließend werden Emissionsprozesse und Ladungsträgerdynamiken vorgestellt, über die Ladungsträger in den QP mit ihrer Umgebung interagieren.

2.1.1 Elektronische Zustände

In Quantenpunkten werden Ladungsträger in allen drei Raumrichtungen eingeschränkt. Sie werden als nulldimensionale Systeme bezeichnet. Während die Zustandsdichte im dreidimensionalen Halbleiterkristall wurzelförmig mit der Energie ansteigt, hat sie für Systeme mit eingeschränkten Dimensionen andere Eigenschaften. In Ensembles aus idealen Quantenpunkten besteht die Zustandsdichte aus Deltafunktionen. Dies ist in der Abb. 2.1 verdeutlicht. Quantenpunkte werden deshalb auch oft als künstliche Atome bezeichnet. In realen Quantenpunkten kommt es durch homogene und inhomogene Verbreiterungen der QP-Zustände [Leo03, Usk01] bzw. des QP-Ensembles [San03, Shu01] zu Abweichungen von der Deltafunktion in der Zustandsdichte. Die elektronischen Zustände in QP lassen sich durch eine Vielzahl von Modellen beschreiben. Der Ausgangspunkt ist die Schrödingergleichung $H_0\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r})$, mit H_0 dem Hamiltonoperator. Diese kann nur für einfache Geometrien (z.B. Halbkugeln oder Pyramiden) und mit Näherungen (z.B. unendlich hohes Einschlusspotential) analytisch gelöst werden. Je mehr Parameter mit einbezogen werden, desto komplizierter und zeitaufwendiger werden analytische und numerische Berechnungen. Verspannungen im Kristall, nicht-homogene Kompositionsprofile, anisotrope QP-Formen und piezoelektrische Effekte sind nur einige Beispiele für Parameter, welche mit in die Modelle einfließen können. Für die Berechnungen gibt es makroskopische Ansätze, wie die effektive Masse-Näherung [Gru95, Woj96b] oder Multiband- $k \cdot p$ Methoden [Sti99]. Mikroskopische Modelle, wie *tight-binding*

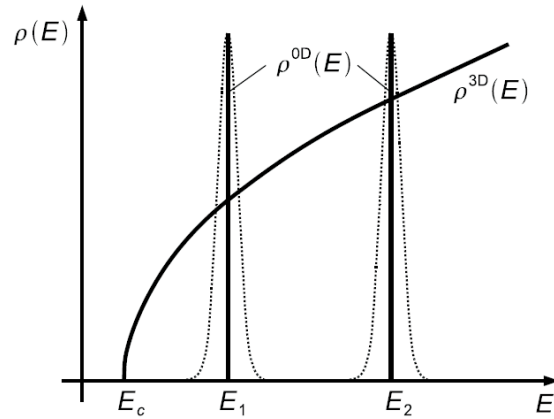


Abbildung 2.1: Zustandsdichten ρ für dreidimensionale Systeme und Quantenpunkte. Die gepunktete Linie zeigt die inhomogene Verbreiterung des QP-Ensembles.

Berechnungen [San03] oder Pseudopotential-Techniken behandeln die QP auf atomistischer Skala [Shu01, Bes98]. In der Abb. 2.2 sind die Quadrate der Wellenfunktionen, die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten, für die ersten vier Elektronen und Löcher exemplarisch in einem Ein-Teilchen-Modell dargestellt [Bes98]. Die experimentelle

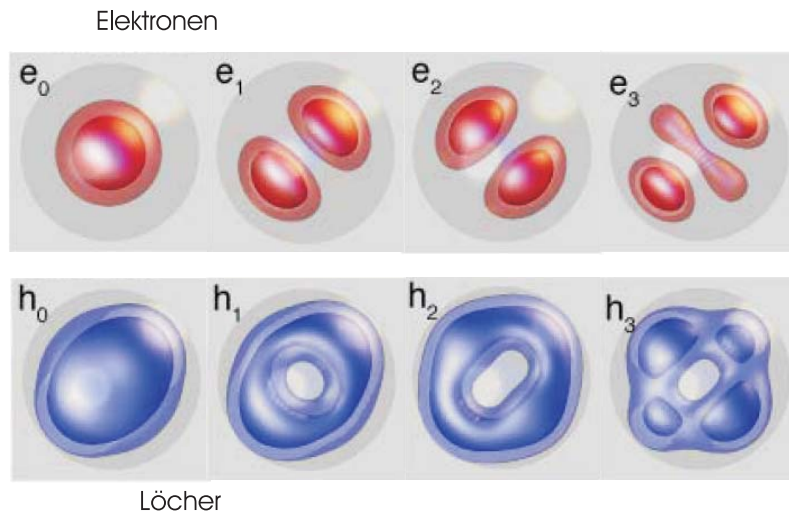


Abbildung 2.2: Aufenthaltswahrscheinlichkeit Ψ^2 der Elektronen und Löcher im Ein-Teilchen-Modell [Bes98].

Untersuchung elektronischer Zustände ist ein sehr intensiv verfolgtes Forschungsfeld. So konnten Patane *et al.* die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten im Impulsraum von Elektronen in QP-Niveaus für in resonante Tunneldioden eingebettete InAs-QP bestimmen [Pat02]. Beispiele sind in der Abb. 2.3 dargestellt. Für einen einzelnen Oberflächen-QP lassen sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger im Ortsraum mit der Raster-Tunnel-Spektroskopie experimentell untersuchen [Mal03].

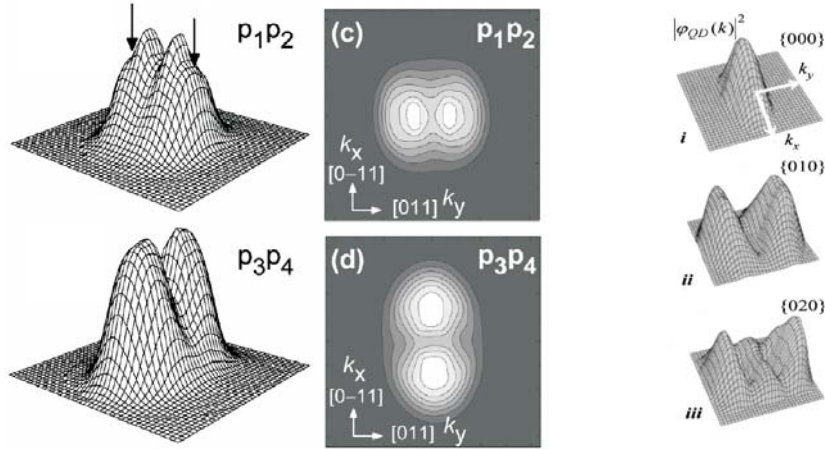


Abbildung 2.3: Aus Magneto-Kapazitäts- [Wib05] und Magneto-Tunnelspektroskopie [Pat02] experimentell bestimmte Aufenthaltswahrscheinlichkeiten im Impulsraum von Elektronen in eingebetteten QP.

Einfluss von Magnetfeldern

Magnetfelder können die elektronische Struktur der Zustände in den QP verändern. Ein sehr einfaches Modell beschreibt die Energiestruktur für eingebettete, in GaAs vergrabene InAs-QP in einem senkrechten Magnetfeld anhand eines zweidimensionalen, harmonischen Oszillators. Hier werden keine weiteren oben angesprochenen QP-Modellparameter mit berücksichtigt. Die Annahme kann zur Beschreibung der Magnetfelddispersion der QP-Niveau-Energien herangezogen werden. Das Modell eines zweidimensionalen, harmonischen Oszillators ist gerechtfertigt, da QP eine sehr viel größere Ausdehnung in lateraler Richtung als in Wachstumsrichtung z haben. Die Energiestruktur der QP wird hauptsächlich durch das laterale Einschlusspotential bestimmt, während in z -Richtung nur der Grundzustand besetzt wird. Mit dem Potential $V = \frac{1}{2}m^*\omega_0(x^2 + y^2)$ für den Oszillator ergeben sich Energie-Eigenwerte $E_{n,l} = (2n + |l| + 1)\hbar\omega_0$, abhängig von der radialen Quantenzahl n und der Drehimpulsquantenzahl l [Foc28]. In Anlehnung an die Atomphysik werden die untersten Zustände als s -Niveau ($n = 0, l = 0$), p -Niveau ($n = 0, l = \pm 1$) und d -Niveau ($n = 0, l = \pm 2$ bzw. $n = 1, l = 0$) bezeichnet. Im Gegensatz zum dreidimensionalen Potential gibt es in zwei Dimensionen einen s -Zustand, zwei entartete p -Zustände und drei entartete d -Zustände. Unter Berücksichtigung der zweifachen Spinentartung sind das s -Niveau zweifach, das p -Niveau 4-fach und das d -Niveau 6-fach entartet. Ein senkrecht zur QP-Ebene angelegtes Magnetfeld bewirkt eine Aufhebung der l -Entartung. Die Niveaus spalten in die sogenannten Fock-Darwin-Niveaus auf [Foc28]. Für die Energie-Eigenwerte in diesem Ein-Teilchen-Modell gilt:

$$E_{n,l} = (2n + |l| + 1)\hbar\Omega + \frac{1}{2}\hbar\omega_c l. \quad (2.1)$$

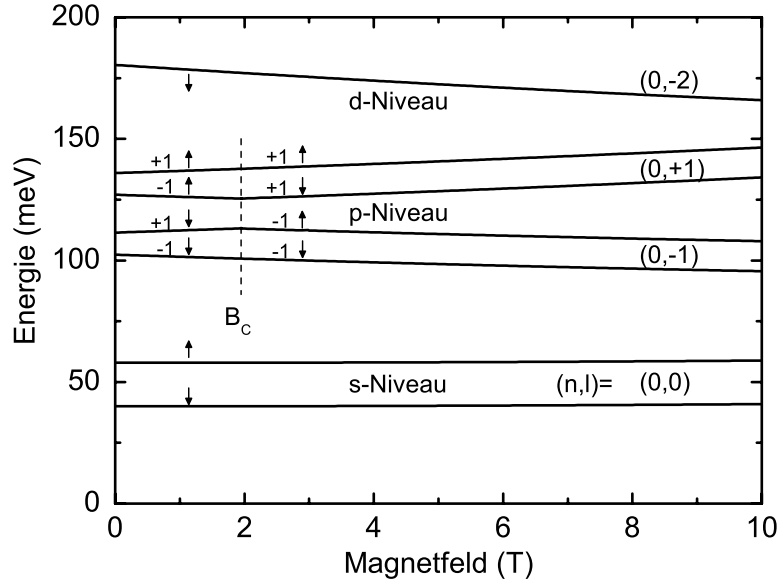


Abbildung 2.4: Energieniveaus nach Warburton *et al.* für die ersten sieben Elektronen in einem QP mit einem energetischen Abstand zwischen s - und p -Niveau von $E_{sp} = \hbar\omega_0 = 40$ meV [War98].

Hierbei ist $\omega_c = eB/m^*$ die Zyklotronfrequenz und $\Omega = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_c^2}$ eine effektive Frequenz, die sich aus ω_0 und ω_c zusammensetzt. In einem Viel-Teilchen-Modell wird die Entartung der QP-Niveaus zusätzlich durch Coulomb- und Austauschwechselwirkungen aufgehoben [War98]. Dies wird zusammen mit der Aufhebung der l -Entartung durch das Magnetfeld in der Abb. 2.4 dargestellt.

2.1.2 Wachstum von selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten

Es gibt verschiedene experimentelle Methoden, Quantenpunkte zu realisieren. In früheren Experimenten wurden Quantenpunkte durch e-Beam-Lithographie hergestellt [Ash96]. In den letzten Jahren hat sich immer mehr die AFM-Lithographie zur Herstellung von QP etabliert [Rog06]. Weitere Arten von QP können durch chemische Reaktionen hergestellte Nanocluster sein [Bor03].

Weiterhin bieten Selbstorganisationsprozesse in der Halbleiterepitaxie sehr effektive Methoden für die Bildung von QP. Abhängig von experimentellen Bedingungen (z.B. Substrattemperatur oder Wachstumsraten) und Materialparametern (z.B. Gitterfehlpassung zwischen Substrat- und deponierten Material) kann es zu den in der Abb. 2.5 gezeigten Wachstumsmodi in der Halbleiterepitaxie kommen. Bei gitterangepassten Systemen ist die Oberflächenenergie des Substrates σ_s größer als die Ober-

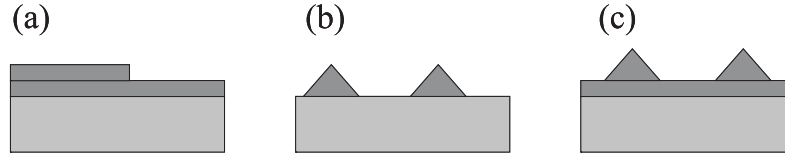


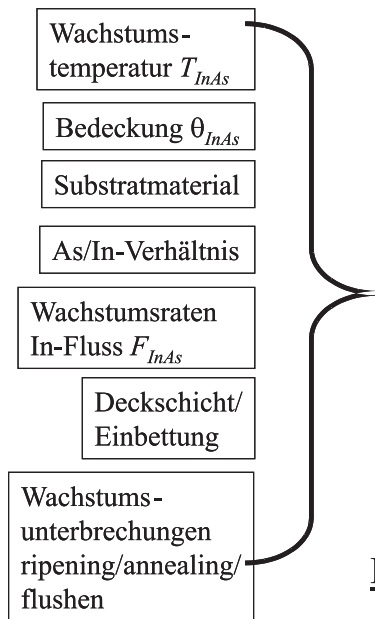
Abbildung 2.5: Schema der drei Wachstumsmodi in der Halbleiterepitaxie (a) Frank-van der Merwe Wachstum (Lagenwachstum), (b) Volmer-Weber Modus und (c) Stranski-Krastanow Wachstumsmodus

flächenenergie der epitaktisch gewachsenen Schicht σ_e plus der Grenzflächenenergie σ_g . Dadurch wird $\Delta\sigma = \sigma_e + \sigma_g - \sigma_s < 0$, und es kommt zum (a) Frank-van der Merwe oder auch Lagenwachstum (z.B. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ auf GaAs). Große Gitterfehlpasungen zwischen Substrat und epitaktischer Schicht oder hohe Grenzflächenenergien (d.h. $\Delta\sigma > 0$) führen zum Volmer-Weber Wachstum (b), bei dem dreidimensionale Inseln auf dem Substrat gebildet werden. Ein Beispiel ist die GaAs-Tröpfchen- oder Droplet-Epitaxie, bei der die Verdampfermaterialien der MBE (für MBE siehe Kap. 3.1) aus der Flüssigphase auf dem Substrat abgeschieden und anschließend auskristallisiert werden [Man06, Oka07]. Ist die Gitterfehlpassung des Substrates und der deponierten Schicht moderat, kommt es zum Stranski-Krastanow Modus [Str37]. Hier werden die ersten Monolagen verspannt im Lagenwachstum aufgebracht ($\Delta\sigma < 0$). Werden die Schichten dicker, wächst die Verspannungsenergie ($\Delta\sigma > 0$), und es kommt zu einer Relaxation der Verspannung durch Bildung kohärent verspannter, isolierter Inseln.

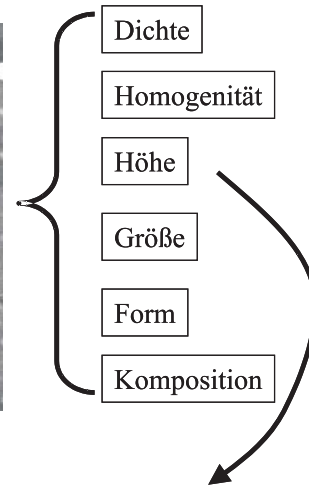
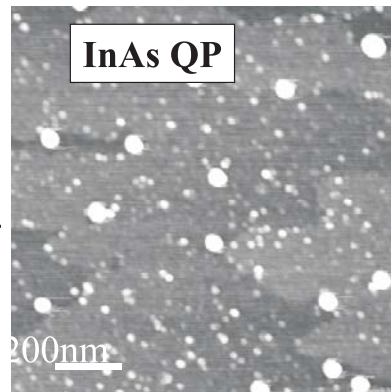
Bekanntes Beispiel ist das hier im Rahmen dieser Arbeit untersuchte InAs/GaAs-System mit einer 7%igen Gitterfehlpassung. Werden 1 – 2 Monolagen (ML) InAs sehr langsam abgeschieden (≈ 1 Monolage $\approx 0,3$ nm in der Sekunde), bildet sich eine dünne, verspannt aufgewachsene (pseudomorphe) Schicht, die sogenannte Wettinglayer (WL) oder Benetzungsschicht. Ab einer kritischen InAs-Bedeckung ($\Theta_c \approx 1,7$ ML [Ger92, Leo94, Hey01]) wird die Verspannungsenergie durch die Bildung kohärent verspannter, einkristalliner InAs-Quantenpunkte abgebaut. Dieser abrupte Übergang wird 2D/3D-Übergang genannt und kann mit Elektronenbeugung (RHEED: Reflection high-energy electron diffraction) während des Wachstums beobachtet werden. Weitere QP-Systeme sind das Si/Ge-System [Eag90, Kap00b] oder das GaSb/GaAs-System [Ben96, MK01, Gel03]. Der oben angesprochene Übergang vom zwei- zum dreidimensionalen Wachstum geschieht in einem sehr schmalen Wachstumsfenster. Aus diesem Grund muss der Wachstumsprozess im Monolagenbereich sehr genau kontrollierbar sein. Dies lässt sich mit der Metallorganischen Gasphasenepitaxie (MOCVD) oder mit der in dieser Arbeit verwendeten Molekularstrahlepitaxie (MBE) erreichen.

Für das kontrollierte MBE-Wachstum von selbstorganisierten Quantenpunkten spielen sehr viele Prozessparameter eine Rolle. Dies soll in der Abb. 2.6 verdeutlicht werden. Über die Wachstumsparameter lassen sich die strukturellen und damit die elektronischen und optischen Eigenschaften der InAs-Quantenpunkte kontrollieren und gezielt variieren. So lassen sich z.B. Dichte und Größe der QP über die Wachs-

Wachstumsparameter



Strukturelle Eigenschaften



Elektronische und optische Eigenschaften

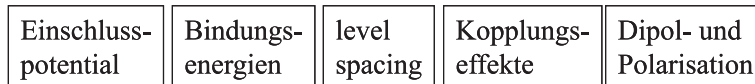


Abbildung 2.6: Wachstumsparameter und deren Einflüsse auf die strukturellen und damit optischen und elektronischen Eigenschaften selbstorganisierter InAs-Quantenpunkte. In der Mitte ist ein $1 \mu\text{m}^2$ AFM-Bild mit InAs-QP dargestellt. Der Kontrast wurde erhöht, um mono-atomare Stufen sichtbar zu machen. Die QP sind die großen weißen Punkte. Die kleinen Punkte sind Nukleationskeime der QP [Krz02].

tumstemperatur [Hey01] oder die InAs-Wachstumsraten [Joy00] variieren. Durch die Wahl des Substrates (InAs/InP [Pet99] oder InAs/GaAs(311)A [Tem03]) kann die Form der QP variiert werden. Die QP zeigen eine laterale Anisotropie, welche sich z.B. in einer optischen Polarisation der Photolumineszenzsignale oder in aufgespaltenen Niveaus äußert. Durch eine räumliche Anisotropie der QP kann es zu einer Aufhebung der l -Entartung und damit zu einer Aufspaltung der p -Niveaus auch ohne senkrechttes Magnetfeld kommen [Pet99].

2.2 Eigenschaften von Schottkydioden

Die Quantenpunkte werden im Rahmen dieser Arbeit in Schottkydioden eingebettet, um die elektronischen Eigenschaften mit Deep Level Transientspektroskopie (DLTS) und Kapazitäts-Spannungsmessungen (CV) zu untersuchen. In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Eigenschaften von homogen dotierten bzw. nicht-homogen dotierten Schottkydioden (mit Quantenpunkten) erläutert.

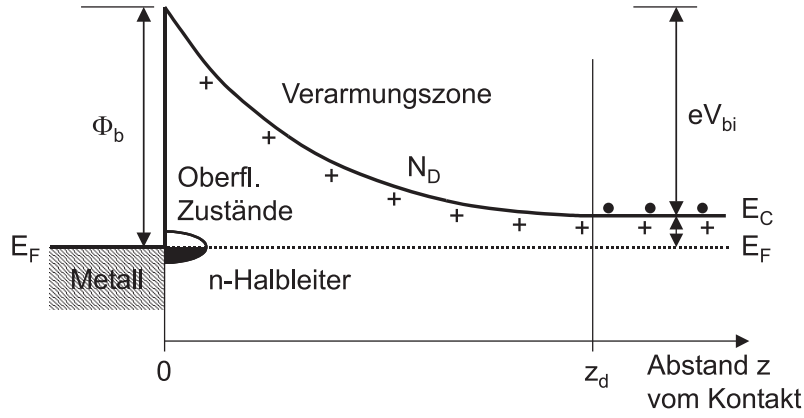


Abbildung 2.7: Verlauf des Leitungsbandes E_C einer homogen n-dotierten Schottkydiode mit der Schottkybarrierenhöhe ϕ_b , der Dotierdichte N_D , der Verarmungslänge z_d und V_{bi} als Diffusionsspannung (*built-in voltage*).

2.2.1 Homogen dotierte Schottkydioden

Ein Schottkykontakt entsteht beim Aufbringen eines Metalles auf einen dotierten Halbleiter [Blo92, Iba02, Sze85]. In der Abb. 2.7 ist ein derartiger Metall-(n-dotierter) Halbleiter-Übergang ohne äußere angelegte Gate-Spannung zu sehen, in dem die Fermienergien E_F beider Materialien gleich sind. An der Oberfläche des Halbleiters ist die Fermienergie aufgrund einer großen Oberflächenzustandsdichte festgesetzt (*Fermi level pinning*) [Blo92]. Daraus resultiert an der Grenzfläche die sogenannte Schottkybarriere ϕ_b , eine Verbiegung des Leitungs- und Valenzbandes. Diese beträgt bei GaAs etwa $\phi_b \approx 0,8$ eV und ist relativ unabhängig vom verwendeten Metall [Myb98]. Die Bandverbiegung resultiert durch elektrische Felder, welche durch eine Ladungstrennung von Elektronen und Donatorrümpfen hervorgerufen werden. Elektronen diffundieren in die Oberflächenzustände und lassen positiv ionisierte, ortsfeste Donatoren zurück, welche eine positive, homogene Raumladung bilden. Dieses Gebiet wird Raumladungs- bzw. Verarmungszone (*depletion layer*) genannt. Im Metall kann aufgrund der sehr hohen Elektronendichte eine Bandverbiegung vernachlässigt werden. Befindet sich der Metall-Halbleiter-Übergang im thermischen Gleichgewicht, kann die Bandverbiegung ϕ_b durch die Diffusionsspannung V_{bi} beschrieben werden, die sich aus der Schottkybarrierenhöhe ϕ_b und der Fermienergie bezüglich der Leitungsbandkante $E_C - E_F$ außerhalb der Raumladungszone ergibt (s. Abb. 2.7):

$$\phi_b = eV_{bi} + (E_C - E_F). \quad (2.2)$$

Die Bandverbiegung lässt sich durch Anlegen einer externen Gate-Spannung V_g zwischen Metall und Halbleiter beeinflussen, wobei für den Potentialhub V einer n-dotierten Schottkydiode gilt: $V = V_{bi} - V_g$. Der Potentialhub ist der Betrag der Bandverbiegung. Er bezieht sich auf die Lage der Leitungsbandkante außerhalb der Verarmungszone.

Verarmungslänge und -kapazität

Die Ausdehnung der Verarmungszone wird als Verarmungslänge z_d bezeichnet. Diese ist abhängig vom Potentialhub V und der effektiven Dotierung $N_{eff} = N_D - N_A$, mit der Akzeptordichte N_A , welche im Folgenden für n-dotierte Proben vernachlässigt werden kann [Sch05a]. Mit der Annahme eines abrupten Übergangs der Verarmungszone (*depletion approximation* [Sze85, Blo92]) ergibt sich durch Integration der eindimensionalen Poissongleichung über die gesamte Verarmungszone ein parabelförmiger Verlauf. Für den Potentialhub kann geschrieben werden:

$$-\phi(z) = V(z) = \frac{1}{2} \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z)^2 \quad \text{für} \quad 0 \leq z \leq z_d. \quad (2.3)$$

Dabei ist z der Abstand zum Schottkykontakt. Der Potentialhub am Schottkykontakt ist für $z = 0$:

$$V = \frac{1}{2} \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} z_d^2. \quad (2.4)$$

Die Verarmungslänge kann als Funktion des Potentialhubes bzw. der Gate-Spannung geschrieben werden:

$$z_d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{eN_D} V} = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{eN_D} (V_{bi} - V_G)}. \quad (2.5)$$

Durch Integration ergibt sich für das elektrische Feld in der Verarmungszone:

$$-F(z) = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z). \quad (2.6)$$

Die *depletion approximation* ist eine gültige Näherung für einen hinreichend großen Potentialhub $V \gg kT/2e$ bzw. $z_d \gg L_D$, mit der Debye-Länge L_D [Blo92]:

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{e^2 N_D}}. \quad (2.7)$$

Durch das Messen der Verarmungskapazität C (kurz: Kapazität) kann die Verarmungslänge z_d direkt über die Gleichung des Plattenkondensators $C = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{z_d}$ bestimmt werden. Dabei ist A die Gate-Fläche. Mit Gl. (2.5) kann die Kapazität als Funktion der Gate-Spannung geschrieben werden:

$$C = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{z_d} = A \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 e N_D}{2V}} \quad \text{mit} \quad V = V_{bi} - V_g. \quad (2.8)$$

2.2.2 Schottkydioden mit eingebetteten Quantenpunkten

Wird eine QP-Schicht in eine Schottkydiode integriert, können die Ladungsträger in den Quantenpunkten näherungsweise als zweidimensionale, homogen verteilte Flächenladung beschrieben werden. Dabei muss der Abstand der Quantenpunkte

untereinander sehr viel kleiner sein als der Abstand zum Verarmungszonenrand. Für mit Elektronen geladene QP kann die negative Ladung geschrieben werden als:

$$\sigma_Q = -en_Q = -ieN_Q. \quad (2.9)$$

Hierbei ist n_Q die Flächendichte der Elektronen in der QP-Ebene, i die Anzahl der Elektronen pro QP (Besetzung) und N_Q die Flächendichte der QP.

Wenn die QP-Schicht in der Verarmungszone einen Abstand z_Q vom Schottkykontakt hat, gilt für den Potentialverlauf:

$$V(z) = \frac{1}{2} \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z)^2 - \begin{cases} 0 & z_Q \leq z \leq z_d \\ \frac{en_Q}{\epsilon\epsilon_0} (z_Q - z) & z \leq z_Q \end{cases} \quad (2.10)$$

Für den Potentialhub am Schottkykontakt ergibt sich mit $z = 0$:

$$V = \frac{1}{2} \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} z_d^2 - \frac{en_Q}{\epsilon\epsilon_0} z_Q. \quad (2.11)$$

Die Verarmungslänge wird geschrieben als:

$$z_d = \sqrt{\frac{2}{eN_D} (\epsilon\epsilon_0 V + en_Q z_Q)} \quad \text{mit} \quad V = V_{bi} - V_G, \quad (2.12)$$

und die Kapazität als:

$$C = \epsilon\epsilon_0 A \sqrt{\frac{eN_D}{2(\epsilon\epsilon_0 V + en_Q z_Q)}}. \quad (2.13)$$

Dementsprechend hängt die Kapazität bei konstanter Gate-Spannung von der Ladung in den QP ab. Da die Kapazität wurzelförmig von der Ladungsdichte in der QP-Ebene abhängt, kann man Gl. (2.13) für kleine n_Q ($N_D \gg n_Q$) linear nähern:

$$C = \underbrace{\epsilon\epsilon_0 A \cdot \sqrt{\frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0 V}}}_{C_\infty} \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \frac{en_Q z_Q}{\epsilon\epsilon_0 V}\right). \quad (2.14)$$

Der Term vor der Klammer wird als Ruhekapazität C_∞ der Diode für ungeladene QP bezeichnet. Der Nenner in der Klammer kann durch die Ruheverarmungslänge $z_{d\infty}$ und die Dotierdichte N_D ausgedrückt werden ($eN_D z_{d\infty}^2 = 2\epsilon\epsilon_0 V$):

$$C = C_\infty \cdot \left(1 - \frac{n_Q z_Q}{z_{d\infty}^2 N_D}\right). \quad (2.15)$$

Für die Kapazitätsänderung $\Delta C = C - C_\infty$, normiert auf die Ruhekapazität, kann man nun schreiben:

$$\frac{\Delta C}{C_\infty} = \frac{C_\infty - C}{C_\infty} = \frac{n_Q z_Q}{N_D z_{d\infty}^2}. \quad (2.16)$$

In Abb. 2.8 sind die Leitungsbandverläufe einer n-dotierten Schottkydiode für (a) leere bzw. für (b) mit Elektronen gefüllte QP dargestellt. Durch die Flächenladung

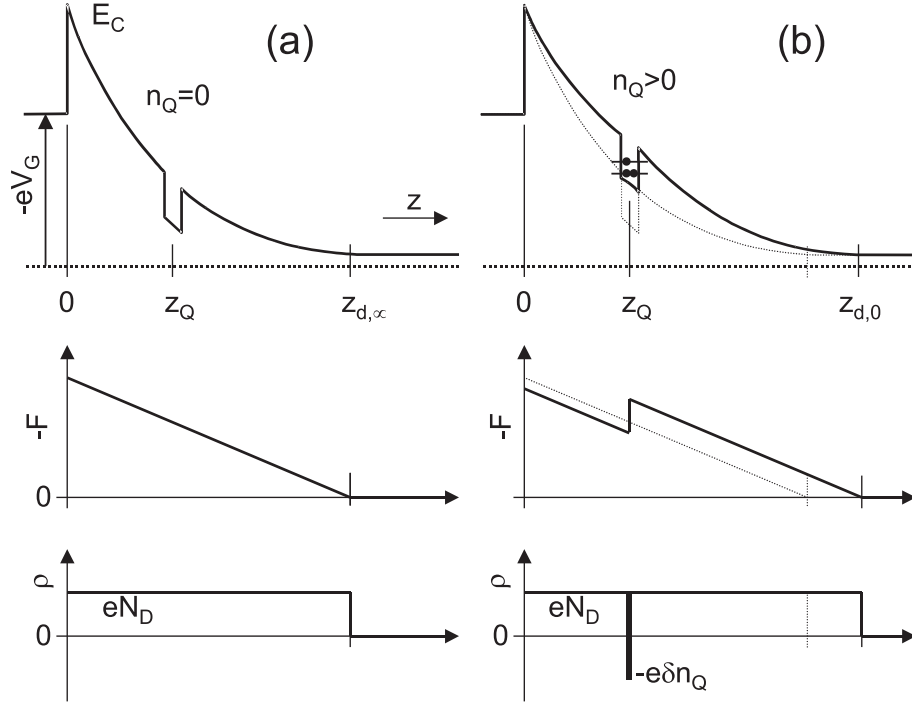


Abbildung 2.8: Leitungsbandverlauf E_C , Feldstärke F und Ladungsverteilung ρ einer n-dotierten Schottkydiode mit eingebetteten Quantenpunkten, welche (a) ungeladen oder (b) geladen sind. In (b) sind die gepunkteten Kurven aus (a) vergleichend dargestellt.

$-en_Q$ ergibt sich ein Feldstärkesprung in der QP-Ebene um den Betrag $en_Q/\epsilon\epsilon_0$. Die Feldstärke auf der dem Substrat zugewandten Seite ($z > z_Q$) ist dem Betrag nach größer als der der Oberfläche zugewandten Seite:

$$-F(z) = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z) - \begin{cases} \frac{en_Q}{\epsilon\epsilon_0} & z < z_Q \\ 0 & z_Q \leq z \leq z_d \end{cases} \quad (2.17)$$

Für DLTS-Experimente ist die Feldstärke auf der dem Substrat zugewandten Seite von Bedeutung. Diese wird weiterhin als Emissionsfeldstärke F_Q bezeichnet. Man erhält aus Gl. (2.17) unter der Annahme, dass sich die QP innerhalb der Verarmungszone befinden:

$$F_Q = -F(z_Q) = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z_Q) \quad \text{mit} \quad z_Q \leq z_d. \quad (2.18)$$

Die Emissionsfeldstärke ist proportional zum Abstand des Verarmungszonenrandes von der QP-Ebene.

Die Ausdehnung der Verarmungszone ist sowohl von der Gate-Spannung als auch von der Besetzung der Quantenpunkte (s. Gl. (2.12)) abhängig. So ist die gesamte Emissionsfeldstärke abhängig vom Potentialhub, der QP-Besetzung i und der QP-Dichte N_Q :

$$F_Q = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z_Q) \quad \text{mit} \quad n_Q = i \cdot N_Q. \quad (2.19)$$

2.3 Störstellen

In diesem Abschnitt werden zunächst die Wechselwirkungen von Ladungsträgern an den Bandkanten mit Störstellen innerhalb der Bandlücke beschrieben. QP können näherungsweise auch als Störstellen betrachtet werden. Mit Störstellen werden hier aber Punktdefekte bezeichnet, welche keine räumliche Ausdehnung besitzen. Solche Defekte werden im Kristall üblicherweise durch Fremdatome, Fehlstellen (*vacancies*) oder Atomen auf Zwischengitterplätzen (*interstitials*) verursacht [Pan92]. Neben Punktdefekten existieren auch ausgedehnte Defekte, wie z.B. Versetzungen oder Defekt-Cluster [Fig90, Mol99]. Derartige Defekte können eine Vielzahl von Ladungsträgern aufnehmen und die Bandstruktur lokal verändern. Im Anschluss wird die Ladungsträgerdynamik in Quantenpunkten betrachtet. Die QP können abhängig von ihren Dimensionen, Formen, Orientierungen oder Kompositionen mehrere Energieniveaus aufweisen, welche von mehreren Ladungsträgern besetzt werden können. Hierin unterscheiden sie sich deutlich von einfachen Punktdefekten. Weiterhin liegen die QP in einer Ebene, sind also nicht homogen verteilt.

2.3.1 Ladungsträgerdynamik

Störstellen wechselwirken mit den freien Ladungsträgern an den Bandkanten über vier grundlegende Prozesse [Blo92]: Elektroneinfang, Elektronemission, Locheneinfang und Lochemission. In Abb. 2.9 sind diese vier Prozesse schematisch dargestellt. Die

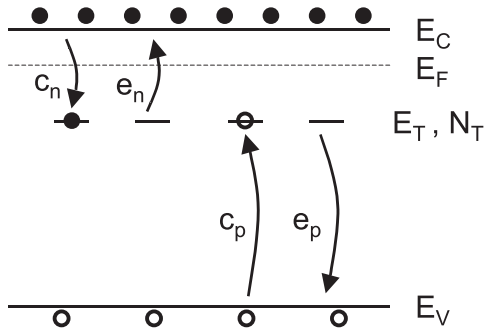


Abbildung 2.9: Einfang- und Emissionsprozesse von Störstellen mit der Energie E_T und einer Dichte N_T .

Größen c_n und c_p bezeichnen dabei die Einfangraten und e_n bzw. e_p die Emissionsraten von Elektronen bzw. Löchern. Viele der folgenden Zusammenhänge gelten für Elektronen wie für Löcher. Im Folgenden wird deshalb die Beschreibung für Elektronen durchgeführt und nur an den wichtigen Stellen auf die Löcher eingegangen.

Die Einfangrate für Elektronen c_n pro nicht besetzter Störstelle ist gegeben durch ihren Einfangwirkungsquerschnitt σ_n und den Fluss von freien Elektronen $n \cdot v_n$ im Leitungsband. Dabei ist n die Dichte der freien Elektronen und v_n deren mittlere quadratische thermische Geschwindigkeit:

$$c_n = \sigma_n v_n n \quad \text{mit} \quad v_n = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}}. \quad (2.20)$$

Hierbei ist k die Boltzmannkonstante und m^* die effektive Masse der Elektronen. Sei nun n_T die Dichte der mit Elektronen besetzten Störstellen. Die Änderung dn_T/dt der Besetzung resultiert aus den Raten der vier einzelnen Prozesse:

$$\frac{dn_T}{dt} = (c_n + e_p)(N_T - n_T) - (e_n + c_p)n_T. \quad (2.21)$$

Locheinfang bzw. -Emission entsprechen der Abgabe bzw. Aufnahme eines Elektrons aus dem Valenzband. Entsprechend haben hier jeweils c_n und e_p sowie e_n und c_p das gleiche Vorzeichen.

Im thermischen Gleichgewicht ist die Besetzung der Störstellen konstant ($dn_T/dt = 0$). Weiterhin muss die Anzahl der emittierten und aufgenommenen Ladungsträger in den jeweiligen Bändern gleich sein (*Principle of detailed balance*). Daraus folgt:

$$e_n \hat{n}_T = c_n (N_T - \hat{n}_T) \quad \text{und} \quad c_p \hat{n}_T = e_p (N_T - \hat{n}_T). \quad (2.22)$$

Mit diesen Bedingungen und Gl. (2.21) ergibt sich dann die Gleichgewichtsbesetzung \hat{n}_T :

$$\frac{\hat{n}_T}{N_T} = \frac{c_n}{c_n + e_n} = \frac{e_p}{e_p + c_p}. \quad (2.23)$$

Befinden sich die Störstellen bei der Energie E_T in der Bandlücke (s. Abb. 2.9), gilt für die Gleichgewichtsbesetzung eines großkanonischen Ensembles:

$$\frac{\hat{n}_T}{N_T} = \frac{1}{1 + \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right)}, \quad (2.24)$$

wobei g_0 bzw. g_1 die Entartung des Störstellenzustandes im unbesetzten bzw. besetzten Fall sind [Blo92]. Für ein ausschließlich spinartetes Niveau ist $g_0/g_1 = 1/2$. Durch das Einsetzen von Gl. (2.24) in Gl. (2.23) können die Verhältnisse von Emissions- zu Einfangraten ausgedrückt werden durch:

$$\frac{e_n}{c_n} = \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right) \quad \text{bzw.} \quad \frac{e_p}{c_p} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(\frac{E_F - E_T}{kT}\right). \quad (2.25)$$

Die Störstelle wird mit Elektronen besetzt, wenn die Fermienergie über der Energie E_T liegt. Für Löcher gilt der umgekehrte Fall.

2.3.2 Emissionsrate

Mit den Gleichungen (2.20) und (2.25) kann ein Ausdruck für die Emissionsrate als Funktion der Temperatur gefunden werden:

$$e_n(T) = \sigma_n v_n n \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right). \quad (2.26)$$

Die Dichte der freien Elektronen n kann dabei für einen nichtentarteten Halbleiter ausgedrückt werden durch die effektive Zustandsdichte N_C des Leitungsbandes und der Boltzmannverteilung [Iba02]:

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad \text{mit} \quad N_C = g_s g_v \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}. \quad (2.27)$$

Hierbei sind g_s die Spinentartung, g_v die Valleyentartung und m^* die effektive Elektronenmasse an der Leitungsbandkante (GaAs: $g_v = 1$, $g_s = 2$, $m^* = 0.067 m_0$). Für die Emissionsrate kann man nun schreiben:

$$e_n(T) = \sigma_n v_n \frac{g_0}{g_1} N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right). \quad (2.28)$$

Durch Zusammenfassen von $v_n N_C = \gamma_n T^2$ gilt nun abschließend:

$$e_n(T) = \sigma_n \gamma_n \frac{g_0}{g_1} T^2 \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right). \quad (2.29)$$

Dieser Ausdruck ist nicht von der Fermienergie abhängig, sondern im Wesentlichen von der Bindungsenergie $E_i = E_C - E_T$ der Störstelle, dem Einfangwirkungsquerschnitt und der Temperatur. γ_n ist dabei eine für jedes Halbleitermaterial und jeden Ladungsträgertyp spezifische Konstante. Für n-GaAs ist $\gamma_n = 2.247 \times 10^{20} \text{ K}^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$:

$$\gamma_n = g_s g_v \sqrt{3} (2\pi)^{\frac{3}{2}} k^2 m^* h^{-3}. \quad (2.30)$$

2.3.3 Aktivierungsenergie und Wirkungsquerschnitt

Der Einfangwirkungsquerschnitt σ_n kann je nach Art der Störstelle temperaturabhängig sein [Hem98]. Nimmt man an, die Temperaturabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes folgt einem einfachen Arrheniusgesetz, kann man schreiben:

$$\sigma_n = \sigma_{n\infty} \exp\left(-\frac{E_{\sigma na}}{kT}\right). \quad (2.31)$$

Hierbei wird $E_{\sigma na}$ als die Aktivierungsenergie des Wirkungsquerschnittes bezeichnet. Mit Gl. (2.35) kann dann für die Emissionsrate geschrieben werden:

$$e_n(T) = \sigma_{n\infty} \gamma_n \frac{g_0}{g_1} T^2 \exp\left(-\frac{(E_C - E_T) + E_{\sigma na}}{kT}\right). \quad (2.32)$$

Im Exponenten steht nun zusätzlich die Aktivierungsenergie des Wirkungsquerschnittes $E_{\sigma na}$. Die resultierende Energie wird als Aktivierungsenergie $E_{na} = (E_C - E_T) + E_{\sigma na}$ bezeichnet und ist entsprechend größer als die Bindungsenergie der Störstelle. Oft sind die Entartungsfaktoren nicht bekannt und werden deshalb in

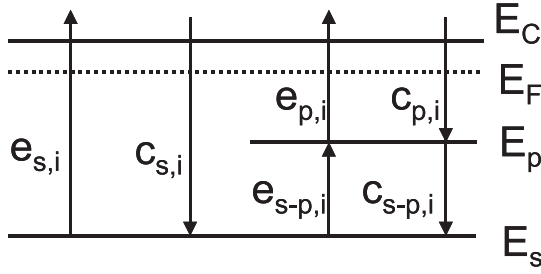


Abbildung 2.10: Emissions- und Einfangprozesse von Elektronen in Quantenpunkten. Als Vereinfachung wird jeweils nur eine Energie für das s - und p -Niveau genommen.

einem effektiven Wirkungsquerschnitt $\sigma_{na} = \sigma_{n\infty} \frac{g_0}{g_1}$ zusammengefasst, so dass man Gl. (2.32) schreiben kann:

$$e_n(T) = \sigma_{na} \gamma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_{na}}{kT}\right). \quad (2.33)$$

und analog für Löcher:

$$e_p(T) = \sigma_{pa} \gamma_p T^2 \exp\left(-\frac{E_{pa}}{kT}\right). \quad (2.34)$$

Die Größen E_{na} und σ_{na} bzw. E_{pa} und σ_{pa} sind experimentell zugänglich und werden als Charakteristika der Störstellen angegeben. Im weiteren Text wird kurz E_a und σ_a geschrieben, da nur Austausch von Elektronen aus Defekt- bzw. QP-Zuständen mit dem Leitungsband betrachtet werden. Die Aktivierungsenergie des Wirkungsquerschnittes ist meistens deutlich kleiner als die Bindungsenergie der Störstelle, so dass $E_a \approx E_C - E_T$. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher der Wirkungsquerschnitt als temperaturunabhängig angenommen. Eine im Experiment bestimmte Aktivierungsenergie entspricht dann bei rein thermischer Emission der Bindungsenergie $E_i = E_C - E_T$ eines Elektrons.

2.3.4 Ladungsträgerdynamik in Quantenpunkten

Quantenpunkte haben im Unterschied zu einfachen Störstellen mehrere Energieniveaus, welche von mehreren Elektronen besetzt werden können. Die Coulombwechselwirkungen der Ladungsträger im QP führt zu unterschiedlichen Emissions- oder Einfangraten für Elektronen aus bzw. in ein QP-Niveau. Dies bedeutet, dass die Emission von Elektronen aus höheren Niveaus die Emission von s -Elektronen beeinflussen kann. Zusätzlich können Kaskadenprozesse eine Rolle spielen. Dies sind mehrstufige Emissions- oder Einfangprozesse. In der Abb. 2.10 werden die für QP relevanten Prozesse dargestellt. In der Ref. [Eng05] werden theoretisch Emissionsprozesse detailliert für mehrere Emissionspfade diskutiert. Für ein eingefangenes Elektron im QP kann geschrieben werden [Eng05]:

$$e_i(T) = \sigma_n \gamma_n \frac{g_{i-1}}{g_i} T^2 \exp\left(-\frac{E_C - [E(i) - E(i-1)]}{kT}\right). \quad (2.35)$$

Hierbei ist i die Anzahl der Elektronen im QP, g_{i-1} und g_i die Entartungen des QP-Niveaus mit $i-1$ Elektronen bzw. i Elektronen. Die Differenz $E(i) - E(i-1)$

ist der Energieunterschied der Vielteilchenzustände. Der Unterschied zu einfachen Störstellen liegt in den unterschiedlichen Besetzungszuständen eines Niveaus und damit verschiedenen Entartungsfaktoren g_{i-1}/g_i der Quantenpunkte. Die Entartungsfaktoren sind abhängig von der QP-Besetzung und dem jeweiligen Emissionsprozess. Dies ist in der Abb. 2.11 schematisch dargestellt. Verschiedene Emis-

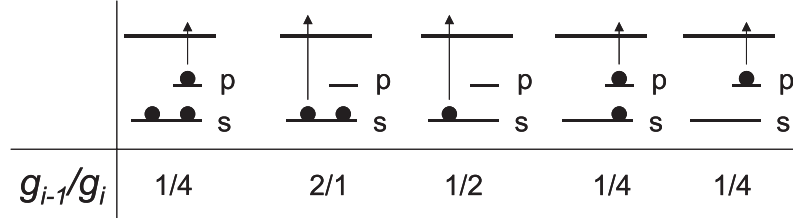


Abbildung 2.11: Beispiele für Konfigurationen und Entartungsfaktoren bei der Emission von bis zu drei Elektronen aus den QP [Eng05].

sionspfade bzw. Entartungsfaktoren können zu einem temperaturabhängigen effektiven Einfangwirkungsquerschnitt führen. Dadurch können im DLTS-Experiment gemessene Aktivierungsenergien von den tatsächlichen Bindungsenergien der Ladungsträger in den QP abweichen [Eng05]. Im Rahmen dieser Arbeit konnte jedoch in Tunneltransientspektroskopie-Experimenten gezeigt werden, dass Korrekturen durch temperaturabhängige Wirkungsquerschnitte bzw. verschiedene Entartungsfaktoren nicht auftreten [Sch06f, Sch06d]. Aus diesem Grund können die QP-Zustände in DLTS-Experimenten näherungsweise als Punktdefekte angesehen werden.

2.4 Emissionsprozesse

In diesem Abschnitt werden die Emissionsprozesse (Abb. 2.12) vorgestellt, mit denen die Ladungsträger aus den QP emittiert werden können. Durch das Anlegen einer negativen Gate-Spannung an eine n-dotierte Schottkydiode, wird das Leitungsband und eventuelle Störstellen über die Fermienergie gehoben, die Diode ist nicht mehr im thermischen Gleichgewicht. Es kommt zur Bildung einer ladungsträgerfreien Verarmungszone. Das System strebt einen neuen Gleichgewichtszustand an. Die Kapazitätstransiente in den Experimenten stellt die Relaxation in ein neues Gleichgewicht dar. In Störstellen bzw. QP-Niveaus befindliche Elektronen können thermisch emittiert werden. Weiterhin können Ladungsträger in den Störstellen über Tunnelprozesse mit dem Leitungsband wechselwirken, wobei die Tunnelemissionsrate durch die Breite und Tiefe der Barriere und damit durch die Emissionsfeldstärke und die Bindungsenergie bestimmt wird. Ein dritter Prozess ist eine Mischung aus den beiden oben genannten Emissionsprozessen. Dies wird als thermisch assistiertes Tunneln (TAT) bezeichnet [Vin79, Pon79, ME80, ME82a, ME82b]. Da bei Emissionsprozessen ein elektrisches Feld vorhanden ist, kann das TAT eine wichtige Rolle bei der Bestimmung von Emissionsraten spielen. Ein weiterer Effekt, der durch die Verkippung des Leitungsbandes durch eine Gate-Spannung auftritt, ist der Poole-

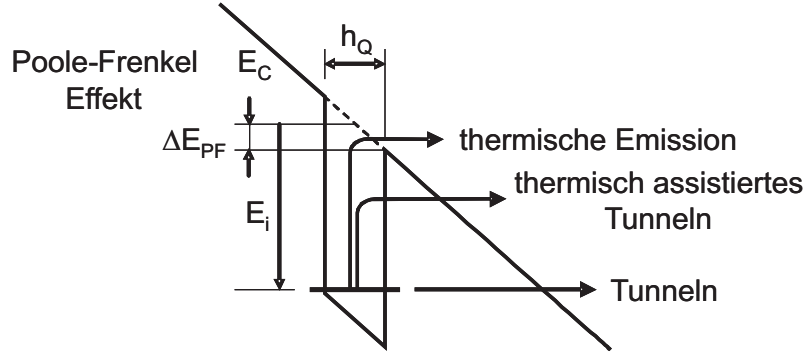


Abbildung 2.12: Übersicht über die möglichen Emissionsprozesse von Elektronen aus einem Niveau mit einem Abstand E_i zur GaAs-Leitungsbandkante. Der Leitungsbandverlauf ist eine Vereinfachung. Coulombeffekte sind nicht dargestellt. Relevante Emissionsprozesse sind die thermische Emission, die Tunnelemission und das thermisch assistierte Tunneln. Der Poole-Frenkel-Effekt ist ebenfalls skizziert.

Frenkel-Effekt [Fre38, Har68]. Er bewirkt eine Verkleinerung der Emissionsbarriere durch die Verkippung des endlich ausgedehnten Einschlusspotentials im elektrischen Feld.

2.4.1 Thermische Emission

Die thermische Emission von Ladungsträgern wird beschrieben durch:

$$e_n(T) = \sigma_{na} \gamma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_{na}}{kT}\right). \quad (2.36)$$

In der Abb. 2.13(a) sind mit Gl. (2.36) berechnete thermische Emissionsraten in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene, für QP typische Aktivierungsenergien dargestellt. Mit dem DLTS-Verfahren lassen sich Emissionsraten bis etwa 10^4 s^{-1} erfassen. Im Experiment wird jede Störstelle in einem bestimmten Temperaturbereich beobachtet. Der angenommene Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma_a = 1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$. Dieser Wert ist typisch für QP.

2.4.2 Tunnelemission

Tunnelbarrieren für Elektronen können näherungsweise im konstanten elektrischen Feld als Dreiecksbarrieren angenommen werden. Die Breite und Höhe der Dreiecksbarriere wird durch die Bindungsenergie $E_i = E_C - E_T$ und die Emissionsfeldstärke F_Q bestimmt. Die Tunnelrate durch eine Dreiecksbarriere ist gegeben durch [Kor77]:

$$e_{n,tunn} = \frac{eF}{4\sqrt{2m^*E_i}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*E_i}^3}{3e\hbar F}\right). \quad (2.37)$$

Der Exponentialterm resultiert aus der Lösung der Schrödingergleichung für ein Dreieckspotential nach der WKB-Methode (siehe z.B. [Mes81]) und entspricht dem

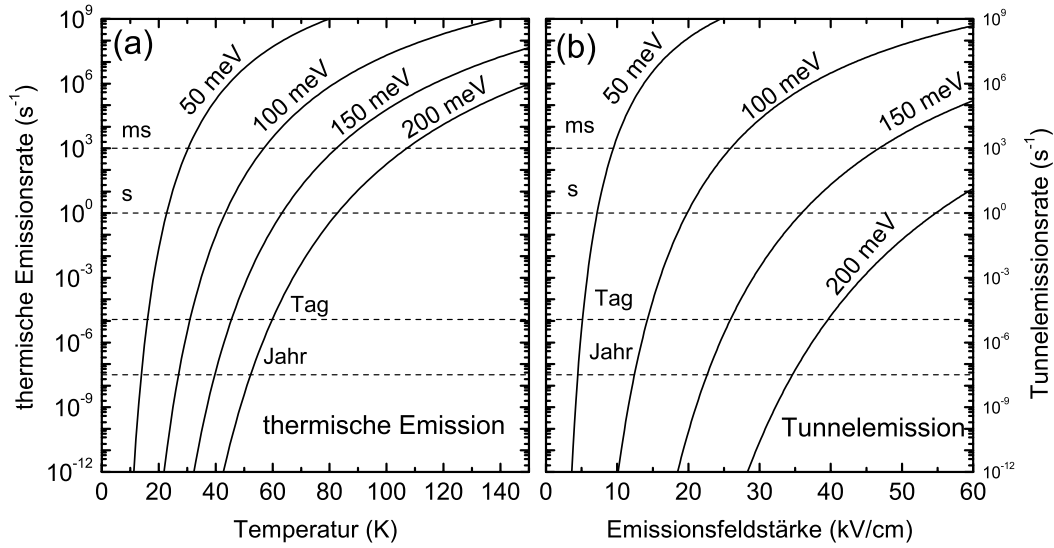


Abbildung 2.13: Thermische Emissionsraten (a) und Tunnelemissionsraten (b) für Elektronen.

Transmissionsfaktor der Barriere. In der Abb. 2.13(b) sind Tunnelraten für Elektronen in GaAs in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke für verschiedene Bindungsenergien E_i nach Gl. (2.37) dargestellt. Die Tunnelraten sind in Analogie zur thermischen Emission exponentiell abhängig von der Emissionsfeldstärke. Für besetzte QP ersetzt das Coulombpotential in unmittelbarer Nähe der QP den parabolischen Potentialverlauf in der Schottkydiode. Der Verlauf des Potentials kann dann durch eine modifizierte Dreiecksbarriere beschrieben werden.

2.4.3 Thermisch assistiertes Tunneln

Ein Elektron wird zunächst thermisch auf ein intermediäres Niveau angehoben. Anschließend tunnelt es durch die noch verbleibende (Dreiecks-) Barriere ins Leitungsband. Das TAT bewirkt eine drastische Erhöhung der Emissionsrate im Vergleich zur thermischen Emissionsrate.

Im Folgenden wird ein einfaches, eindimensionales Modell von Vincent *et al.* beschrieben (Vincent-Modell [Vin79]), welches die experimentellen Befunde in dieser Arbeit sehr gut beschreibt. Aufwendigere quantenmechanische Modelle berücksichtigen Elektron-Phonon-Wechselwirkung sowie Multiphonon-Prozesse [Pon79, ME82b]. In Abb. 2.14 ist das TAT schematisch dargestellt. Zunächst wird das Elektron thermisch von dem gebundenen Zustand mit der Energie E_i auf das intermediäre Niveau E mit einer thermischen Rate $e_{OQ} = e_n(E_i - E)$ angeregt. Anschließend tunnelt das Elektron mit einer Rate $e_{QR} = e_{tunnel}(E)$ ins Leitungsband. Eine Barrierenerniedrigung durch den Poole-Frenkel-Effekt wird an dieser Stelle vernachlässigt

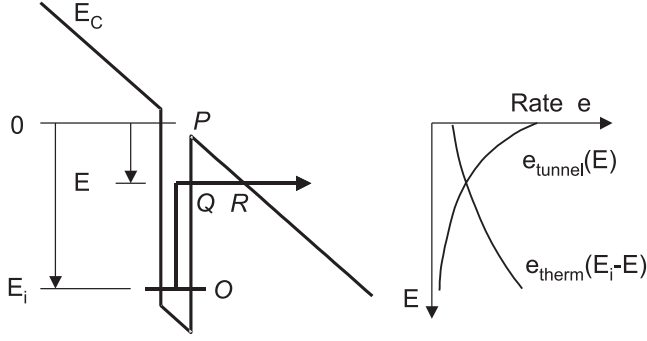


Abbildung 2.14:
Zum thermisch assistierten Tunneln (TAT).

(Dirac-Trog). Die gesamte Emissionsrate e_{OQR} kann nach Vincent *et al.* geschrieben werden als Produkt der Rate für die thermische Emission und dem Exponentialterm in der Gl. (2.37), also dem Transmissionskoeffizienten der Barriere bei der Energie E :

$$e_{OQR} = \sigma_n \gamma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_i - E}{kT}\right) \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*} E^{3/2}}{e\hbar F}\right) \quad (2.38)$$

$$= \underbrace{\sigma_n \gamma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)}_{e_n(E_i)} \exp\left(\frac{E}{kT} - \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*} E^{3/2}}{e\hbar F}\right). \quad (2.39)$$

Hier ist $e_n(E_i)$ die rein thermische Emissionsrate für die Emission über die gesamte Barriere nach Gl. (2.36). Diese Rate wird also um einen von E abhängigen Faktor erhöht. Das Niveau E stellt kein diskretes Niveau dar, sondern ist Teil eines fiktiven, kontinuierlichen Bandes. Dieses entsteht im elektrischen Feld durch Wechselwirkung des Quantentrog mit Zuständen des Leitungsbandkontinuums und erstreckt sich über die gesamte Tiefe des Potentials.

Durch Integration über die gesamte Tiefe des Potentials und addieren der Rate für die rein thermische Emission erhält man die effektive Emissionsrate e'_n , welche im Experiment gemessen wird:

$$\frac{e'_n}{e_n} = 1 + \int_0^{E_i} dE \underbrace{\frac{1}{kT} \exp\left(\frac{E}{kT} - \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*} E^{3/2}}{e\hbar F}\right)}_{\Gamma(E)}. \quad (2.40)$$

Der Faktor e'_n/e_n sei im Folgenden als Emissionsratenerhöhung (ERE) bezeichnet. Diese kann schon bei moderaten Emissionsfeldstärken einige Größenordnungen betragen. Im Maximum des Integranden $\Gamma(E)$ ist die Wahrscheinlichkeit für die Emission am größten. Die Maximumposition E_m ist dabei gegeben durch:

$$E_m = \left(\frac{e\hbar F}{2kT\sqrt{2m^*}}\right)^2. \quad (2.41)$$

Die ERE ist bei der Betrachtung von QP bei kleineren Feldern und höheren Temperaturen unabhängig von der Bindungsenergie E_i und kann analytisch gelöst werden

[Vin79]:

$$\frac{e'_n}{e_n} = 2\pi^{1/2} \frac{1}{kT^{3/2}} \frac{e\hbar F}{2\sqrt{2m^*}} \exp \left[\frac{1}{3} \frac{1}{kT^3} \left(\frac{e\hbar F}{2\sqrt{m^*}} \right)^2 \right]. \quad (2.42)$$

Kapitel 3

Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die experimentellen Methoden vorgestellt, mit denen die Proben hergestellt und untersucht wurden. Die Proben wurden mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie (MBE - *molecular beam epitaxy*) hergestellt. Als Untersuchungsmethoden wurden die Rasterkraftmikroskopie (AFM), Photolumineszenzspektroskopie (PL), Kapazitäts-Spannungsmessungen und die Deep Level Transientenspektroskopie (DLTS) verwendet.

3.1 Molekularstrahlepitaxie

Molekularstrahlepitaxie ist ein Verfahren zum epitaktischen Wachstum von Halbleitermaterialien und Halbleiter-Heterostrukturen [Far95, Her96]. Das Substrat bzw. die Probe befindet sich im Ultrahoch-Vakuum (UHV) auf einem heiz- und rotierbarem Probenhalter. Die auf das Substrat gerichteten Molekular- bzw. Atomdampfstrahlen der jeweiligen Element-Materialien werden in sogenannten Effusionszellen erzeugt [Her96]. Die Materialien werden in einem von einer Heizwendel umgebenen Tiegel thermisch verdampft. Die verwendete III/V-MBE-Anlage (Riber 32P) ist ausgestattet mit den Gruppe-III-Elementen Gallium, Aluminium, Indium und dem Gruppe-V-Element Arsen. Zum Wachstum von n- bzw. p-dotierten Schichten ist eine Silizium-Zelle bzw. eine Mangan- und eine Kohlenstoff-Zelle vorhanden. Die Wachstumsgeschwindigkeiten, welche proportional zu den Gruppe-III Zellenflüssen sind, werden durch die Zellentemperaturen bestimmt. Zum schnellen Schalten der Zellenflüsse (0,1 s) befinden sich vor der Mündungsöffnung der Zellen mechanisch betriebene Shutter. So können Schichtenfolgen der verschiedenen Materialien mit abrupten Übergängen gewachsen werden. Die Innenwand der Wachstumskammer ist mit Kühlschilden ausgestattet, die mit Flüssigstickstoff durchflossen werden. Dies bewirkt eine weitere Pumpleistung und dient weiterhin der Abfuhr der Strahlungswärme von Effusionszellen und Probenhalter. In der Wachstumskammer herrscht bei kalten Zellen ein Basisdruck von typisch $p < 5 \times 10^{-11}$ mbar.

Für die *in-situ* Charakterisierung der Schichten und der InAs-QP während des Wachstums und zur Kalibrierung der Zellenflüsse dient ein RHEED-System (Reflection High Energy Electron Diffraction). Ein hochenergetischer Elektronenstrahl

trifft unter streifendem Einfall (< 4 Grad) auf das Substrat und wird dort gebeugt bzw. reflektiert. Das Beugungsbild ist auf einem RHEED-Schirm sichtbar und gibt Informationen über die Oberflächenmorphologie des Substrats bzw. der aufgewachsenen Schicht wieder.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Proben für Schottkydioden werden in der MBE hergestellt. Die Abbildung 3.1 zeigt ein Schema der Schichten in den hier verwendeten Schottkydioden. Die Proben werden auf einem *epi-ready* (100) GaAs-Substrat gewachsen. Nach der thermischen Oxiddesorption wird zunächst eine 100–200 nm dicke GaAs-Zwischenschicht gewachsen. Dann wird ein AlAs/GaAs-Über-

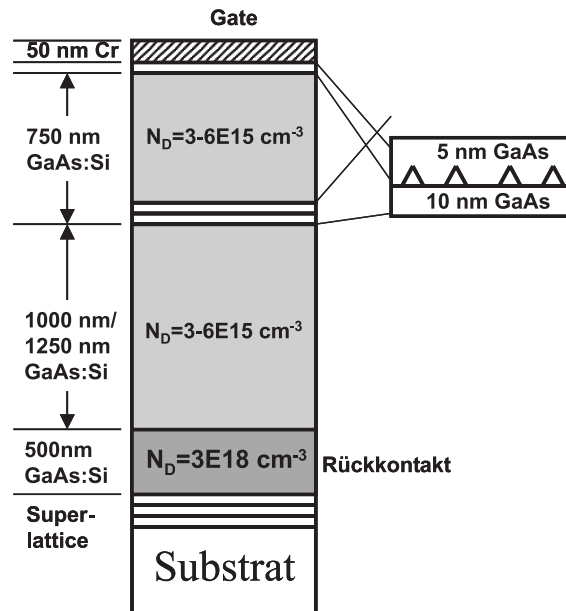


Abbildung 3.1: Aufbau der Schottkydioden mit typischen Si-Dotierungen N_D und Schichtdicken.

gitter ($25/50 \times 2, 5$ nm) gewachsen, welches eine Segregation von Defekten aus dem Substrat verhindern soll. Aluminium zeigt weiterhin einen Gettereffekt, d.h. eine Bindung freier Atome und Moleküle im MBE-Reaktor. Für die rückseitige Kontaktierung der Elektronen in den nicht verarmten Gebieten der Schottkydiode wird eine hochdotierte, 500 nm dicke GaAs-Schicht gewachsen. Anschließend wurde 1250 nm leicht dotiertes GaAs deponiert. Die QP-Schicht wird in 10 und 5 nm undotiertes GaAs eingebettet, um eine direkte Dotierung der QP mit Silizium zu verhindern. Dann werden 750 nm ebenfalls leicht Silizium-dotiertes GaAs aufgewachsen. Üblicherweise wird für AFM-Messungen an der Oberfläche der Probe eine weitere QP-Schicht mit identischen Wachstumsparametern gewachsen. Die Proben werden durch lithographisch aufgebraachte Chrom-Gates (Dicke: 50 nm und Durchmesser: 1 mm) und einlegierte Indium-Kontakte für den Rückkontakt vervollständigt.

3.2 Deep Level Transientenspektroskopie

Deep Level Transientenspektroskopie (DLTS) ist eine weit verbreitete Methode für die Charakterisierung tiefer Störstellen in Halbleitermaterialien und Bauelementen. Mit DLTS werden Störstellen, ihre Konzentration, Aktivierungsenergien und Einfangwirkungsquerschnitte bestimmt. Bei dieser Methode werden zeitaufgelöst Kapazitäts-, Spannungs- oder Stromsignale (Transienten) gemessen, welche aus Relaxationsprozessen von Ladungsträgern aus Defekt- bzw. QP-Niveaus stammen. Dementsprechend werden die Modi mit Capacitance (C)-DLTS, Constant Capacitance (CC)-DLTS bzw. Current (I)-DLTS bezeichnet. Im Rahmen dieser Arbeit wird zum größten Teil die von Lang [Lan74] eingeführte C-DLTS Methode (weiterhin kurz: DLTS) angewendet.

Nach einer kurzen Beschreibung des DLTS-Prinzips wird auf die Auswertung der Defekt- bzw. QP-Parameter eingegangen. Anschließend wird auf Besonderheiten von DLTS-Messungen an Quantenpunkten eingegangen. Die intrinsischen Quantenniveaus der QP lassen sich als in einer Ebene lokalisierte Defektniveaus beschreiben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde weiterhin die CC-DLTS-Methode benutzt, um zu untersuchen, ob sie Vorteile gegenüber der herkömmlichen DLTS-Methode für nicht-homogen verteilte Störstellen bietet. Es wird hier eine kurze Beschreibung gegeben. Ein neue dem DLTS verwandte Messmethode ist die Tunneltransientenspektroskopie (TTS), welche ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit verwendet und hier beschrieben wird.

3.2.1 Grundlagen

In der Abb. 3.2 ist der Arbeitszyklus einer DLTS-Messung dargestellt. Um die eingebetteten QP mit Elektronen aus dem Leitungsband zu füllen, werden periodische Füllpulse mit der Pulsspannung $V_g = V_p$ und einer Pulsdauer t_p an die Schottkydiode gelegt. Der Nullpunkt der Zeitskala liegt am Ende des Füllpulses. Die QP liegen während des Füllpulses im nicht verarmten Gebiet der Schottkydiode ($z_d < z_Q$ in der Abb. 3.2(b) Links). Nach dem Puls werden die gefüllten QP-Niveaus mit der Reverse-Spannung $V_g = V_{rev}$ über die Fermienergie gehoben und die Ladungsträger werden emittiert ($t = 0$, Abb. 3.2(c) Mitte). Der Rand der Verarmungszone liegt nun von der Oberfläche aus gesehen unter den QP. Die Verarmungslänge $z_{d,0}$ ist bei $t = 0$ aufgrund der Elektronen in den Quantenpunkten größer als die Ruheverarmungslänge $z_{d,\infty}$ für ungeladene Quantenpunkte. Während der Emission von Elektronen aus den QP wird die Verarmungslänge z_d geringer und damit die Verarmungskapazität in der Schottkydiode größer. Der zeitliche Verlauf der Kapazität nach dem Füllpuls ist eine Kapazitätstransiente. Für die Bestimmung der Temperaturabhängigkeit von Emissionsraten wird die Temperatur langsam erhöht ($dT/dt \leq 1$ K/min). Gleichzeitig werden die Kapazitätstransienten gemessen.

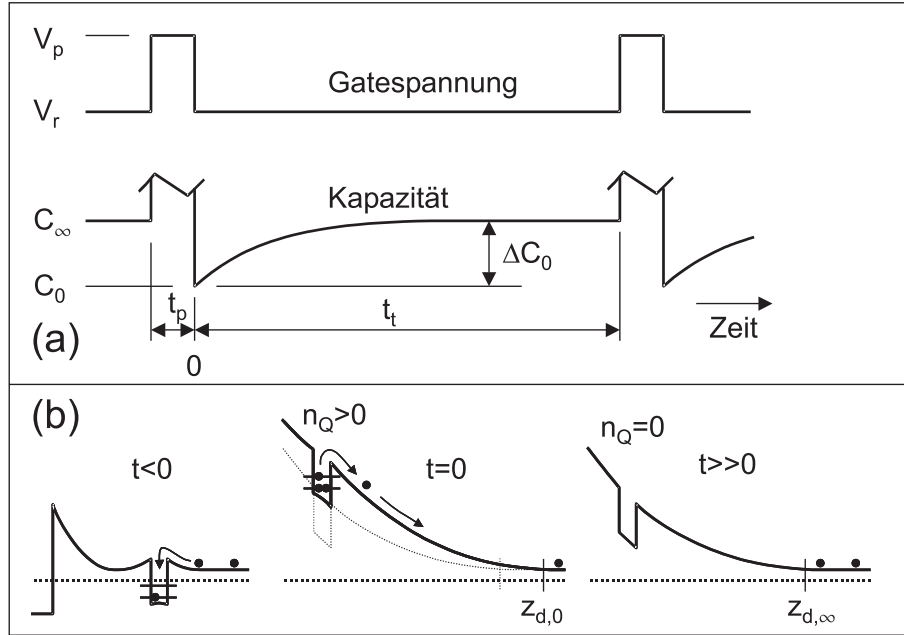


Abbildung 3.2: (a) DLTS-Arbeitszyklus: Zeitlicher Verlauf von Gate-Spannung und Kapazität. (b) Leitungsbandverlauf einer Schottkydiode mit eingebetteten QP während einer DLTS-Periode. $t < 0$: Füllpuls mit der Spannung $V_g = V_p$, $t = 0$: Beginn der Emission bei Anlegen der Reverse-Spannung $V_g = V_{rev}$, $t \gg 0$: Gleichgewichtszustand mit $C = C_\infty$

3.2.2 Auswertung: Double-Boxcar Methode

Aus den gemessenen Kapazitätstransienten werden die Emissionsraten bzw. die Zeitkonstanten bestimmt. Im idealen Fall nimmt die Anzahl der Ladungsträger in den Störstellen bzw. QP-Niveaus exponentiell mit der Zeit ab. Für kleine Ladungsänderungen ist die Kapazitätsänderung ΔC proportional zu n_Q (siehe Gl. (2.16)). Somit kann der zeitliche Verlauf der Kapazität, die Transiente, durch die Gleichung

$$C(t) = C_\infty - \Delta C_0 \exp(-e_n t). \quad (3.1)$$

beschrieben werden, wobei e_n die Emissionsrate, ΔC_0 die Gesamtänderung der Kapazität und C_∞ die Ruhekapazität für ungeladene QP bei sind.

Im Allgemeinen zeigen reale Transienten aber keinen exponentiellen Verlauf. Dies wird durch kontinuierlich verteilte Emissionsraten aufgrund inhomogener Verteilungen des QP-Ensembles hervorgerufen. Eine Methode, um die Emissionsraten dennoch zu bestimmen, ist die Verwendung eines Ratenfilters [Lan74, Blo92]. Tragen zu einer gemessenen Transiente Zeitkonstanten in der Größenordnung der Referenzzeit $\tau_{ref} = 1/e_{ref}$ des Ratenfilters bei, wird ein großes Ausgangssignal erzeugt. Aus jeder *gefilterten* Transiente wird ein Datenpunkt erzeugt. Über die Änderung der Temperatur wird das DLTS-Spektrum $S(T)$ aufgenommen. Es entsteht im Spektrum ein Maximum bei jener Temperatur T_m , bei der die Emissionszeitkonstante des Niveaus mit der vom Experimentator vorgegebenen Referenzzeit übereinstimmt.

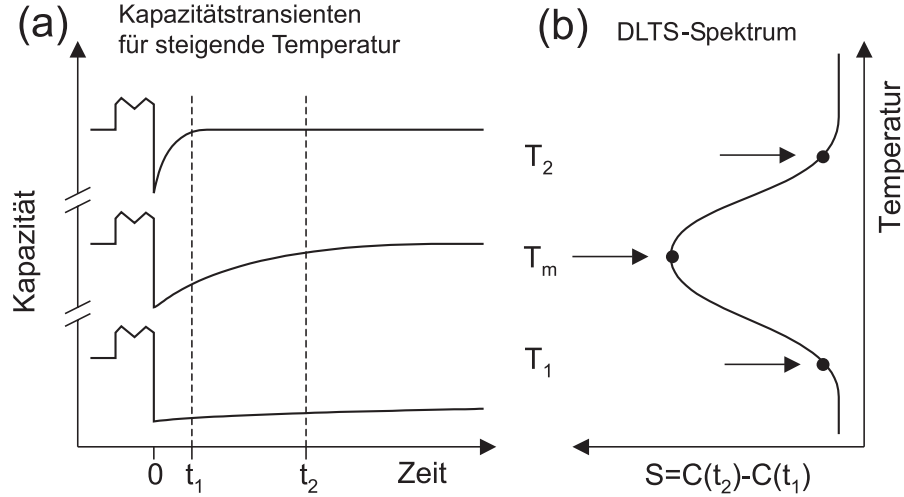


Abbildung 3.3: Schema einer Auswertung nach der Double-Boxcar Methode: (a) Kapazitätstransienten für steigende Temperaturen, t_1 und t_2 definieren das Ratenfenster. (b) Auftragung der Differenzen $S = C(t_2) - C(t_1)$ gegen die Temperatur.

Mathematisch kann dieser Prozess durch eine Multiplikation der Transiente $C(t)$ mit einer Korrelations- bzw. Gewichtungsfunktion $W(t)$ und anschließender Integration über die Zeit beschrieben werden:

$$S(T) = \frac{1}{t_g} \int_0^{t_g} C(t)W(t) dt. \quad (3.2)$$

Die obere Integrationsgrenze t_g wird geeignet zur Gewichtungsfunktion und der Referenzzeit gewählt.

Die am häufigsten verwendeten Methoden sind die Double-Boxcar Methode, wobei $W(t)$ aus zwei Deltafunktionen besteht und die Lock-In Methode, in der die Transiente mit einer beliebigen Funktion, z.B. der Sinus- oder Exponentialfunktion multipliziert wird. Bei der Double-Boxcar Methode wird die Kapazität zu zwei vorgegebenen Zeitpunkten t_1 und t_2 aus der Transiente extrahiert und voneinander subtrahiert. Die Differenz $C(t_2) - C(t_1)$ ergibt das DLTS-Signal S bzw. bei Auftragung gegen die Temperatur das DLTS-Spektrum $S(T)$. Abbildung 3.3 stellt die Auswertung mit der Double-Boxcar Methode anhand des Beispiels ideal exponentiell abklingender Kapazitätstransienten dar. Die Abbildung (a) zeigt Kapazitätstransienten für verschiedene Temperaturen $T_1 < T_m < T_2$. In (b) wird das daraus resultierende DLTS-Signal

$$S(T) = C(t_2, T) - C(t_1, T) \quad (3.3)$$

$$= \Delta C_0 [-\exp(-t_2/\tau_n) + \exp(-t_1/\tau_n)]. \quad (3.4)$$

gegen die Temperatur aufgetragen. Bei T_m wird ein Maximum beobachtet. An dieser Stelle ist die Emissionszeitkonstante $\tau_n = e_n^{-1}$ gleich der Referenzzeit τ_{ref} des Double-

Boxcar Ratenfensters. Die Referenzzeit ergibt sich aus Gl. (3.4) zu:

$$\tau_{ref} = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)}. \quad (3.5)$$

Die Temperatur T_m des DLTS-Maximums ist abhängig von der gewählten Referenzzeit des Ratenfensters. Nach der Bestimmung von T_m für verschiedene Referenzzeiten können mit einer Arrheniusauswertung nach Gl. (2.36) die Aktivierungsenergie E_a und der Einfangwirkungsquerschnitt σ_a bestimmt werden. Durch Logarithmieren der Gl. (2.36) mit $e_n = 1/\tau_{ref}$ erhält man:

$$\ln(\tau_{ref} T_m^2) = -\ln(\sigma_a \gamma) + \frac{E_a}{k T_m}. \quad (3.6)$$

Die logarithmische Auftragung von $\ln(\tau_{ref} T_m^2)$ gegen die reziproken Temperaturen $1/T_m$ wird als Trapsignatur bezeichnet. Aus der Steigung kann die Aktivierungsenergie E_a und aus dem Achsenabschnitt der Wirkungsquerschnitt σ_a bestimmt werden. Abweichungen von einer linearen Trapsignatur können bei QP Hinweise auf mehrere Emissionspfade [Eng05] sein, d.h. konkurrierende Tunnelprozesse oder Emission über höher liegende QP-Niveaus.

Die Amplitude $S_m = S(T_m)$ des DLTS-Signals bei der Maximumtemperatur T_m ($\tau = \tau_{ref}$) ist gegeben durch Gl. (3.3):

$$S_m = \Delta C_0 [-\exp(-t_2/\tau_{ref}) + \exp(-t_1/\tau_{ref})]. \quad (3.7)$$

Mit $\beta = t_2/t_1$ und $\tau_{ref} = (t_2 - t_1)/\ln(t_2/t_1)$ erhält man:

$$\frac{S_m}{\Delta C_0} = K_{db} = \exp\left(-\frac{\ln \beta}{\beta - 1}\right) - \exp\left(-\frac{\beta \ln \beta}{\beta - 1}\right). \quad (3.8)$$

Das Verhältnis $S_m/\Delta C_0$ wird als Übertragungsfaktor K_{db} des Double-Boxcar Filters bezeichnet. K_{db} ist nur abhängig von β . Werden die Zeiten t_1 und t_2 immer so gewählt, dass β konstant bleibt, ist die Amplitude der DLTS-Maxima bei konstantem β unabhängig von der Referenzzeit. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die DLTS-Spektren ausschließlich $\beta = 8$ verwendet, woraus sich ein $K_{db} = 0,65$ ergibt. Mit der Gleichung

$$S_m = K_{db} \Delta C_0 = K_{db} \frac{n_{Q,0zQ}}{N_D} \frac{C_\infty^3}{(\epsilon \epsilon_0 A)^2} \quad (3.9)$$

lässt sich dann die QP-Dichte aus der Signalamplitude S_m bestimmen.

3.2.3 Tunneltransientenspektroskopie und Constant Capacitance Deep Level Transientenspektroskopie

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Abwandlungen der DLTS-Methode verwendet. Diese werden im Folgenden erläutert.

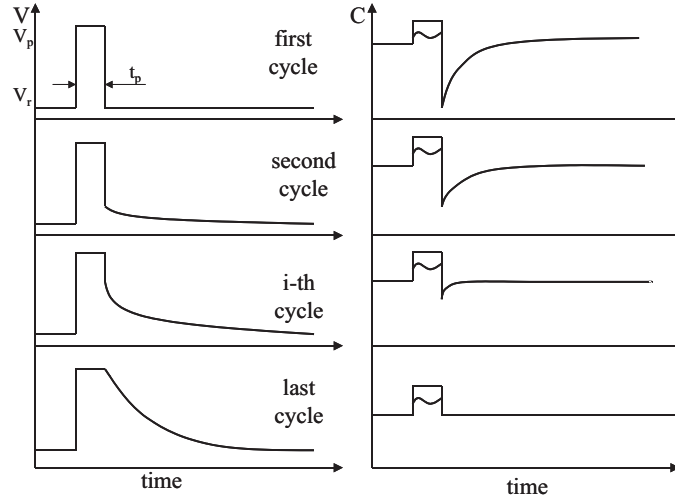


Abbildung 3.4: Schema der iterativen Berechnung der Spannungstransienten (links) aus den gemessenen Kapazitätstransienten (rechts).

Tunneltransientenspektroskopie

Die Tunneltransientenspektroskopie (TTS) wird ähnlich den DLTS-Messungen durchgeführt. TTS-Messungen werden jedoch bei festen Temperaturen unter $T \leq 10$ K durchgeführt. Die Temperatur ist bewusst so niedrig gewählt, dass thermische Emission aus den QP nicht stattfindet. Die Elektronen werden allein über Tunnelprozesse emittiert. Statt der Temperatur, wie in DLTS-Experimenten, wird die Reverse-Spannung und damit die Emissionsfeldstärke variiert. Über die Abhängigkeit der Emissionsraten von der Emissionsfeldstärke wird mit der Gl. (2.37) die Bindungsenergie der Ladungsträger bestimmt. Für die Bestimmung der Emissionsraten verwendet wird wie in unseren DLTS-Experimenten die Double-Boxcar Methode verwendet.

Constant Capacitance DLTS

Im Rahmen dieser Arbeit wird außerdem die Constant Capacitance-DLTS Methode (CC-DLTS) angewendet, um die Emissionsprozesse der Elektronen aus QP-Niveaus zu untersuchen. Der Unterschied zur konventionellen DLTS besteht darin, dass mit einem Regelkreis die Kapazität und damit das elektrische Feld während der Emission der Ladungsträger konstant gehalten wird. Die Spannungstransienten des Regelkreises, welche die Verarmungskapazität z_d konstant halten, geben den zeitlichen Verlauf der QP-Besetzung wieder. Im Gegensatz zu herkömmlichen CC-DLTS-Setups, die eine schnelle Analogregelung für die Gate-Spannungskontrolle benötigen, werden im Rahmen dieser Arbeit Spannungstransienten mit einem Software-gesteuerten, iterativen Prozess aus den gemessenen Kapazitätstransienten berechnet [Oka95]. Dies wird in der Abb. 3.4 schematisch dargestellt. Aus den Spannungstransienten werden wiederum mit einem Double-Boxcar Filter die Emissionsraten extrahiert und

über die Änderungen dieser mit der Temperatur werden die Aktivierungsenergien bestimmt. Experimentelle Details zur Realisierung sind ausführlich in der Ref. [Sch06a] dargelegt.

3.3 Kapazitäts-Spannungs-Messungen

Aus Kapazitäts-Spannungs-Messungen (CV-Messungen) lassen sich wertvolle Informationen über die elektrischen Eigenschaften von Volumenmaterialien und niedrigdimensionalen Elektronen- bzw. Lochsystemen gewinnen. Dazu werden die zu untersuchenden Systeme in Schottkydioden oder in sogenannten MIS- (*Metal insulator semiconductor*) Dioden eingebettet. Für Volumenmaterialien ist die CV-Messung an Schottkydioden eine Standardmethode zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration und des Dotierprofils im Halbleiter [Blo92]. Durch Anlegen einer Gate-Spannung V_g in Sperr- bzw. Durchlassrichtung wird die Verarmungszone verbreitert bzw. verkleinert und damit die Kapazität der Verarmungszone verändert. Der Zusammenhang zwischen angelegter Gate-Spannung, der Potentialbarriere, der Länge der Verarmungszone und der Ladungsträgerkonzentration wurde in Abschnitt 2.2 hergeleitet.

CV-Profiling

In Kap. 2.2.1 wurde die Abhängigkeit der Kapazität von der Verarmungslänge und damit von der Dotierung der Schottkydiode und der angelegten Gate-Spannung gezeigt. Durch die Verknüpfung dieser Größen ist es möglich, Tiefen- oder Ladungsträgerprofile von Volumenmaterialien oder Heterostrukturen (Quantenfilme oder Quantenpunkte) in Schottkydioden zu bestimmen. Durch Umstellen von Gl. (2.8) aus Kap. 2.2.1 nach C^{-2} ergibt sich:

$$C^{-2}(V_g) = \frac{2}{A^2 \epsilon \epsilon_0 e N_D} (V_{bi} - V_g). \quad (3.10)$$

C^{-2} ist also bei homogener Dotierung linear von V_g abhängig. Nach Bildung der Ableitung von Gl. (3.10) nach V_g kann N_D bestimmt werden:

$$N_D(V_g) = -\frac{2}{A^2 \epsilon \epsilon_0 e} \left(\frac{d(C^{-2})}{dV_g} \right)^{-1}. \quad (3.11)$$

N_D kann aus der Steigung von $C^{-2}(V)$ bestimmt werden. Die Gl. (3.11) ist auch für nichthomogene Dotierprofile gültig, da unter der Annahme der *depletion approximation* die Ladungsänderungen nur am Verarmungszonenrand detektiert werden [Blo92]. Die Ortsauflösung ist jedoch durch die Debye-Länge (s. Gl. (2.7)) begrenzt.

3.4 Photolumineszenzspektroskopie

Die Photolumineszenzspektroskopie (PL-Spektroskopie) ist eine zerstörungsfreie Messmethode, um die Energiezustände in niedrigdimensionalen Quantenstrukturen

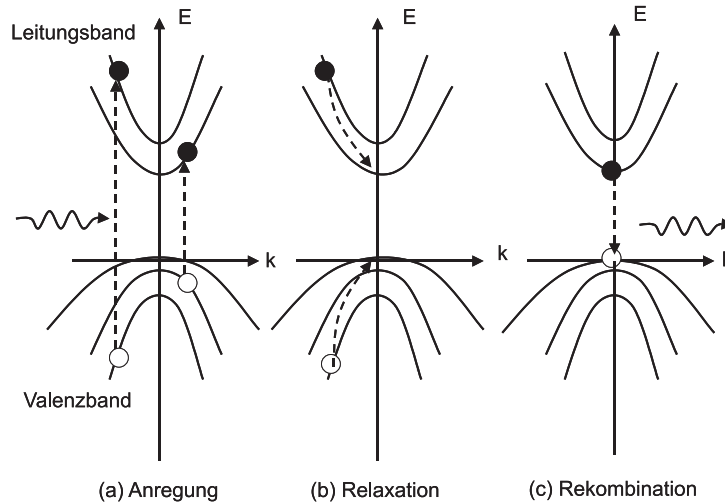


Abbildung 3.5: Die drei Prozesse der Photolumineszenz in einem Halbleiter. Ein Elektron wird durch Licht vom Valenzband in das Leitungsband angeregt und hinterlässt ein Loch. Beide relaxieren nichtstrahlend bis an die Bandkanten. Anschließend rekombinieren sie und strahlen das Lumineszenzlicht ab.

auszutesten. Sie hat sich bei InAs-QP sehr bewährt, da diese deutlich unterhalb der GaAs-Substratlumineszenz emittieren. Im Halbleiter beschreibt ein einfaches Bild mit drei Schritten die Photolumineszenz: Anregung, Relaxation und Rekombination. Dies wird in der Abb. 3.5 schematisch dargestellt. Durch Absorption von Licht kann ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben werden. Es hinterlässt ein Loch im Valenzband (Abb. 3.5(a)). Ein gebundener Zustand von einem Elektron und einem Loch wird als Exziton bezeichnet. Elektronen und Löcher relaxieren sehr schnell (\approx ps) innerhalb der Bandstruktur zu kleineren Energien an die Bandkanten (Abb. 3.5(b)). Die Energieabgabe kann über nichtstrahlende Streuprozesse an Phononen, Defekten, Störstellen oder auch an anderen Ladungsträgern erfolgen. In Volumenhalbleitern wird die Elektron-Loch-Rekombinationsenergie durch die Bandlücke abzüglich der Exzitonbindungsenergie bestimmt (Abb. 3.5(c)). In Quantenpunkten ist die Bandlücke kleiner als im umgebenden Barrierenmaterial. Exzitonen werden von QP eingefangen und lokalisiert. Bei kleinen Anregungsenergien findet die Rekombination des Exziton aus dem Grundzustand des Quantenpunktes statt (Abb. 3.6(a)). Durch stärkere Anregungen werden die QP schneller mit Ladungsträgern aufgefüllt, ohne dass diese rekombinieren, und es ist möglich, Rekombinationen aus angeregten Zuständen zu detektieren (Abb. 3.6(b)).

Die PL-Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden in einem Helium-Durchflusskryostaten durchgeführt, welcher temperaturabhängige Messungen ermöglicht. Für die Anregung stand ein Argon-Ionen-Laser mit einer Wellenlänge von 514 nm zur Verfügung, dessen Licht auf einen Durchmesser kleiner als 1 mm fokussiert wurde. Das Photolumineszenzlicht wurde mit einem Fourierspektrometer analysiert. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus und des Spektrometers findet sich in der Referenz [Kar04].

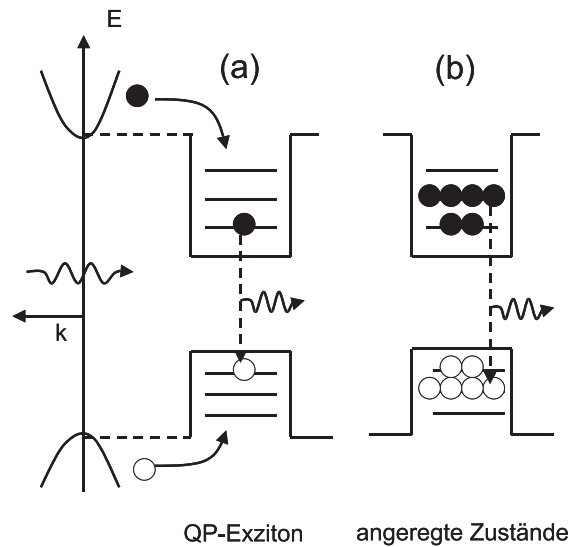


Abbildung 3.6: Photolumineszenz in Quantenpunkten. (a) stellt die Anregung in der Barriere und Relaxation in den QP dar. (b) Bei hohen Anregungsdichten wird die Rekombination aus höheren Niveaus beobachtet, da die Relaxation in die unteren, besetzten Niveaus ausgeschlossen ist.

3.5 Rasterkraftmikroskopie

Um Form, Größe und Dichte der Oberflächen-Quantenpunkte bzw. -strukturen zu bestimmen, wird ein Rasterkraftmikroskop (*atomic force microscope* - AFM) DI 3100 der Firma *Veeco Instruments* benutzt. Es handelt sich dabei um ein Raumtemperatur-AFM, in dem die Proben unter normalen Luftdruckbedingungen untersucht werden. Die AFM-Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich im Tapping-Modus durchgeführt

Die Auflösung in den AFM-Messungen ist sehr stark abhängig von der Güte und Geometrie der AFM-Spitze. Der Radius der Spitze begrenzt die laterale Auflösung. Unter Umständen kann es zu Abbildungsfehlern durch sogenannte Spitzenartefakte kommen. Dahingegen wird die vertikale Auflösung des Rasterkraftmikroskops nicht durch die Spitzengeometrie bestimmt, sondern durch die vertikale Auflösung des Scanners, welche bei dem hier verwendeten AFM $< 0,1$ nm beträgt.

Kapitel 4

Einfluss der Wachstumstemperatur auf die strukturellen, optischen und elektronischen Eigenschaften von InAs-Quantenpunkten

Wie in Kap. 2.1.2 beschrieben, bestimmen viele Wachstumsparameter maßgeblich die Entstehung der selbstorganisierten, kohärent verspannten InAs-Quantenpunkte. Eine genaue Kontrolle aller Parameter ist Voraussetzung für definierte QP-Wachstumsprozesse und damit Grundlage hinsichtlich technologischer Anwendungen von Quantenpunkten. In diesem Kapitel soll anhand der Variation *eines* Parameter, der QP-Wachstumstemperatur, deutlich gemacht werden, wie komplex deren Einfluss auf die strukturellen und vor allem auf die optischen und elektronischen Eigenschaften von selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten ist.

4.1 Wachstum der Quantenpunkte und strukturelle Untersuchungen

Um ihre elektronischen und optischen Eigenschaften zu untersuchen, werden die QP in Schottkydioden eingebettet. Der Aufbau dieser Strukturen ist in Kap. 3.1 gezeigt. Die n-Dotierungen der Schottkydioden betragen $N_D \approx 3,2 - 3,8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Die Temperatur T_{InAs} für das Wachstum der QP wurde in drei Proben jeweils variiert. Der Indiumfluss F_{In} , die Bedeckung θ_{InAs} und die Temperatur T_{InAs} sind in der Tab. 4.1 verzeichnet. Die restlichen Wachstumsparameter, wie Ga- oder As₄-Flüsse wurden konstant gehalten. Neben der in die Schottkydiode eingebetteten QP-Schicht wurden Oberflächen-QP mit identischen Wachstumsparametern für AFM-Untersuchungen gewachsen. In der Abb. 4.1(a)-(c) werden typische $1 \mu\text{m}^2$ AFM-Bilder der Oberflächen-QP der Proben A, B und C dargestellt. Man kann deutlich

Probe	T_{InAs} (°C)	F_{In} (ML/s)	θ_{InAs} (ML)
A (#1466)	485	0,01	2,1
B (#1454)	480	0,01	2,1
C (#1455)	440	0,01	2,1

Tabelle 4.1: QP-Wachstumsparameter der Proben A, B und C.

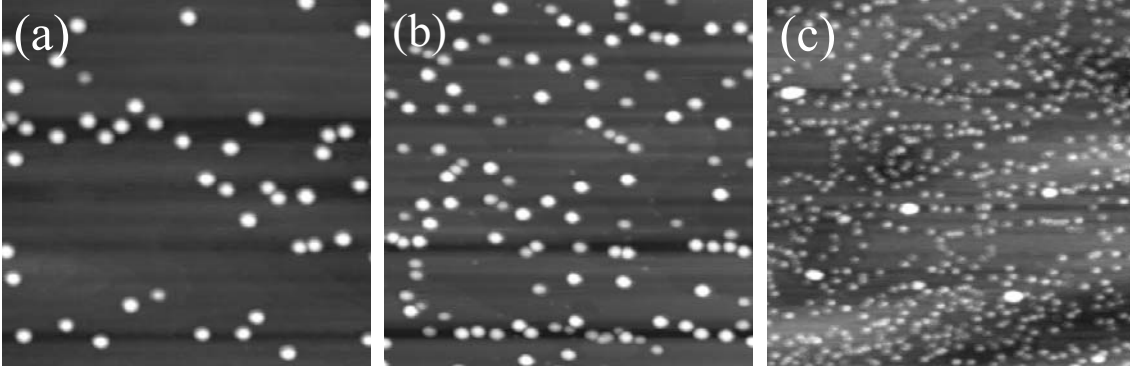


Abbildung 4.1: $1 \mu\text{m}^2$ AFM-Bilder von Oberflächen-QP, gewachsen mit identischen Wachstumsparametern wie die in der Schottkydiode eingebetteten InAs-QP: (a) Probe A: $T_{InAs} = 485^\circ\text{C}$, (b) Probe B: $T_{InAs} = 480^\circ\text{C}$ und (c) Probe C: $T_{InAs} = 440^\circ\text{C}$.

eine Abhängigkeit der QP-Dichte von der Wachstumstemperatur beobachten. Die Temperaturabhängigkeiten von QP-Dichte und -Höhe der Oberflächen-QP aus der Abb. 4.1 sind in der Abb. 4.2 dargestellt. Man erhält aus den AFM-Messungen für die Probe A eine QP-Dichte von $3,2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, für die Probe B eine Dichte von $1,1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ und für die Probe C von $8,4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Mit der Änderung der Dichte geht weiterhin eine Modifizierung der QP-Größe einher. Dies ist ebenfalls in der Abb. 4.2 gezeigt. Während man bei niedrigen Temperaturen ($T_{InAs} = 440^\circ\text{C}$) nur etwa 2 nm hohe QP erhält, steigt die QP-Höhe stark mit der Wachstumstemperatur an. Bei $T_{InAs} = 485^\circ\text{C}$ erhält man QP mit einer Höhe von etwa 10 nm (Probe A).

In einem klassischen Keimbildungsmodell [Ven84] kann die Verringerung der QP-Dichte mit steigenden QP-Wachstumstemperaturen durch eine erhöhte Beweglichkeit und damit einer höheren Migrationslänge der In-Adatome auf der Oberfläche bei den hier verwendeten relativ kleinen InAs-Wachstumsraten verstanden werden [All05]. Um Verspannungs- und Oberflächenenergien zu minimieren, werden In-Atome in bestehende InAs-QP integriert, anstatt neue 3D-Inseln zu bilden [Nak00, Hey05b]. Das führt zu einer Reduktion der QP-Dichte und einer Vergrößerung der QP. Ähnliche Experimente, bei denen QP mit unterschiedlichen Wachstumsraten, aber festen Wachstumstemperaturen gewachsen wurden, zeigen ein komplementäres Verhalten [Hua07].

Dies ist aber nur ein sehr einfaches Modell für die QP-Bildung, welches keine In/Ga-Durchmischungs-(Intermixing-) oder Desorptionsprozesse behandelt. In [Hey05a] werden diese Einflüsse auf die QP-Bildung mit berücksichtigt. Die QP-

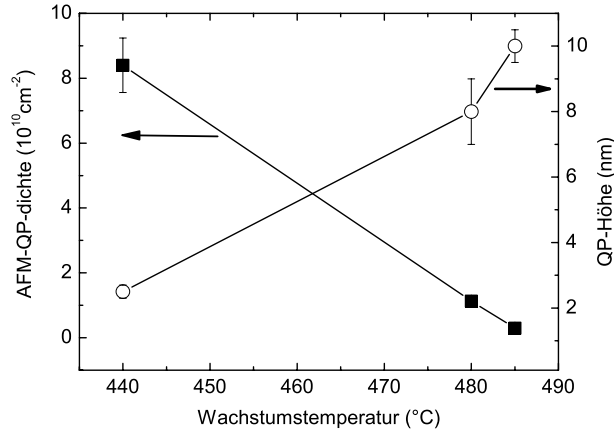


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der QP-Dichte und -Höhe von der Wachstumstemperatur für eine Wachstumsrate von $F_{In} = 0,01 \text{ ML/s}$.

Wachstumstemperaturen werden in drei Bereiche eingeteilt. Im Bereich unter $T_{InAs} < 420^\circ\text{C}$ können Desorption oder Intermixing vernachlässigt werden. Es gelten die kinetischen Modelle der klassischen Keimbildung [Ven84]. Zwischen $420 \leq T_{InAs} \leq 520^\circ\text{C}$ wird Intermixing wichtig. Über $T_{InAs} > 520^\circ\text{C}$ beeinflusst hauptsächlich Desorption die QP-Bildung. Die Wachstumstemperaturen der Proben hier liegen im Intermixing-Bereich, in dem die Gitterfehlpassungen und damit die Verspannungen mit zunehmender Temperatur durch die Intermixing-Prozesse abnehmen. Das hat zur Folge, dass die kritische Zeit t_c des 2D/3D-Übergangs mit steigender Wachstumstemperatur erhöht wird. Dadurch wird die Zeit von t_c bis zum Abbruch des InAs-Wachstums verringert. Es entstehen weniger QP, die aber größer werden [Hey01].

4.2 Photolumineszenz-Messungen

In der Abb. 4.3(a) sind normierte PL-Spektren der in die Schottkydioden integrierten QP dargestellt. Die mit dem AFM vermessenen Oberflächen-QP zeigen schwache PL-Signale unterhalb einer PL-Energie von $E < 0,9 \text{ eV}$. Sie werden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht. Für die Probe A beobachtet man einen schmalen PL-Peak bei $E = 1,038 \text{ eV}$, der der Rekombination der Elektronen und Löcher aus dem s -Niveau entspricht. Weiterhin werden deutlich weitere PL-Peaks zu höheren PL-Energien beobachtet, die den Rekombinationen aus höheren QP-Zuständen zugeordnet werden. Es handelt sich bei der Multi-Peak-Struktur nicht um Monolagenfluktuationen in den QP-Höhen, wie z.B. in Ref. [Poh05], da der energetische Abstand der Peaks größer ist als er für Monolagenfluktuationen erwartet wird. Durch das Anregen mit kleinen Laserleistungen zeigt sich nur ein PL-Peak im PL-Spektrum (hier nicht gezeigt). Durch sukzessives Erhöhen der Leistung wächst im PL-Spektrum bei

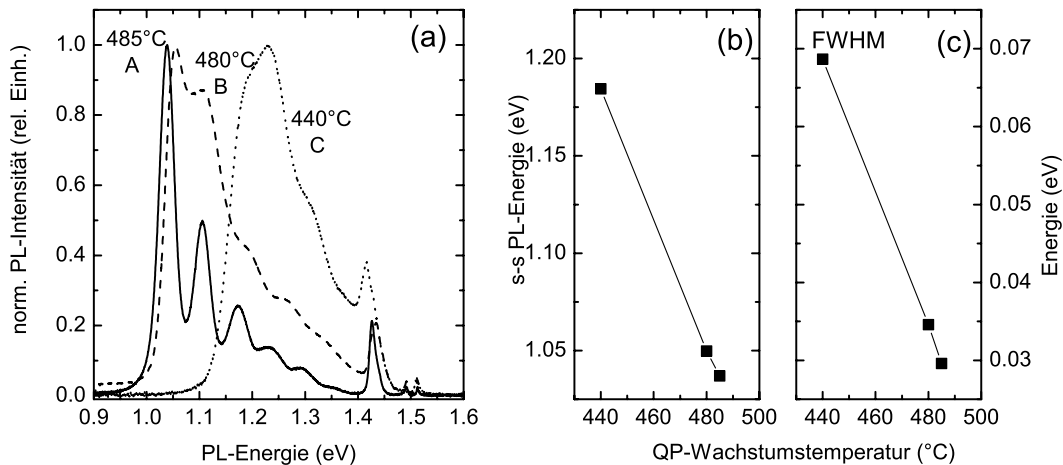


Abbildung 4.3: (a) PL-Messungen der eingebetteten QP. Die QP-Wachstumstemperatur ist in der Abbildung angegeben. (b) PL-Energien der s - s -Übergänge und (c) deren FWHM in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur.

höheren PL-Energien ein Peak nach dem anderen heraus, was eindeutig für Rekombinationen aus höheren QP-Niveaus spricht. Auch die beiden anderen Proben zeigen die Multi-Peak-Strukturen. Deutlich ist dabei eine Blauverschiebung (Verschiebung der PL-Spektren zu höheren PL-Energien) mit kleineren Wachstumstemperaturen zu erkennen. Dies wird ähnlich wie für die Oberflächen-QP auf eine geringere Höhe (Abb. 4.3(b)) der eingebetteten QP zurückgeführt, was eine Verringerung des relativen Abstandes der QP-Niveaus zur GaAs-Leitungsbandkante bewirkt (siehe Skizze in der Abb. 4.4). Der dominierende Faktor für die Blauverschiebung ist der Einfluss der z -Quantisierung, d.h. die Höhe der eingebetteten QP. Dieser überwiegt bei weitem den Prozeß des In/Ga-Intermixing. So wird bei Probe A aufgrund der höheren Temperatur ein stärkeres Intermixing erwartet als bei Probe C [Hey05c]. Mit der Höhe der QP einher geht die Anzahl der mit Elektronen und Löchern bevölkerte QP-Niveaus, die in den PL-Spektren beobachtet werden können. Bei der Probe mit den kleinsten QP (Probe C: 440°C), werden in der Abb. 4.3(a) nur drei QP-Schalen beobachtet, wohingegen man bei der Probe A bis zu sechs QP-Niveaus sieht. Weiterhin kann man eine Verbesserung der Homogenität der QP mit höherer QP-Wachstumstemperatur erkennen. Dies äußert sich in einer Verringerung des FWHM (*full width at half maximum*-Halbwertsbreite) der QP-Signale (Abb. 4.3(c)).

Oberhalb einer PL-Energie von $E > 1,4$ eV werden weitere Peaks beobachtet. Bei allen drei Proben treten Peaks bei 1,492 und 1,511 eV auf, welche man der Rekombination von störstelle gebundenen Exzitonen (Kohlenstoff) bzw. freien Exzitonen des GaAs-Volumenmaterial zuordnen kann. Der scharfe PL-Peak knapp überhalb 1,4 eV, welcher ebenfalls in allen drei Proben auftritt, stammt aus Rekombinationen von Exzitonen aus Wettinglayer-Zuständen. Auffällig ist, dass die

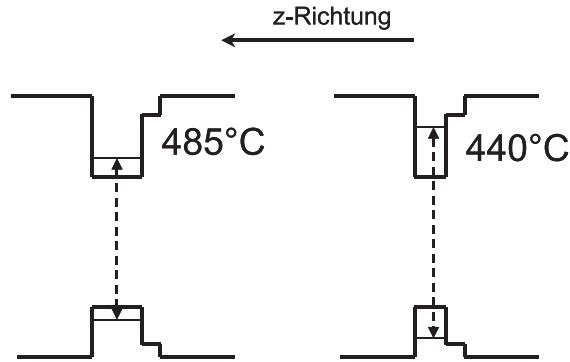


Abbildung 4.4: Schematische Skizze zum Einfluss der QP-Höhe bzw. der z -Quantisierung auf die PL-Energie.

Energie E_C^{WL} der Probe C mit 1,417 eV kleiner ist als die der Proben A und B. Der Grund dafür ist, dass auch in der Wettinglayer (WL) Intermixing-Prozesse von GaAs und InAs stattfinden. Diese sind temperaturabhängig [Hey05b]. Bei geringeren Wachstumstemperaturen (Probe C: 440°C) spielen diese Prozesse eine kleinere Rolle, so dass die Energien der Elektron- bzw. Lochzustände in der WL weiter von der GaAs-Leitungsband- bzw. Valenzbandkante entfernt sind. Damit wird die Rekombinationsenergie der Exzitonen kleiner.

Die Frage, warum in PL-Messungen bis zu sechs QP-Schalen auftreten, wohingegen man in CV-Messungen, z.B. an MIS-Dioden mit eingebetteten QP [Wei04], oder auch in DLTS-Messungen (siehe unten oder in [Sch05a]) maximal nur das s - und das p -Niveau beobachtet, lässt sich folgendermaßen erklären. Bei der Kapazitätsspektroskopie werden die Energien der Vielteilchengrundzustände der nur mit einer Ladungsträgersorte (Elektronen bzw. Löcher) geladenen QP spektroskopiert. Diese Zustände werden aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung bezüglich der WL-Zustände angehoben. Typischerweise sind die Energien bei mit mehr als sechs Elektronen gefüllten QP so weit angehoben, dass sie energetisch bereits im Kontinuum der zweidimensionalen WL-Zustände liegen. In CV-Messungen wird dann das Signal von der hohen Zustandsdichte der WL dominiert. In DLTS-Messungen wird die Barriere für Tunnelprozesse aus den QP so gering, dass die Emissionszeiten nicht mehr in dem der Messung zugänglichen Zeitfenster liegen. Bei den PL-Messungen werden hingegen die QP von ladungsneutralen Exzitonen besetzt. Da das Anheben der Niveaus bezüglich der WL-Zustände ausbleibt, kann man in PL-Messungen mehr Niveaus als mit kapazitiven Methoden beobachten.

4.3 CV-Messungen

Durch die Einbettung der QP in n -dotierte Schottkydioden, ist es möglich, die elektronischen QP-Zustände mit kapazitiven Messmethoden zu untersuchen. In Abb. 4.5 werden CV-Messungen bei $T = 100$ K der drei hier vorgestellten Schottkydioden präsentiert. Bei dieser Temperatur befinden sich die QP im thermischen Gleichge-

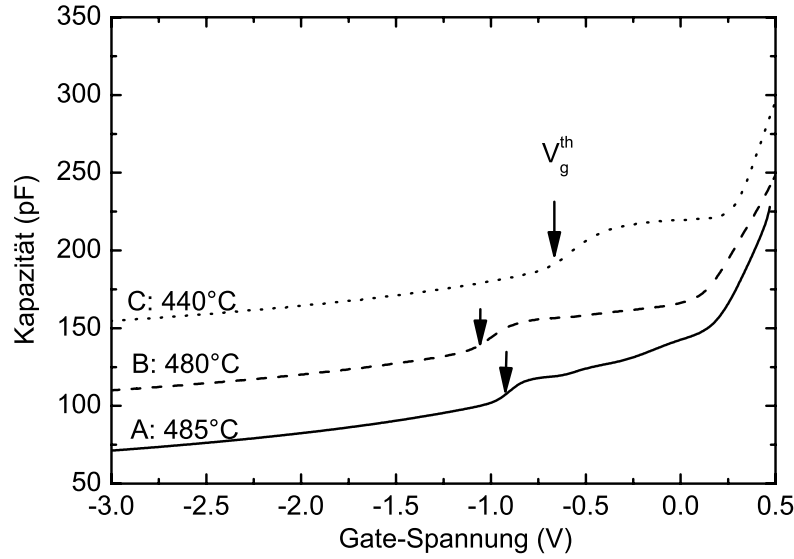


Abbildung 4.5: CV-Messungen (a) bei $T = 100$ K der in diesem Kapitel vorgestellten QP-Schottkydioden. Die QP-Wachstumstemperaturen sind der Abb. zu entnehmen. Für eine bessere Übersicht sind die CV-Spektren um 44 pF verschoben. Die Anregungsfrequenz und -amplitude betragen $f = 258$ Hz bzw. $\delta V = 10$ mV. Die Pfeile markieren die Einsatzspannung V_g^{th} des QP-Plateaus.

wicht mit den Elektronen in der umgebenden GaAs-Matrix. Alle QP-Niveaus können mit der Messfrequenz des Lock-In-Verstärkers ($f = 258$ Hz) umgeladen werden. Für alle drei Proben ergibt sich ein qualitativ ähnlicher Verlauf. Unterhalb $V_g < -1,5$ V ist $z_d > z_Q$ und es werden Kapazitätsänderungen ausschließlich durch die Änderungen der Verarmungslängen z_d und damit durch die geometrischen Schichtdicken bzw. Dotierungen bestimmt. Der Rand der Verarmungszone verschiebt sich mit steigender Gate-Spannung vom hochdotierten Rückkontakt in Richtung QP-Ebene. Die QP-Niveaus liegen aber bei Gate-Spannungen unterhalb der mit Pfeilen markierten Einsatzspannungen V_g^{th} noch oberhalb der Fermienergie E_F . Wird die Gate-Spannung größer als V_g^{th} , so gelangen Elektronen in die QP-Niveaus, da diese nun unterhalb E_F liegen. Im thermischen Gleichgewicht können die Elektronen bei der verwendeten Messfrequenz umgeladen werden und bewirken einen Kapazitätsanstieg bei V_g^{th} . Der Rand der Verarmungszone hat aber die QP-Ebene noch nicht erreicht. Das Einsetzen des Plateaus, d.h. das Laden der QP, ist abhängig von der Lage der QP-Niveaus relativ zur GaAs-Leitungsbandkante. Da die Ladung in den QP das elektrische Feld vom Gate abschirmt, wandert der Rand der Verarmungszone während des Ladens der QP nur schwach in Richtung der QP-Ebene. Das drückt sich in einem plateauartigen Verlauf der CV-Kurve aus.

Es wird in der Abb. 4.5(a) beobachtet, dass V_g^{th} für die drei QP-Proben unterschiedlich ist. Bei der Probe C erkennt man eine deutlich höhere Einsatzspannung $V_g^{th} = -0,6$ V, bei der das QP-Plateau beginnt. Dies deutet auf einen geringeren Abstand des s -Niveaus relativ zur GaAs-Leitungsbandkante hin, was sehr gut mit der Blauverschiebung der PL-Energien in den PL-Experimenten korrespondiert. Die Einsatzspannungen der Proben A und B sind bei $V_g^{th} = -0,9$ V bzw. $V_g^{th} = -1,1$ V. Innerhalb des QP-Plateaus der Probe A lassen sich zwei Vertiefungen bei $V_g = 0,62$ und $0,27$ V erkennen, welche dem Laden der verschiedenen QP-Niveaus zugeordnet werden kann [Sch06e, Sch05a]. In der Probe B wird eine weniger ausgeprägte Vertiefung bei $V_g = 0,58$ V beobachtet. Probe C zeigt keine Substruktur in der CV-Kurve.

4.3.1 Abschätzung der Quantenpunktdichte und -niveaus

Da die Temperaturen in CV-Experimenten mit QP-Schottkydioden im Vergleich zu MIS-Dioden mit eingebetteten QP [Mil97, Sch05a] höher sind und keine konstanten Verarmungszonen bestehen, eignen sich die CV-Messungen mit Schottkydioden weniger für quantitative Aussagen über Bindungsenergien und energetische Abstände der QP-Niveaus. Trotzdem können über einfache Näherungen die Quantenpunktdichte und der Abstand der QP-Niveaus zur GaAs-Leitungsbandkante grob abgeschätzt werden.

Quantenpunktdichte

Die Anzahl der Ladungsträger n_Q in der QP-Ebene kann aus: $n_Q = iN_Q = C_p\Delta V$ bestimmt werden, wobei i die Anzahl der Elektronen pro QP, N_Q die Anzahl der QP, C_p die Kapazität des QP-Plateaus in der CV-Kurve und ΔV das Gate-Spannungsintervall des Plateaus sind. Da in den hier vorgestellten CV-Messungen im Bereich der QP-Plateaus Substrukturen auftreten, welche mit dem Laden unterschiedlicher QP-Niveaus assoziiert werden [Sch05a, Gel06, Sch06e], kann man die QP-Dichte abschätzen, wenn man annimmt, dass das erste Subplateau dem Laden zweier Elektronen in das s -Niveau entspricht. Für die Probe C, die keine Substruktur in der CV-Messung aufweist, wird vereinfacht angenommen, dass *nur* das s -Niveau bevölkert wird. Für die Probe A erhält man eine QP-Dichte von $n_Q = 9,6 \times 10^9$ cm⁻², für die Probe B: $n_Q = 1,4 \times 10^{10}$ cm⁻² und für die Probe C: $n_Q = 3,5 \times 10^{10}$ cm⁻². Trotz gleicher Größenordnungen, treten Diskrepanzen zu den AFM-QP-Dichten auf. Bei den Proben A und B wird die Dichte der QP im Vergleich zu den AFM-Messungen um den Faktor 1,5 bis 2 überschätzt, was eventuell auf leicht schwankende MBE-Parameter während des Wachstumsprozesses zurückzuführen ist. Wahrscheinlicher ist aber, dass man das ΔV aus der CV-Kurve für die Bestimmung der QP-Dichte nicht exakt bestimmen kann. Für die Probe C wird die QP-Dichte aus den CV-Messungen sehr stark unterschätzt. Dies könnte wieder an leichten Unterschieden der Wachstumsparameter für die Oberflächen- und eingebetteten QP liegen. In der Regel aber sollten diese QP-Dichten übereinstimmen. Weiterhin kann es daran lie-

gen, dass aufgrund der geringen Höhe der QP, die mit nur einem Elektron geladenen QP-Niveaus bereits so weit angehoben sind, dass bei einem Teil der QP der zweite Elektronenzustand nicht mehr stabil ist, da er im Kontinuum der Barriere liegt.

Abschätzung der Grundzustandsenergie

Bevor die Verarmungszone die QP-Ebene erreicht, werden die Potentialverhältnisse in der Schottkydiode durch

$$V(z) = \frac{1}{2} \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z)^2 \quad \text{für} \quad 0 \leq z \leq z_d. \quad (4.1)$$

beschrieben (siehe Kap. 2.2.1). Erreicht die Verarmungszone die QP-Ebene, werden Elektronen in die QP geladen, zuerst in die s -Schalen und dann in höhere Niveaus. Dies macht sich in einer Vergrößerung der Kapazität bemerkbar. Durch obige Gl. (4.1) kann die Bandverbiegung abgeschätzt werden, bei der die Fermienergie E_F mit dem untersten Niveau der QP korrespondiert [Cha00]. Mit den Werten V_g^{th} , N_D und V_{bi} , bestimmt aus den jeweiligen CV-Kurven, wird die Verarmungslänge z_d bestimmt. Auf diese Weise erhält man eine Bandverbiegung $V(z_Q)$ für die Probe A von 159 meV, für die Probe B von 168 meV und für die Probe C von 96 meV. Diese Werte stellen den ungefähren Abstand des untersten QP-Niveaus zur Leitungsbandkante dar, nimmt man als Energiereferenz $E - E_F = 0$ eV. Für die Probe C wird nach den PL-Messungen ein kleinerer Wert für das s -Niveau erwartet als für die Proben A und B. Das kann aus dieser einfachen Abschätzung bestätigt werden. Probe A sollte aufgrund der kleinsten Exzitonen-Rekombinationsenergie in den PL-Messungen den größten Wert der Bandverbiegung aufweisen. Dies kann durch diese Abschätzung allerdings nicht bestätigt werden, da der Wert der Bandverbiegung für die Probe B leicht über dem Wert der Probe A liegt. Dies weist darauf hin, dass bei dieser groben Abschätzung Fehler z.B. durch die falsche Bestimmung von V_g^{th} entstehen können. Zusätzlich kann man einen Einfluss der QP-Dichte nicht ausschließen. Das einfache Modell einer homogenen, zweidimensionalen Flächenladung ist nur ein vereinfachtes Bild. Bei dreidimensionalen Betrachtungen können Coulombwechselwirkungen der Ladungsträger im QP und der QP untereinander hinzukommen.

4.3.2 Ladungsträgerprofile

Wie im Kap. 3.3 erläutert, ist es möglich mit Kapazitäts-Spannungs-Messungen über die Gl. (3.11) ein Tiefenprofil der Ladungsträger zu erstellen. Für die drei hier vorgestellten QP-Schottkydioden ist die Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit von der Gate-Spannung und von Verarmungslänge z_d in der Abb. 4.6 zu sehen. Bis zu einer Gate-Spannung von ca. $V_g = -1,3$ V zeigen alle drei Proben konstante Ladungsträgerkonzentrationen. Diese reflektieren die Dotierungen der jeweiligen Schottkydiode. Abhängig von der Wachstumstemperatur, und damit von der QP-Dichte und -Größe lassen sich drei Maxima (Probe A), zwei Maxima (Probe B) sowie ein Maximum (Probe C) unterschiedlicher Höhe erkennen. Diese werden Ladungsansammlungen in den QP zugeordnet. Die Peakstruktur reflektiert dabei die Besetzung

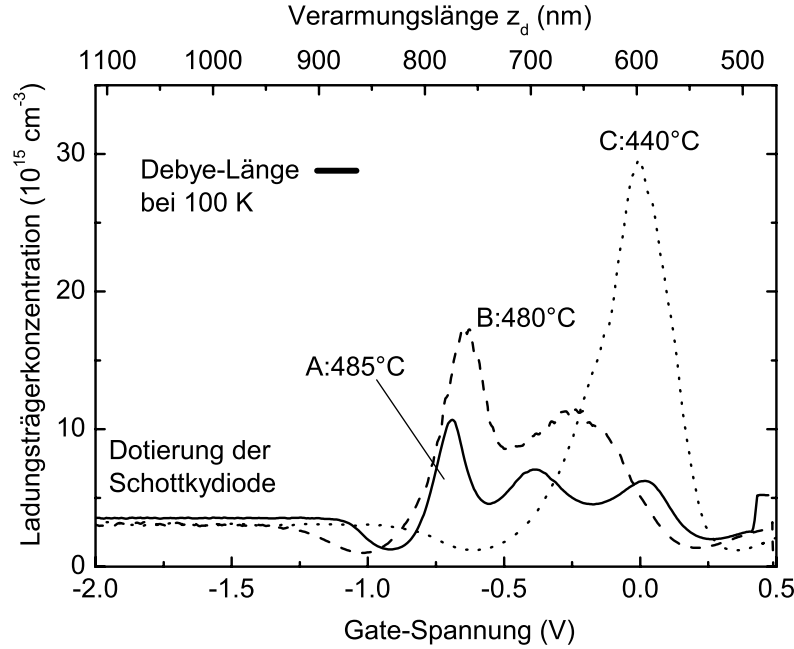


Abbildung 4.6: Ladungsträgerkonzentrationen extrahiert aus den CV-Messungen bei 100 K (Abb. 4.5) in Abhängigkeit von der Gate-Spannung (x-Achse untere Skala) und der Verarmungslänge, d.h. der Tiefe (x-Achse obere Skala) der QP-Proben A (volle Linie), B (gestrichelt) und C (gepunktet). Der schwarze Balken stellt die Debye-Länge bei 100 K und $N_D = 3,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ dar.

der Niveaus in der QP-Schicht. In den Gate-Spannungsbereichen vor und hinter den QP-Niveaus zeigen sich Verarmungszonen, d.h. Bereiche mit verminderter Ladungsträgerdichte. Das Coulombfeld der geladenen QP führt zur Ladungsträgerverarmung des Barrierenbereiches im Umfeld der einzelnen QP. Wenn sich der Verarmungszonenrand bei z_d mit dem Verarmungszonenrand um die QP vereint, sinkt im berechneten Ladungsträgerprofil der nominelle Wert der Trägerkonzentration unter den Wert der tatsächlichen Dotierung. Es ist nicht möglich, quantitative Rückschlüsse auf die Ladungsträgerdichten in den QP, und damit auf die QP-Dichten zu ziehen [Blo92].

Für die Probe A beobachtet man drei Maxima bei $-0,69 \text{ V}$, $-0,39 \text{ V}$ und bei $+0,02 \text{ V}$. Temperaturabhängige CV-Messungen zeigen, dass es sich bei den Peaks um Ladungsansammlungen im s -Niveau ($-0,69 \text{ V}$), im p -Niveau ($-0,39 \text{ V}$) und vermutlich einer Lokalisierung von Elektronen in der Wettinglayer ($+0,02 \text{ V}$) handelt. So ist es etwa ab 60 K nicht mehr möglich, das s -Niveau, ab 30 K das p -Niveau, mit einer Frequenz von 258 Hz umzuladen, da die Summe der Einfang- und Emissionszeit $c_n^{-1} + e_n^{-1} > \omega^{-1}$ größer ist als die Messfrequenz. Dies führt zu einer Abnahme und kompletten Unterdrückung der Ladungsträgermaxima, wodurch QP-Niveaus zugeordnet werden können. Bei $T = 10 \text{ K}$ werden die Maxima der s - und p -Niveaus

nicht mehr beobachtet. Dagegen wird der mit der Ladungsträgeransammlung in der WL assoziierte Peak mit kleinerer Temperatur deutlicher. Elektronen können offenbar bei jeder Temperatur im Bereich der verwendeten Messfrequenz in WL-Zustände umgeladen werden. Die Probe B zeigt ebenso bei $-0,7$ V ein Maximum in der Ladungsträgerdichte, was wiederum Elektronen im s -Niveau zugeordnet wird. Ein im Vergleich zur Probe A größeres Maximum deutet qualitativ auf eine höhere QP-Dichte hin, was mit den AFM-Daten der Oberflächen-QP in Kap. 4.1 übereinstimmt. Weiterhin ist die Halbwertsbreite des ersten Peaks der Probe B größer als der von Probe A, was auf eine größere inhomogene Verbreiterung des QP-Ensembles in Korrespondenz mit den PL-Daten hindeutet. Ein zweites, breites Maximum bei $-0,2$ V zeigt vermutlich wieder Elektronen im p -Niveau. Ein drittes Maximum ist bei dieser Probe nicht zu beobachten, was der größeren Inhomogenität der QP zugeordnet wird. Für die Probe C beobachtet man eine starke Lokalisierung von Elektronen bei $0,0$ V. Dies wird wiederum dem Laden des s -Niveaus zugeordnet. Es werden hier keine weiteren Maxima beobachtet. Es wird aufgrund der kleineren QP im Vergleich zu den Proben A und B angenommen, dass sich bei geladener s -Schale in den QP das p -Niveau oberhalb des GaAs-Leitungsbandes befindet, und somit keine Elektronen aufnehmen kann.

4.4 DLTS-Messungen

Die Deep Level Transientenspektroskopie (DLTS) hat sich in den letzten Jahren als erfolgreiches Hilfsmittel für die Bestimmung von Quantenpunktniveaus [Ana95, Kap00a, Eng03, Sch04, Sch06e], bei der Untersuchung der beteiligten Emissionsprozesse [Kap99, Sch04, Eng05, Sch06f, Gel06, Gon06] und bei der Analyse von Störstellen in der Quantenpunktebene erwiesen [Wan00, Leo02, Lin05, Lin06].

In der Abb. 4.7 werden DLTS-Messungen an den QP-Proben A, B und C gezeigt. Die Füllpulsspannung und -dauer beträgt jeweils $V_p = +0,7$ V bzw. $t_p = 1$ ms. Aus den CV-Messungen in Kap. 4.3 ist ersichtlich, dass bei dieser Spannung die QP-Niveaus geladen werden. Die Reverse-Spannung V_{rev} wurde jeweils auf einen Wert vor dem Einsetzen des QP-Plateaus in der CV-Kurve gewählt (siehe Abb. 4.5). So werden während der Aufnahme der Kapazitätstransienten alle QP-Niveaus über die Fermienergie gehoben und können entladen werden. Betrachtet wird zunächst die Kurve der Probe C (440°C). Es wird ein sehr verbreitertes Maximum ohne Substruktur bei $T = 38$ K beobachtet. Die Probe B (480°C) zeigt dagegen drei gut unterscheidende Maxima bei 80 K, 65 K und bei 38 K, welche dem Laden von zwei Elektronen in das s -Niveau und vermutlich einem Elektron in das p -Niveau entspricht [Sch04]. In der DLTS-Messung der Probe A (485°C) werden ebenso wie bei Probe B über 60 K zwei DLTS-Maxima beobachtet, welche der Emission der beiden s -Elektronen entspricht. Zusätzlich wird ein sehr breites Maximum zwischen 20 und 60 K beobachtet, in dem eine Substruktur mit vier lokalen Maxima sichtbar ist. Dies wird der Emission von vier Elektronen aus dem p -Niveau zugeordnet. Probe A und B zeigen unterhalb $T < 25$ K temperaturunabhängige DLTS-Signale, welche

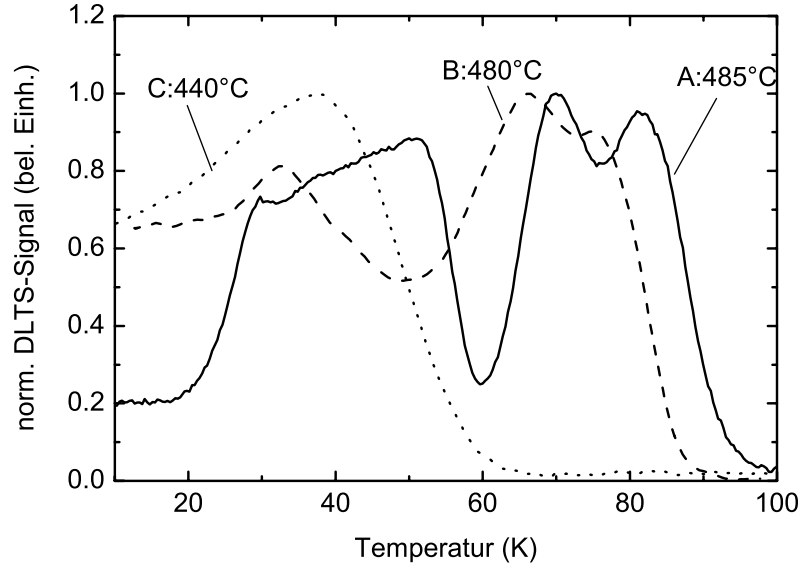


Abbildung 4.7: DLTS-Messungen der Schottkydioden A, B und C mit eingebetteten QP, gewachsen bei 485, 480 und 440°C. Die Pulsspannung und -dauer beträgt jeweils $V_p = +0,7$ V bzw. $t_p = 1$ ms. Die Reverse-Spannungen betragen $V_{rev}^A = -1,0$ V, $V_{rev}^B = -1,4$ V und $V_{rev}^C = -0,8$ V. Das Zeitfenster des Double-Boxcar-Filters beträgt $\tau_{ref} = 4$ ms. Das Verhältnis von t_2 und t_1 ist $\beta = t_2/t_1 = 8$.

Tunnelprozessen zugeordnet werden können. Bei der Probe C ist das Signal zwar bis zu den kleinsten vermessenen Temperaturen noch temperaturabhängig, es liegt aber die Vermutung nahe, dass auch bei dieser Probe Tunnelprozesse sehr wichtig sind, wobei das durch thermische Aktivierung hervorgerufene Signal auf einem Tunneluntergrund liegt.

4.4.1 Bestimmung der Aktivierungsenergien

In der Abb. 4.8(a) werden DLTS-Spektren der Probe A für verschiedene Referenzzeiten $\tau_{ref} = 5$ ms, 23 ms und 83 ms gezeigt. Die DLTS-Maxima verschieben sich mit größeren Referenzzeiten (bzw. kleineren Emissionsraten) zu kleineren Temperaturen, was deutlich auf einen thermisch aktivierten Prozess hinweist. Da die Emissionsrate bei thermisch aktivierten Prozessen von der Temperatur abhängt (Gl. 2.36), erscheinen die DLTS-Maxima für größere τ_{ref} (bzw. kleinere Emissionsraten) bei kleineren Temperaturen. In der Abb. 4.8(b) werden konventionelle Arrheniusanalysen für die Daten der Probe A vorgenommen. Die Trapsignaturen verlaufen zum größten Teil linear, wie es für einen idealen, thermisch aktivierten Prozess mit rein exponentieller Relaxation zu erwarten ist. Die Arrheniusdaten des dritten und des vierten p -Elektrons verlaufen nicht linear, was auf mehrere Emissionspfade hindeutet [Eng05].

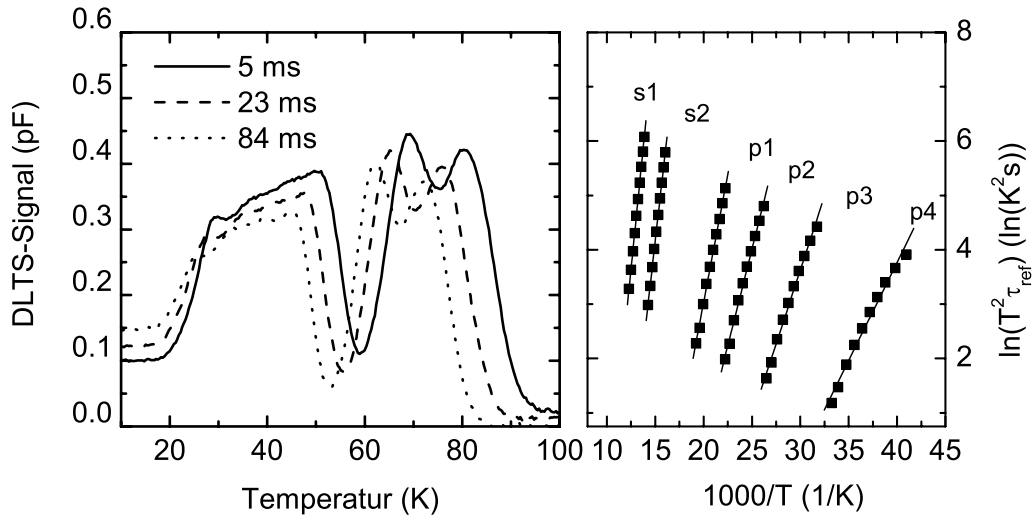


Abbildung 4.8: (a) DLTS-Messungen einer Schottkydiode (Probe A) gemessen mit $V_{rev} = -1,0$ V, $V_p = +0,4$ V, $\beta = 8$ und verschiedenen $\tau_{ref} = 5$ ms, 23 ms und 84 ms. (b) Darstellung der Trapsignaturen

Die aus der konventionellen Arrheniusanalyse gewonnenen Aktivierungsenergien E_a und Wirkungsquerschnitte σ_a der Proben A, B und C in der Abb. 4.7 sind in der Tab. 4.2 zusammengefasst. Der Abstand der Aktivierungsenergien des s_1 und des s_2 -Elektrons der Probe A beträgt 18 meV. Die Beobachtung, dass die konventionelle Arrheniusanalyse für die Emission aus dem zweifach geladenen QP eine kleinere Aktivierungsenergie ergibt als für die Emission aus dem einfach geladenen kann mit dem TAT-Modell des thermisch aktivierten Tunnelns verstanden werden. Beim zweifach geladenen QP ist aufgrund des stärkeren Coulombpotentials im Bereich der Barriere um den QP die Tunnelwahrscheinlichkeit aus intermediären Niveaus nahe der GaAs-Leitungsbandkante erheblich vergrößert. Das führt zu insgesamt stark ansteigenden Emissionsraten. In dem mit dem TAT-Modell entwickelten Bild führt das Coulombpotential der Ladungen in den QP dazu, dass mit zunehmender Besetzung die Emissionsrate von einem intermediären Niveau dominant bestimmt wird, dessen Energie tiefer unter der GaAs-Leitungsbandkante liegt. Es sei bemerkt, dass die Unterschiede der aus der Arrheniusanalyse bestimmten Aktivierungsenergien aus diesem Grunde nicht mit den Werten für die sogenannte Coulombblockade, die zum Beispiel den Abstand der Maxima bei Kapazitätsmessungen mitbestimmen, identifiziert werden dürfen, auch wenn die Werte in der Regel sehr ähnlich sind. In Kap. 5.1.2 wird dieser Punkt noch weiter gehend erläutert.

An der Probe B lassen sich die Werte der beiden s -Elektronen und für ein p -Niveau auswerten. Weitere p -Niveaus können nicht aufgelöst werden. Auffällig ist, dass die Aktivierungsenergie $E_{a,s1}^B$ und der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{a,s1}^B$ des ersten

Elektron#	E_a (meV)	σ_a (cm ²)	Referenz E_a (meV)
A1 : s_1	152	$4,6 \times 10^{-13}$	160 [Eng03], 131 [Sch04]
A2 : s_2	134	$9,6 \times 10^{-13}$	120 [Eng03], 114 [Sch04]
A3 : p_1	81	$3,3 \times 10^{-14}$	66 [Sch04]
A4 : p_2	61	$4,2 \times 10^{-15}$	
A5 : p_3	47	$1,4 \times 10^{-15}$	
A6 : p_4	31	$1,8 \times 10^{-16}$	
B : s_1	161	$4,3 \times 10^{-12}$	
B2 : s_2	128	$3,0 \times 10^{-13}$	
B3 : p_1	65	$5,5 \times 10^{-13}$	
C1 : s	42	$1,2 \times 10^{-12}$	

Tabelle 4.2: Aktivierungsenergien und Wirkungsquerschnitte der Proben A, B und C, ermittelt aus einer Arrheniusanalyse. Zusätzlich sind Literaturwerte angegeben.

Elektrons größer sind als die entsprechenden Werte der Probe A. Weiterhin ist der Abstand der Aktivierungsenergien des ersten und zweiten Elektrons mit 33 meV deutlich höher als bei der Probe A (18 meV). Für die Probe C erhält man mit $E_A = 42$ meV den kleinsten Wert für die Aktivierungsenergie. Dies passt zu den PL- und CV-Messungen, wo ebenfalls die kleinste Grundzustandsenergie beobachtet wird.

Bestimmung der Bindungsenergien nach dem Vincent-Model - Thermisch assistiertes Tunneln

In diesem Abschnitt soll der Einfluss des thermisch assistierten Tunnelns (Kap. 2.4.3) diskutiert werden. Das thermisch assistierte Tunneln (TAT) führt zu einer Erhöhung der experimentellen Emissionsraten e_n im elektrischen Feld, welches sich nach Ref. [Vin79] durch Gl. (2.40) beschreiben lässt. Die durch das Vincent-Modell *korrigierten* Emissionsraten e'_n bzw. Zeitkonstanten können mit einer Arrheniusauswertung für die Ermittlung der Emissionsenergien benutzt werden. Mit Emissionsenergie ist die Energie gemeint, um ein Elektron aus dem QP in die GaAs-Barriere zu befördern, das heißt eine tatsächliche Abschätzung der Barrierenhöhe ohne äußeres elektrisches Feld. In der Abb. 4.9 sind die nach dem TAT-Modell berechneten Trapsignaturen für die Proben A, B und C dargestellt (offene Symbole). Als Vergleich sind jeweils die Punkte der konventionellen Arrheniusauswertung aufgetragen (gefüllte Symbole). Bei allen drei Proben erkennt man, dass sich die korrigierten Trapsignaturen deutlich bei höheren Zeitkonstanten (kleineren Emissionsraten) befinden. Dies zeigt, dass bei allen drei Proben schon bei den hier verwendeten, moderaten Reverse-Spannungen, das elektrische Feld einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die thermische Emission hat. Besonders die p -Niveaus in Probe A und B bzw. das s -Niveau der Probe C zeigen drastische Korrekturen. Das liegt an den relativ geringen Abständen zur GaAs-Leitungsbandkante und damit zu einer kleineren Dreiecksbarriere, so dass Tunnelwahrscheinlichkeiten ansteigen. Die mit dem Vincent-Modell

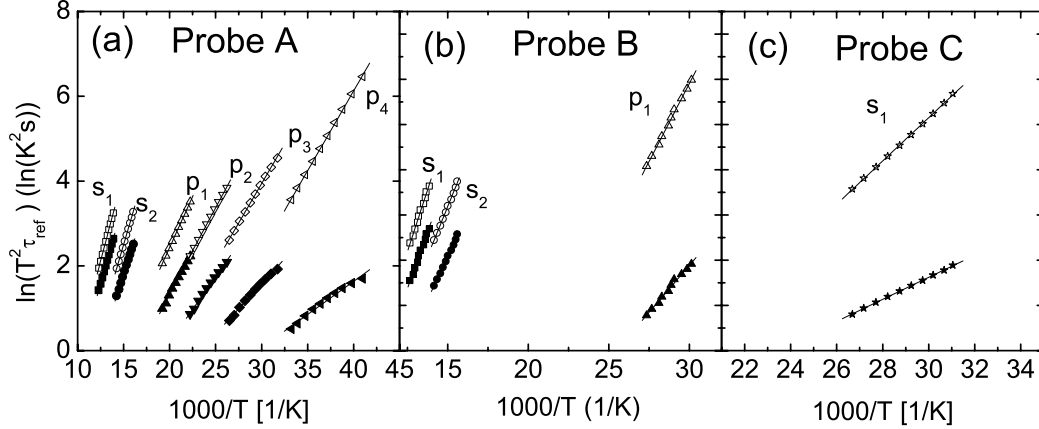


Abbildung 4.9: Mit dem Vincent-Modell erstellte Trapsignaturen der Proben A, B und C (offene Symbole). Die gefüllten Symbole sind die Werte aus der konventionellen Arrheniusauswertung.

ermittelten Bindungsenergien der QP-Niveaus in den Proben A, B und C sind in der Tab. 4.3 zusammengefasst. Sie sind bei der Probe A etwa 10 meV größer als die in Tab. 4.2 gezeigten Aktivierungsenergien. Bei den Proben B und C sind die Korrekturen größer, was in erster Linie auf kleinere QP-Größen zurückzuführen ist.

Probe	Elektron#	E_i (meV)	σ_a (cm ²)
A	1 : s_1	163	$6,7 \times 10^{-13}$
	2 : s_2	148	$2,0 \times 10^{-12}$
	3 : p_1	95	$6,2 \times 10^{-14}$
	4 : p_2	80	$2,0 \times 10^{-12}$
	5 : p_3	74	$2,4 \times 10^{-14}$
	6 : p_4	75	$7,7 \times 10^{-14}$
B	1 : s_1	185	$3,8 \times 10^{-12}$
	1 : s_2	147	$1,5 \times 10^{-12}$
	1 : p_1	107	$2,6 \times 10^{-9}$
C	1 : s	83	$4,4 \times 10^{-13}$

Tabelle 4.3: Bindungsenergien und Wirkungsquerschnitte der Proben A, B und C ermittelt aus einer Arrheniusanalyse mit dem Vincent-Modell.

4.4.2 Bestimmung und Einfluss der Quantenpunktdichte

Die QP-Dichte kann über die Gl. (3.9) aus der Amplitude S_m der DLTS-Maxima bestimmt werden. Jedes DLTS-Maximum der QP entspricht einem emittierten Elek-

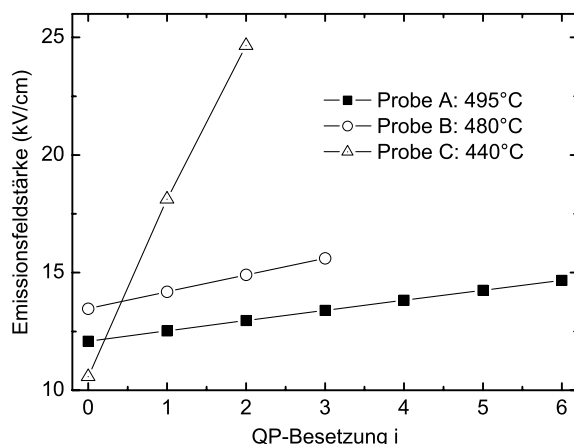


Abbildung 4.10: Emissionsfeldstärke in Abhängigkeit der QP-Besetzung für die Proben A ($V_{rev} = -1,0$ V), B ($V_{rev} = -1,4$ V) und C ($V_{rev} = -1,0$ V).

tron pro QP, so dass die emittierte Ladung der Dichte der QP entspricht. Zur Bestimmung der QP-Dichte wird das s_1 -Maximum für einfach geladene QP herangezogen. Für die Proben A und B ist das s_1 -Maximum eindeutig definiert. Für die Probe C wird aufgrund fehlender Substrukturen im DLTS-Spektrum vereinfacht angenommen, dass das sichtbare Maximum das s_1 -Niveau ist. In der Tab. 4.4 werden die ermittelten DLTS-QP-Dichten, berechnet mit dem Übertragungsfaktor $K_{ab} = 0,65$ für $\beta = 8$ und den jeweiligen Werten für C_∞ und N_D dargestellt. Als Vergleich sind die Werte aus den CV- und AFM-Messungen dargestellt. Die Dichten der eingebet-

Probe	DLTS	CV	AFM
A	$4,3 \times 10^9 \text{ cm}^2$	$9,2 \times 10^9 \text{ cm}^2$	$3,0 \times 10^9 \text{ cm}^2$
B	$7,5 \times 10^9 \text{ cm}^2$	$1,4 \times 10^{10} \text{ cm}^2$	$1,1 \times 10^{10} \text{ cm}^2$
C	$7,9 \times 10^{10} \text{ cm}^2$	$3,5 \times 10^{10} \text{ cm}^2$	$8,4 \times 10^{10} \text{ cm}^2$

Tabelle 4.4: Aus den DLTS-Maxima bestimmte QP-Dichten für die Probe A, B und C. Als Vergleich werden die aus den AFM- und CV-Daten ermittelten Werte mit aufgeführt.

teten QP aus den DLTS-Messungen und die Dichten der Oberflächen-QP aus den AFM-Messungen stimmen relativ gut überein (Fehlerintervall von $< 20\%$).

Abbildung 4.10 soll verdeutlichen, wie die Emissionsfeldstärke mit steigender QP-Besetzung und QP-Dichte ansteigt. Im Rahmen des eindimensionalen Modells der homogenen Flächenladung in der QP-Ebene in der Gl. (2.19) sind die berechneten Emissionsfeldstärken der Probe C mit einfach geladenen QP und der Probe B mit dreifach geladenen QP höher als die Feldstärke der mit sechs Elektronen bevölkerten QP der Probe A. Das führt dazu, dass bei großer QP-Dichte die Feldstärke schon bei

geringer Besetzung so groß ist, dass die Tunnelemissionsrate die thermische Emissionsrate überwiegt. Im DLTS-Spektrum tragen dann eventuelle weitere Elektronen auf höheren Zuständen nur zum Tunneluntergrund bei und erzeugen kein Maximum im DLTS-Spektrum.

4.5 Fazit

An dieser Stelle sollen die Ergebnisse dieses Kapitels kurz zusammengefasst werden. Die Wahl der QP-Wachstumstemperatur bestimmt maßgeblich die Eigenschaften von selbstorganisierten InAs-QP. Es wurden AFM-Messungen an Oberflächen-QP präsentiert, die die Abhängigkeit der QP bezüglich der Dichte, Größe und Höhe von T_{InAs} belegen. Kleine Quantenpunkte mit einer Höhe von 2 nm mit einer hohen QP-Dichte werden mit $T_{InAs} = 440^\circ\text{C}$ erzielt, wohingegen 10 nm hohe QP mit reduzierter Dichte bei $T_{InAs} = 485^\circ\text{C}$ beobachtet werden. Die strukturellen Änderungen der Oberflächen-QP mit der Temperatur, werden auch in der Beeinflussung der elektronischen und optischen Eigenschaften der eingebetteten QP beobachtet. Die bei $T_{InAs} = 440^\circ\text{C}$ gewachsenen QP zeigen deutlich zu höheren Energien verschobene PL-Spektren als die bei höheren Temperaturen gewachsene QP. Dies korrespondiert mit kleineren Aktivierungs-, bzw. Bindungsenergien aus den DLTS- und CV-Messungen.

Kapitel 5

Einfluss elektrischer und magnetischer Felder auf die Emission

In diesem Kapitel werden Einflüsse des elektrischen und magnetischen Feldes auf die Emission der Ladungsträger aus den QP untersucht. Zunächst werden Constant Capacitance-DLTS-Messungen vergleichend zu DLTS-Experimenten vorgestellt und diskutiert. Höhere elektrische Felder am Ort der QP beeinflussen die thermische Emission der Elektronen und führen zu erhöhten Emissionsraten. Dies wird hier im Rahmen dieser Arbeit mit Constant-Capacitance-DLTS (CC-DLTS) untersucht. Weiterhin werden DLTS-Messungen in senkrechten und parallelen Magnetfeldern diskutiert. Es zeigt sich, dass durch diese Experimente QP-Niveaus zugeordnet und beteiligte Emissionsprozesse getrennt werden können. Anschließend werden Tunneltransientspektroskopie-Messungen (TTS) vorgestellt. Es werden Experimente gezeigt, in denen die Referenzzeit, die Temperatur, die Füllpulsspannung und das Magnetfeld variiert wurden.

5.1 Constant-Capacitance DLTS Messungen an Schottkydioden mit Quantenpunkten

Im Rahmen einer vom Autor betreuten Diplomarbeit (J. Schaefer) wurde ein Messprogramm entwickelt, welches es ermöglicht, Constant-Capacitance-DLTS Messungen an Schottkydioden mit eingebetteten Quantenpunkten durchzuführen [Sch06a]. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Kapazität und damit das elektrische Feld während der Emission der Ladungsträger konstant bleibt.

In einem konventionellen DLTS-Experiment wird die Emission der Ladungsträger aus den QP über die Messung der Diodenkapazität untersucht, die reziprok proportional zur Verarmungslänge z_d ist. In einem eindimensionalen Modell mit der Annahme, dass die QP-Ladungen eine homogene Flächenladung darstellen, wird z_d

durch die Gl. (2.12) beschrieben:

$$z_d = \sqrt{\frac{2}{eN_D}(\epsilon\epsilon_0V + en_Qz_Q)} \quad \text{mit} \quad V = V_{bi} - V_G, \quad (5.1)$$

Entsprechend ändert sich in konventionellen DLTS-Experimenten die Emissionsfeldstärke $F_Q = eN_D(z_d - z_Q)/(\epsilon\epsilon_0)$ während der Emission der Ladungsträger. In CC-DLTS-Experimenten werden Spannungstransienten erzeugt, welche die Verarmungskapazität z_d und damit F_Q während der Emission konstant halten, und somit den zeitlichen Verlauf der QP-Besetzung widerspiegeln. Im Gegensatz zu herkömmlichen CC-DLTS-Setups, welche eine sehr schnelle Analogregelung für die Gate-Spannungskontrolle verwenden, wurde hier ein anderer Ansatz gewählt. Es wurde eine Software-basierte Lösung entwickelt, welcher die Spannungstransienten in einem iterativen Prozess aus den gemessenen Kapazitätstransienten berechnet [Oka95]. Experimentelle Details zur Realisierung sind ausführlich in der Ref. [Sch06a] dargelegt.

5.1.1 CC-DLTS vs. DLTS

In der Abb. 5.1 sind Spektren aus (a) CC-DLTS- und (b) DLTS-Messungen der Probe A (#1466) dargestellt [Sch06c]. Während konventionelle DLTS-Spektren aus den Kapazitätstransienten ($\Delta C = C(t_2) - C(t_1)$) bestimmt werden, sind die CC-DLTS-Spektren aus den Spannungstransienten entnommen ($\Delta V_{rev} = V_{rev}(t_2) - V_{rev}(t_1)$). In beiden Fällen wird die Double-Boxcar Technik verwendet. Die Reverse-Spannungen V_{rev} in (b) entsprechen den Sollkapazitäten C_{soll} in den CC-DLTS-Messungen in (a). Diese Werte wurden aus CV-Messungen bei $T = 100$ K entnommen. In den CC-DLTS- und DLTS-Messungen werden zwischen 50 und 90 K zwei ausgeprägte Maxima beobachtet, welche der Emission der s -Elektronen zugeordnet wird. Beide Maxima verschieben mit kleineren Sollkapazitäten bzw. kleineren V_{rev} zu tieferen Temperaturen. Während die CC-DLTS-Amplituden der s -Peaks in der Höhe kaum beeinflusst werden, zeigen die entsprechenden s -Amplituden in den DLTS-Messungen einen starken Abfall. Das liegt daran, dass mit kleineren V_{rev} die Kapazität sinkt, was zu kleineren DLTS-Signalen führt. Da die Kapazität in den CC-DLTS-Experimenten konstant ist, wird ΔV_{rev} nur von der Ladungsänderung in den QP bestimmt und nicht von z_d bzw. der Kapazität. Ein weiteres breites Maximum wird unter $T < 50$ K in den CC-DLTS-Spektren für $C_{soll} = 91,4$ pF bzw. für $V_{rev} = -1,5$ V in den DLTS-Messungen beobachtet. Dieses wird der Emission von Elektronen aus dem p -Niveau zugeschrieben. Für kleinere C_{soll} (V_{rev}) geht das Maximum in ein temperaturunabhängiges Signal über, welches von konkurrierenden Tunnelprozessen stammt.

Die Verschiebung der DLTS-Maxima zu kleineren Temperaturen mit kleineren Sollkapazitäten bzw. kleineren Reverse-Spannungen wird mit einer Abnahme der Aktivierungsenergien mit steigendem elektrischen Feld erklärt. In der Abb. 5.2 wird diese Feldabhängigkeit der Aktivierungsenergien E_a , ermittelt aus den CC- bzw. DLTS-Messungen, deutlich gemacht. Während man für die CC-DLTS-Daten die Emissionsfeldstärke sehr einfach aus der Sollkapazität bestimmen kann, muss für

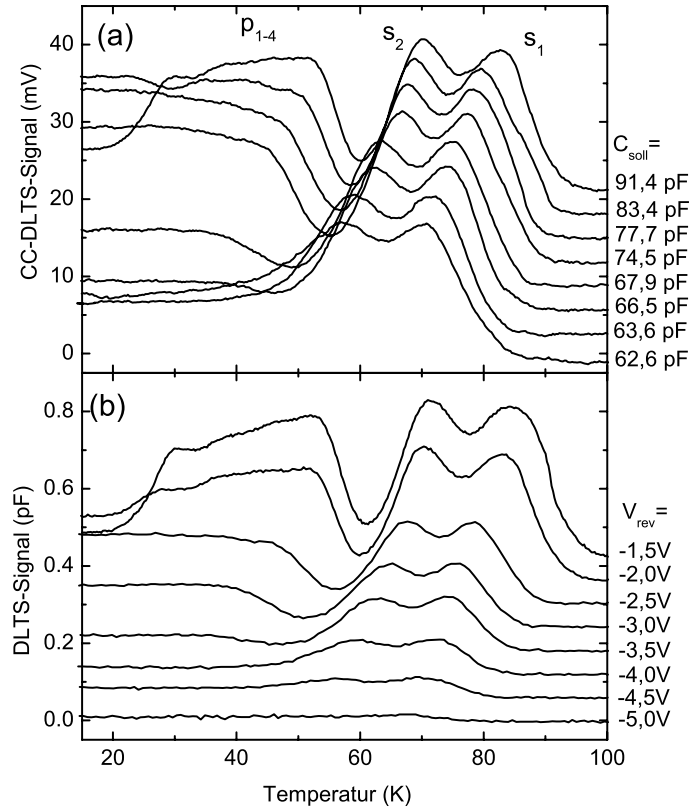


Abbildung 5.1: (a) CC-DLTS- und (b) DLTS-Spektren der QP-Schottkydioden (Probe A) und $\tau_{ref} = 4$ ms. Die Spektren sind der Übersicht halber verschoben.

die Berechnung der Feldstärke aus V_{rev} die QP-Besetzung i mit berücksichtigt werden. Nichtsdestotrotz erkennt man eine sehr gute Übereinstimmung der E_a beider Messverfahren in Abhängigkeit von F_Q . Zu erwähnen ist, der größere Feldbereich, der mit CC-DLTS zugänglich ist. Die Ähnlichkeiten der Feldabhängigkeiten von E_a in DLTS und CC-DLTS lassen darauf schließen, dass trotz der Besetzungsabhängigkeit der Feldstärke in konventionellen DLTS-Experimenten, die Bestimmung der Emissionsraten in DLTS-Experimenten im Rahmen der Messgenauigkeit kaum beeinflusst wird. Da auch die CC-DLTS-Messungen unterschiedliche Emissionsraten bzw. Aktivierungsenergien für einfach bzw. zweifach besetzte QP liefern, kann man schlussfolgern, dass dies durch das zusätzliche Coulombpotential verursacht wird, welches sich in unmittelbarer Nähe der geladenen QP ausbildet. Die Beobachtung lässt sich mit dem eindimensionalen Modell der als Flächenladungsdichte approximierten Elektronen der QP nicht erklären. In den CC-DLTS-Messungen sollte nicht zwischen der Emission eines einfach oder zweifach besetzten QP unterschieden werden können, da die Verarmungslänge und damit die Barriere konstant ist. Das Cou-

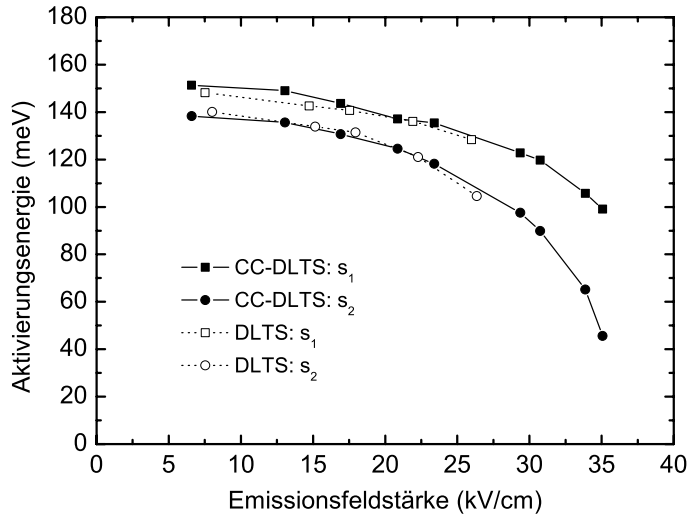


Abbildung 5.2: Aktivierungsenergien E_a für das s_1 - und s_2 -Elektron aus der Arrheniusauswertung der CC-DLTS und DLTS-Messungen der Abb. 5.1 aufgetragen gegen die Emissionsfeldstärke F_Q .

lombpotential der geladenen QP wird jedoch in unmittelbarer Nähe der QP durch das eindimensionale Modell schlecht beschrieben. Das lokale Coulombpotential der Ladungsträger in den QP führt im Experiment zu unterschiedlichen Emissionsraten bzw. E_a .

Zusätzliche Tunnelprozesse können aber nicht nur Emissionsraten erhöhen. Es ist weiterhin möglich, dass Tunneln zu einem konkurrierenden Prozess wird. Dies ist in der Abb. 5.3(a) dargestellt, in der CC-DLTS-Spektren für verschiedene Referenzzeiten gezeigt werden. Die Sollkapazität beträgt $C_{soll} = 62,6$ pF, was einer sehr hohen Emissionsfeldstärke von $F_Q \approx 37$ kV/cm entspricht. Betrachtet man zunächst das DLTS-Spektrum mit $\tau_{ref} = 5$ ms. Es werden deutlich zwei Maxima bei 70 und 55 K beobachtet, die der Emission des s_1 - und s_2 -Elektrons entsprechen. Ein temperaturunabhängiges DLTS-Signal unter $T < 40$ K wird Tunnelprozessen aus höheren QP-Zuständen und auch schon aus dem s_2 -Niveau zugeordnet, was sich in der flacheren Flanke des s_2 -Maximums zu tieferen Temperaturen hin im Vergleich zu $C_{soll} = 91,4$ pF in der Abb. 5.1 äußert. Mit zunehmender Referenzzeit verschiebt das s_1 -Maximum zu tieferen Temperaturen, wie es für einen thermisch aktivierten Prozess typisch ist. Die Trapsignatur des s_1 -Elektrons aus der Arrheniusauswertung verläuft deshalb linear. Die Aktivierungsenergie liegt zwar deutlich mit $E_a = 98$ meV unter der Energie bei moderaten Emissionsfeldstärken, verursacht durch die Emissionsratenerhöhung aufgrund des thermisch assistierten Tunnelns. Der dominierende Emissionsprozess, der in diesem Ratenfenster detektiert wird, bleibt aber die thermische Emission. Im Gegensatz dazu, beobachtet man für das s_2 -Maximum einen sehr

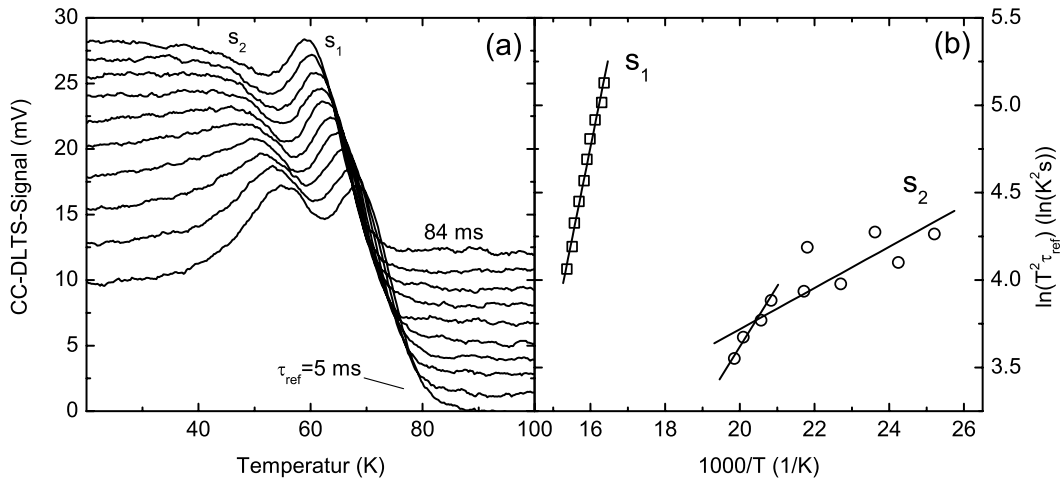


Abbildung 5.3: (a) CC-DLTS-Spektren der Probe A bei einer Sollkapazität von $C_{soll} = 62,6$ pF für verschiedene Referenzzeiten τ_{ref} . (b) zeigt die Trapsignaturen der s_1 - und s_2 -Maxima aus einer konventionellen Arrheniusauswertung.

viel stärkeren Einfluss von Tunnelprozessen auf das thermisch assistierte Tunneln. Für $\tau_{ref} > 22$ ms geht der s_2 -Peak in ein temperaturunabhängiges CC-DLTS-Signal über, dass durch reine Tunnelprozesse verursacht wird. Bei größeren Referenzzeiten werden Prozesse mit kleineren Emissionsraten detektiert. Das heißt, dass bei sehr großen Referenzzeiten hauptsächlich Tunnelprozesse beobachtet werden, deren kleine Emissionsraten dann mit dem Ratenfilter korrespondieren. Sehr erstaunlich und interessant ist, dass man bei $\tau_{ref} = 84$ ms zwei Elektronen beobachten kann, die sich zwar im gleichen QP-Niveau befinden, aber doch über zwei unterschiedliche Prozesse aus diesem emittiert werden. Dies wird unter anderem auch an der nichtlinearen Trapsignatur in der Abb. 5.3(b) deutlich, die auf verschiedene Emissionspfade hinweist [Eng05]. Ein ähnliches Verhalten wird bei sehr viel kleineren Feldern bei der Emission aus dem mehrfach besetzten p -Niveau beobachtet.

5.1.2 Untersuchung des Feldeffektes auf die Aktivierungsenergien

Die Abnahme der Aktivierungsenergien der QP-Niveaus in höheren elektrischen Feldern kann durch die Erhöhung der Emissionsraten durch thermisch assistiertes Tunneln erklärt werden (s. Kap. 2.4.3 und 4.4.1) [Sch05a, Sch04, Sch05b].

Es soll an dieser Stelle untersucht werden, ob das Vincent-Modell für die Beschreibung der Feldabhängigkeit der Aktivierungsenergien im Vergleich zu DLTS auch bei größeren Feldstärken seine Gültigkeit behält. Mit Daten aus konventionellen DLTS-Experimenten konnte das Vincent-Modell, also die Emissionsratenerhöhung durch das thermisch assistierte Tunneln, bereits in Ref. [Sch04, Sch05b, Sch05a] bestätigt

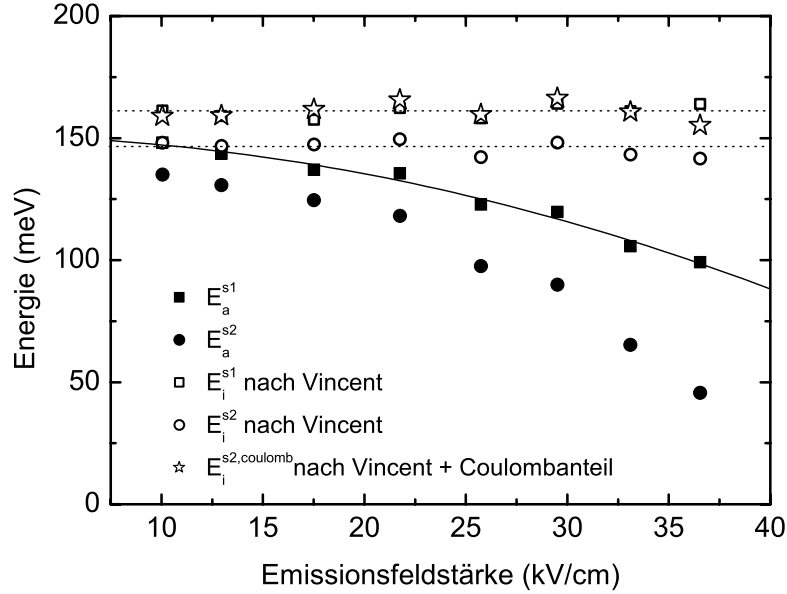


Abbildung 5.4: Aktivierungsenergien $E_a^{s1,s2}$ (geschlossene Symbole) und mit dem Vincent-Modell ermittelte Bindungsenergien $E_i^{s1,s2}$ (offene Symbole) aufgetragen gegen die Emissionsfeldstärke. Die gepunkteten Linien sind die jeweiligen Mittelwerte von E_i^{s1} bzw. E_i^{s2} . Die volle Linie ist eine Anpassungen nach Gl. (5.2) mit $E_a(F = 0) = 151$ meV und $m^* = 0,058m_0$. Die Sternsymbole sind die Energien $E_i^{s2,coulomb}$ des s_2 -Elektrons, welche aus dem modifizierten Vincent-Modell bestimmt wurden, bei dem das Coulomb-Potential des ersten Elektrons im QP (s_1) berücksichtigt ist.

werden. Abbildung 5.4 zeigt die unter der Annahme rein thermischer Emission ermittelten Aktivierungsenergien E_a^{s1} und E_a^{s2} (gefüllte Symbole) des einfach und zweifach besetzten s -Niveaus. Die Aktivierungsenergien nehmen aufgrund einer starken elektrischen Feldabhängigkeit ab. Eine Barriererniedrigung allein aus dem Poole-Frenkel-Effekt (siehe Abb. 2.12 in Kap. 2.4) kann ausgeschlossen werden. Unter der Annahme eines Kastenpotentials der Ausdehnung h wird die Erniedrigung mit $\Delta E_{PF} = -eh/2F_Q$ beschrieben. Mit $h = 5$ nm für eine realistische QP-Höhe ergibt sich bei $F_Q = 36,5$ kV/cm nur eine Barriererniedrigung von $\Delta E_{PF} = 9,1$ meV, was den tatsächlichen Abfall von mehr als 50 meV nicht erklären kann. Weiterhin sind die E_a nicht linear von der Emissionsfeldstärke abhängig, wie es beim Poole-Frenkel-Effekt erwartet wird [Blo92].

Der Verlauf der Aktivierungsenergien E_a des einfach besetzten s -Niveaus lässt sich ausgezeichnet mit dem parabelförmigen Verlauf nach Gl. (5.2) anpassen (geschlossene Linie), wenn man annimmt, dass die Emission ausschließlich über das intermediäre Niveau mit der nach dem Vincent-Modell wahrscheinlichsten Energie

E stattfindet:

$$E_a(F) = E_a(F=0) - \left(\frac{e\hbar}{\sqrt{8}kT} \right)^2 \frac{F^2}{m^*} \quad (5.2)$$

Dies ist als volle Linie der Abb. 5.4. Bei dieser Anpassung sind die Parameter, die effektive Masse der Elektronen m^* und die Aktivierungsenergien $E_a(F=0)$ im feldfreien Raum, variabel. Man erhält für das einfach besetzte s -Niveau: $E_a^{s1}(F=0) = 151 \pm 1$ meV und $m^* = 0,058m_0$. Es wurde eine mittlere Temperatur von $T = 75$ K angenommen, bei denen die ausgewerteten Maxima in den Spektren liegen.

In der Abb. 5.4 sind ebenso die nach dem Vincent-Modell ermittelten Bindungsenergien E_i (offene Symbole) für das einfach bzw. zweifach besetzte s -Niveau dargestellt. Diese wurden aus einer Arrheniusanalyse der nach dem Vincent-Modell korrigierten Emissionsraten gewonnen. Die Bindungsenergien verlaufen nahezu unabhängig von der Emissionsfeldstärke und betragen $E_i^{s1} = 161 \pm 3$ bzw. $E_B^{s2} = 146 \pm 3$ meV. Der starke Feldeffekt auf die QP-Aktivierungsenergien kann also sehr gut mit dem Vincent-Modell beschrieben werden, auch zu höheren Feldern. Die ermittelten Werte stehen in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den konventionellen DLTS-Experimenten an der gleichen Probe [Sch04, Sch05b, Sch05a].

Das eindimensionale Vincent-Modell kann zwar die Abhängigkeit der Aktivierungsenergien von der unterschiedlichen QP-Besetzung und der Emissionsfeldstärke sehr gut erklären, jedoch nicht die verschiedenen Emissionsraten des s_1 - und s_2 -Elektrons. Es wird an dieser Stelle weiter versucht, durch eine Modifikation der Dreiecksbarriere die verschiedenen Emissionsraten für das einfach bzw. zweifach besetzte s -Niveau zu erklären. Als Barriere wird ein Potential bestehend aus einem linearen und einem Coulomb-Anteil angenommen:

$$V_B(z) = E - eFz - \frac{ne^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left[\frac{1}{z_0} - \frac{1}{z_0 + z} \right] \quad (5.3)$$

Hierbei ist z parallel zur Wachstumsrichtung, und z_0 ist eine Näherung für den QP-Radius. E stellt die Energie des intermediäre Niveaus dar, über welches der Prozess des thermisch assistierten Tunnelns erfolgt. Ein eindimensionaler Ansatz hat Gültigkeit, da die Elektronen den kürzesten Tunnelpfad in z -Richtung bevorzugen. Die Elektron-Wechselwirkung wird hier durch ein einfaches Modell genähert, in dem die QP-Ladung durch eine metallische Kreisscheibe beschrieben wird [Sch06f]. Die modifizierte Tunnelrate kann mit dem Potential in Gl. (5.3) durch einen WKB-Ansatz bestimmt werden:

$$e_{n,tunn}^{coul} = e_{n,tunn,0}(F) \exp \left(-\frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar} \int_0^{z_1} \sqrt{V_B(z)} dz \right), \quad (5.4)$$

wobei z_1 die Länge des Tunnelpfades ist. Der Vorfaktor ist wie bei einem Dirac-Well in Gl. (2.37) sehr schwach vom Feld abhängig. Mit dieser modifizierten Tunnelrate

wird die Emissionsratenerhöhung geschrieben als:

$$\frac{e'_n}{e_n} = 1 + \underbrace{\int_0^\infty dE \frac{1}{kT} \exp\left(\frac{E}{kT} - \frac{\sqrt{8m^*}}{\hbar} \int_0^{z_1} \sqrt{V_B(z)} dz\right)}_{\Gamma_{Coul}(E)} \quad (5.5)$$

Die Emissionsraten des zweiten s -Elektrons können jetzt unter Berücksichtigung des zusätzlichen Coulombpotentials des einfach besetzten s -Niveaus ermittelt und die Bindungsenergien durch eine Arrheniusanalyse bestimmt werden. Die Ergebnisse sind ebenfalls in der Abb. 5.4 zu sehen (Sternsymbole). Mit $z_0 = 5$ nm für den QP-Radius, liegen die Bindungsenergien $E_{B,coulomb}^{s_2}$ in sehr guter Übereinstimmung mit der Bindungsenergie des s_1 -Elektrons. Daraus kann man schließen, dass sich tatsächlich durch das Coulombpotential des ersten Elektrons im QP die unterschiedlichen Emissionsraten erklären lassen.

Der Vollständigkeit halber werden in Abb. 5.5 die ermittelten Wirkungsquerschnitte gezeigt. Die geschlossenen Symbole sind die aus der konventionellen Arrheniusanalyse bestimmten Werte. Auch sie zeigen eine drastische Feldabhängigkeit, d.h. eine Abnahme über zwei (s_1) bzw. sechs (s_2) Größenordnungen mit zunehmenden elektrischen Feldern. Gerade die bei sehr hohen Feldern aus den Wirkungsquerschnitten ermittelten Ladezeiten von $t_{Lade} \approx 1$ ms sind doch sehr unrealistisch. Die mit dem modifizierten TAT-Modell ermittelten Wirkungsquerschnitte liegen im Bereich von 10^{-11} bis 10^{-12} , woraus sich realistische Einfangladezeiten von unter $t_{Lade} < 1$ ns ergeben.

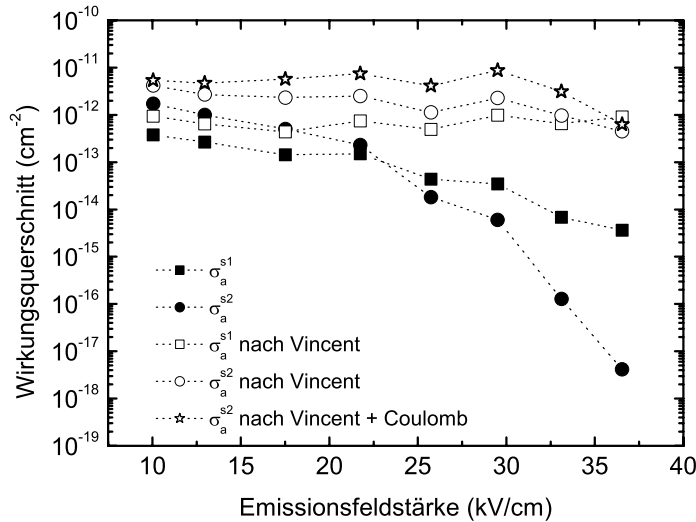


Abbildung 5.5: Wirkungsquerschnitte σ_a , bestimmt mit der konventionellen Arrheniusanalyse (gefüllte Symbole), nach dem Vincent-Modell (offene Symbole) und mit dem Vincent-Coulomb-Modell (Sternsymbole).

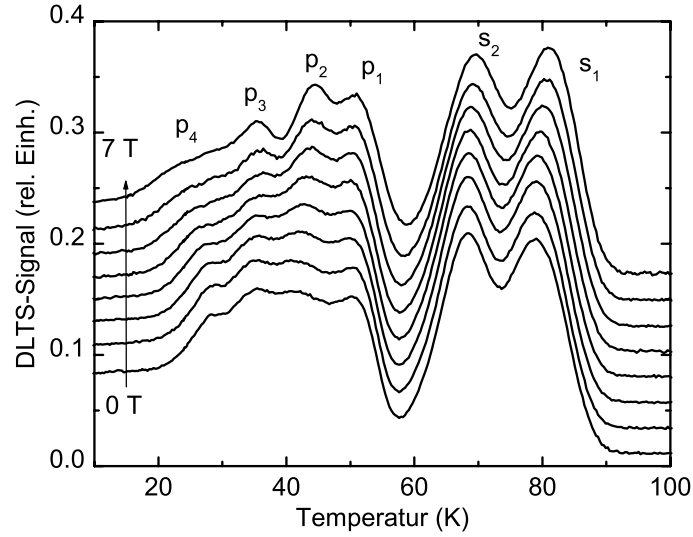


Abbildung 5.6: DLTS-Spektren einer QP-Schottkydiode (Probe G/rand: #1495) in senkrecht zur QP-Ebene orientierten Magnetfeldern. Die Reverse-Spannung und die Puls-Spannung betragen $V_{rev} = -1,4$ V bzw. $V_p = +0,4$ V ($\tau_{ref} = 4$ ms, $\beta = 2$).

5.2 DLTS-Messungen im Magnetfeld

In diesem Abschnitt werden DLTS-Experimente in Magnetfeldern vorgestellt. Wie in Kap. 2.1.1 angeführt, nimmt ein senkrecht zur QP-Ebene angelegtes Magnetfeld (parallel zur Wachstumsrichtung) Einfluss auf die QP-Niveaus. Parallele Magnetfelder (senkrecht zur Wachstumsrichtung) beeinflussen die Emissionsprozesse der Ladungsträger in den QP. Die QP-Niveaus werden dagegen aufgrund des starken Einschlusses in Wachstumsrichtung kaum beeinflusst.

5.2.1 Senkrechtes Magnetfeld relativ zur Quantenpunktebene

Senkrecht zur QP-Ebene orientierte Magnetfelder haben Einfluss auf die QP-Niveaus mit einer Drehimpulsquantenzahl $l \neq 0$. Dies konnte in früheren Arbeiten mit Hilfe von Kapazitäts- [Dre94, Mil97, Reu05], Ferninfrarot- [Mil97, Woj96a] oder Photolumineszenzspektroskopie [Bab06] gezeigt werden. Im Rahmen dieser Arbeit konnten die Einflüsse des Magnetfeldes auf die Niveaustuktur der QP in DLTS-Experimenten aufgelöst werden [Sch05a, Sch06e]. DLTS-Messungen in senkrechten Magnetfeldern bietet eine unabhängige Methode, Zustände in niedrigdimensionalen Quantenstrukturen zu analysieren und zuzuordnen. In der Abb. 5.6 sind derartige DLTS-Messungen in senkrecht zur QP-Ebene orientierten Magnetfeldern dargestellt.

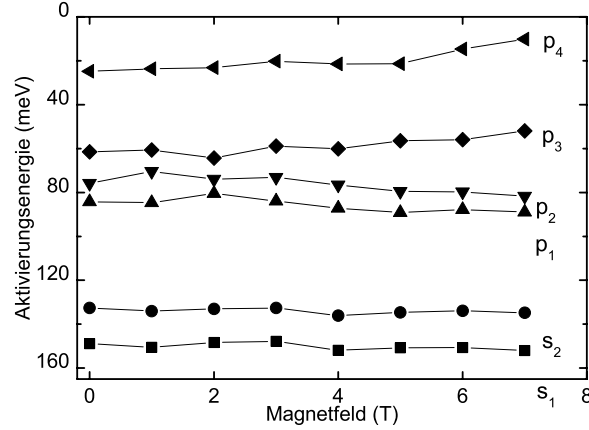


Abbildung 5.7: Magnetfelddispersion der Aktivierungsenergien in senkrechten Magnetfeldern relativ zur QP-Ebene

Die Spektren der Magnetfelder $B = 0 - 7$ T sind der Übersicht halber versetzt dargestellt. Die s_1 - und s_2 -Peaks schieben leicht mit größeren Magnetfeldern zu höheren Temperaturen. Den weitaus größeren Einfluss des Magnetfeldes beobachtet man für die p -Peaks. p_1 und p_2 schieben deutlich zu höheren Temperaturen und die Amplitude steigt linear mit größerem B an. Auf der anderen Seite verschieben sich die Peaks, welche der Emission des p_3 und p_4 -Elektrons entsprechen zu kleineren Temperaturen. Weiterhin wird eine Abnahme der Peakamplituden beobachtet. Um eine quantitative Beschreibung zu ermöglichen, werden die Aktivierungsenergien durch eine konventionelle Arrheniusanalyse (s. Kap. 4.4.1) ausgewertet und gegen das Magnetfeld aufgetragen.

In der Abb. 5.7 wird diese Magnetfelddispersion der Aktivierungsenergien dargestellt. Das Verhalten stimmt qualitativ mit dem zweidimensionalen harmonischen Oszillatormodell des QP überein, welches in Kap. 2.1.1 vorgestellt wurde [Foc28, War98]. Die Aktivierungsenergien E_a des s -Niveaus werden kaum beeinflusst. Die minimalen Temperaturänderungen und damit verbundenen Änderungen von E_a der s -Peaks können auf unterschiedliche diamagnetische Verschiebungen der Zustände in den QP und im GaAs-Barrierenmaterial zurückgeführt werden [Sch06e]. Im Gegensatz dazu, kommt es zu einer signifikanten Änderung der Aktivierungsenergien der p -Niveaus über $B > 2$ T, was einer Vergrößerung der energetischen Abstände der $p_{1,2}$ - und $p_{3,4}$ -Zweige entspricht. Diese Beobachtung steht in guter Übereinstimmung zu Ergebnissen aus CV-Experimenten an MIS-Dioden mit QP [Mil97] oder PL-Messungen [Bab06]. Nach dem Fock-Modell [Foc28] erwartet man für die Energie-separation der Zustände $p_{1,2}$ und $p_{3,4}$, welche den Drehimpulsquantenzahlen $l = \pm 1$ zugeordnet werden, eine lineare Abhängigkeit vom Magnetfeld. Für $2 \text{ T} < B < 7 \text{ T}$ kann in der Abb. 5.7 ein lineares Auseinanderdriften der $p_{1,2}$ - und $p_{3,4}$ -Zweige beobachtet werden.

5.2.2 Paralleles Magnetfeld relativ zur Quantenpunktebene

In Magnetfeldern, senkrecht zur Transportrichtung der Ladungsträger (parallel zur QP-Ebene), kommt es zu einer Unterdrückung von Tunnelprozessen [Ivl06, Luy99]. Genau dieses Verhalten kann man auch in den DLTS-Messungen beobachten. Wie im Kap. 4.4 diskutiert, kann man temperaturunabhängige DLTS-Signale Tunnelprozessen zuordnen [Kap99, Iba01]. In der Abb. 5.8 sind DLTS-Messungen einer

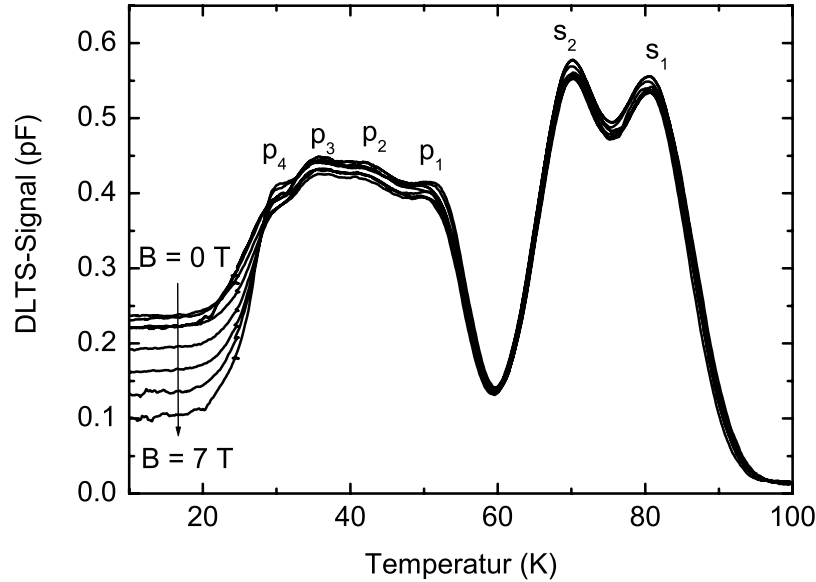


Abbildung 5.8: DLTS-Messungen einer Schottkydiode mit QP (Probe G/rand) in parallel zur QP-Ebene orientierten Magnetfeldern $B = 0 - 7$ T in 1 T-Schritten. Die Reverse-Spannung und die Pulsspannung betragen $V_{rev} = -1,1$ V und $V_p = +0,7$ V ($\tau_{ref} = 4$ ms, $\beta = 8$)

Schottkydiode (Probe G/rand) in parallelen Magnetfeldern ($B = 0 - 7$ T) relativ zur QP-Ebene dargestellt. Deutlich erkennbar ist, dass der Tunneluntergrund für $T < 25$ K für höhere Magnetfelder zunehmend unterdrückt wird. Man beobachtet weiterhin eine sehr kleine Verschiebung der DLTS-Maxima zu höheren Temperaturen, da Tunnelraten im thermisch aktivierten Tunnelprozess kleiner werden mit höheren Feldern und die Aktivierungsenergien leicht ansteigen. Eine geringe Zunahme der Amplituden mit steigenden Magnetfeldern wird ebenfalls beobachtet. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass reine Tunnelprozesse unterdrückt und alle Elektronen thermisch emittiert werden. Nähere Einzelheiten zu Tunnelprozessen werden im nächsten Kapitel gegeben (s. Kap. 5.3).

5.3 Tunneltransientenspektroskopie (TTS) an selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten

Die konventionelle DLTS-Methode hat sich in den letzten Jahren als sehr effektive Methode für die Bestimmung der Quantenpunktniveaus erwiesen [Sch06e, Ana95, Kap00a, Eng03, Sch04]. Es hat sich jedoch immer wieder gezeigt, dass die Analyse der Daten unter Zugrundelegung rein thermischer Emissionsprozesse teilweise nicht ausreichende Ergebnisse hinsichtlich der Bindungsenergie von QP-Zuständen liefert [Eng05, Sch04]. Die in DLTS-Experimenten bestimmte Aktivierungsenergie spiegelt nicht direkt die Bindungsenergie der Elektronen in den QP bezüglich der GaAs-Bandkante wider. Es wird angenommen, dass die Emission der Ladungsträger über kombinierte Prozesse bestehend aus thermischer Emission und Tunnelemission stattfindet. Ladungsträger werden auf angeregte [Kap99] oder intermediäre Niveaus thermisch angehoben und tunneln dann durch die Barriere (siehe Kap. 5.1) [Sch06f]. Weiterhin kann die Analyse der DLTS-Daten auch ohne zusätzliche Tunnelprozesse beeinflusst werden. Die Anwesenheit angeregter Niveaus gibt die Möglichkeit zu mehreren thermischen Emissionspfaden, wobei immer einer abhängig von der Temperatur dominant ist [Eng05]. In einer konventionellen Arrheniusanalyse kann der Übergangsbereich von einem Pfad zu einem anderen durch einen temperaturabhängigen Wirkungsquerschnitt $\sigma(T)$ beschrieben werden. Es kann also gerade in den Übergangsbereichen aufgrund angenommener temperaturunabhängiger Wirkungsquerschnitte zu fehlerhaften Analysen kommen. Es ist deshalb sehr wünschenswert, multiple Emissionspfade zu vermeiden.

Es wird hier die Tunneltransientenspektroskopie (TTS) vorgestellt, bei der thermische Emissionspfade aufgrund der Temperatur $T \leq 10$ K ausgeschlossen werden können [Sch06f, Sch05a]. Die Bindungsenergien der Elektronen im QP können über die Abhängigkeiten der Tunnelemissionsraten vom elektrischen Feldes bestimmt werden.

5.3.1 Tunnelprozesse in DLTS-Messungen

Zur Einführung werden zunächst DLTS-Spektren gezeigt, um den Einfluss von Tunnelprozessen auf diese zu verdeutlichen. Wie in Kap. 5.1.2 und 5.2.2 diskutiert, werden temperaturunabhängige DLTS-Signale der Emission von Ladungsträgern über Tunnelprozesse zugeordnet. In der Abb. 5.9 werden DLTS-Messungen gezeigt, bei denen die Reverse-Spannung variiert wurde. Niedrigere V_{rev} entsprechen höheren Emissionsfeldstärken am Ort der Quantenpunkte. Die hier untersuchte QP-Probe unterscheidet sich durch eine höhere Dotierung ($N_D = 6,8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) von den vorherigen Proben in den Kap. 4 und 5.1. Der Einsatz des QP-Plateaus in der CV-Messung bei $T = 100$ K liegt aufgrund der höheren Dotierung bei $V_g^{th} = -2,5$ V. Um in DLTS-Messungen alle Niveaus über die Fermienergie zu heben, müssen Reverse-Spannungen von $V_{rev} < -2,5$ V angelegt werden. Dies entspricht höheren elektrischen Feldern im Vergleich zu den Proben in Kap. 4. Hinzu kommt eine relativ hohe QP-Dichte von $2,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, wodurch die Emissionsfeldstärke weiter erhöht

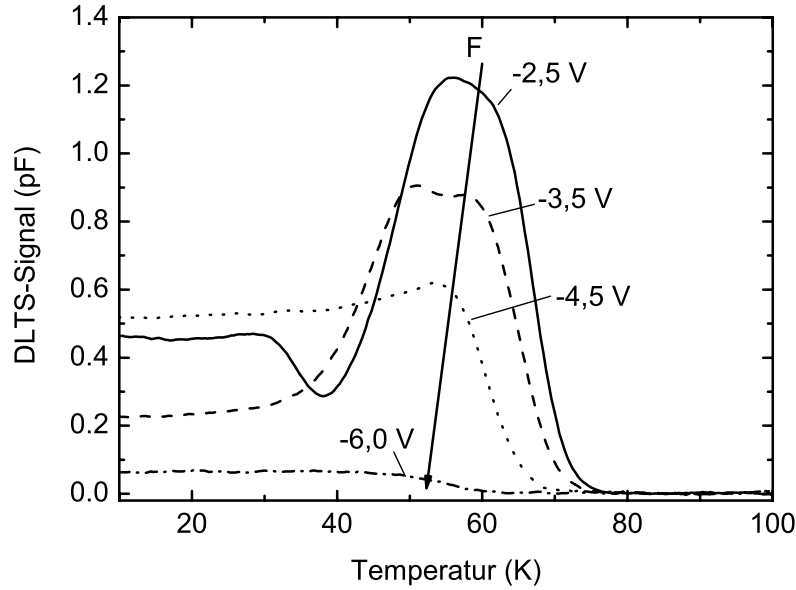


Abbildung 5.9: DLTS-Spektren der QP-Schottkydioden (Probe D: #1403) für verschiedene V_{rev} . Die Pulsspannung und die Referenzzeit betragen $V_p = 0,7$ V bzw. $\tau_{ref} = 4$ ms mit $\beta = 8$.

wird. Mit $V_{rev} = -2,5$ V beobachtet man in der Abb. 5.9 bei $T = 60$ K ein verbreitertes DLTS-Maximum, das der Emission von s -Elektronen zugeordnet wird. Weiterhin sieht man unter $T < 30$ K einen Tunneluntergrund, verursacht durch die Emission aus den p -Niveaus über Tunnelprozesse. Bei dieser Probe wird die thermische Emission des p -Niveaus aufgrund der hohen Felder nicht mehr aufgelöst (kein Maximum des p -Niveaus). Mit kleinerer Reverse-Spannung verschiebt das s -Maximum aufgrund der Feldabhängigkeit der Aktivierungsenergien zu tieferen Temperaturen (s. Kap. 5.1). Weiterhin ist zu beobachten, dass der Tunneluntergrund und das thermische Signal der s -Emission bei $V_{rev} = -4,5$ V bei $T = 50$ K verschmelzen, was auf Tunnelprozesse aus dem s -Niveau schließen lässt. Bei Reverse-Spannungen $V_{rev} < -6,0$ V sind nur noch sehr schwache DLTS-Signale mit der gewählten Referenzzeit zu beobachten.

5.3.2 TTS-Spektren und Bestimmung der Bindungsenergien

Im Folgenden wird die Abhängigkeit der Kapazitätstransienten von der Reverse-Spannung bei $T \leq 10$ K näher untersucht. In der Abb. 5.10(a) werden Transienten dargestellt, die mit unterschiedlichen Reverse-Spannungen V_{rev} aufgezeichnet wurden. Die Messungen wurden bei $T = 10$ K durchgeführt, um die thermische Emission

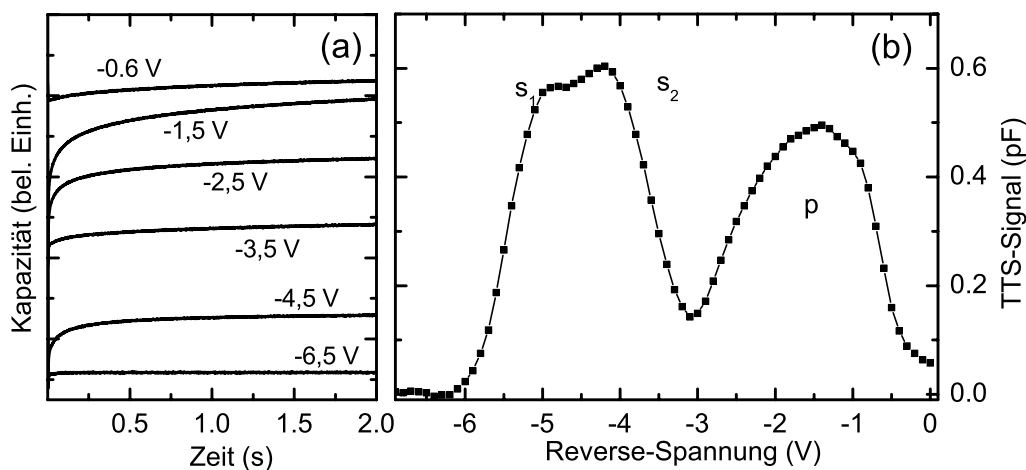


Abbildung 5.10: (a) Kapazitätstransienten einer Schottkydiode mit eingebetteten QP (Probe D: #1403) aufgenommen bei $T = 10$ K für verschiedene V_{rev} . (b) TTS-Spektrum aus der Double-Boxcar-Auswertung mit $\tau_{ref} = 153$ ms und $\beta = 2$.

zu unterdrücken. Die zeitliche Änderung der Kapazität wird daher nur von Tunnelprozessen bestimmt. Es kann deutlich beobachtet werden, dass der zeitliche Verlauf der QP-Besetzung von der Reverse-Spannung und damit vom elektrischen Feld in der QP-Ebene abhängt. Ähnlich wie in den konventionellen DLTS-Experimenten (Kap. 3.2.2), führen inhomogene Verbreiterungen des QP-Ensembles und die Besetzungsabhängigkeit der Emissionsfeldstärke zu nicht-exponentiellen Kapazitätstransienten. Es kommt zu einer Verteilung der Tunnelzeitkonstanten. Aus diesem Grund ist es nicht möglich, die Emissionsraten aus einer einfachen, exponentiellen Anpassung zu bestimmen. Geller *et al.* verwenden sogenannte *stretched* exponentielle Funktionen von der Form $\exp(t/\tau)^\beta$, um die Tunnelemissionsraten aus ihren Kapazitätstransienten zu extrahieren [Gel06]. Im Rahmen dieser Arbeit wird ähnlich wie in DLTS-Experimenten die Double-Boxcar Methode benutzt. In der Abb. 5.10(b) sind die Differenzen $\Delta C = C(t_2) - C(t_1)$ der Kapazitätswerte zu zwei Zeiten t_1 und t_2 gegen die Reverse-Spannung mit der Referenzzeit $\tau_{ref} = 150$ ms aufgetragen. Man erkennt deutlich zwei Maxima bei $V_{rev} = -4,5$ und $-1,5$ V. Kleinere V_{rev} entsprechen höheren elektrischen Feldern, so dass das erste Maximum bei dem kleinsten V_{rev} der Tunnelemission der *s*-Elektronen zugeordnet werden kann, da deren Tunnelbarriere breiter ist als für die energetisch höher liegenden *p*-Elektronen. Entsprechend ist das zweite Maximum bei größeren V_{rev} das Tunnelsignal vom *p*-Niveau. Im ersten Maximum ist ähnlich zu den DLTS-Daten eine Substruktur erkennbar, welche analog mit dem Tunneln aus dem einfach bzw. zweifach besetzten *s*-Niveau interpretiert werden kann. Interessant ist, dass man auch in den TTS-Messungen den Einfluss der Coulombwechselwirkung der beiden Elektronen im *s*-Niveau beobachten kann.

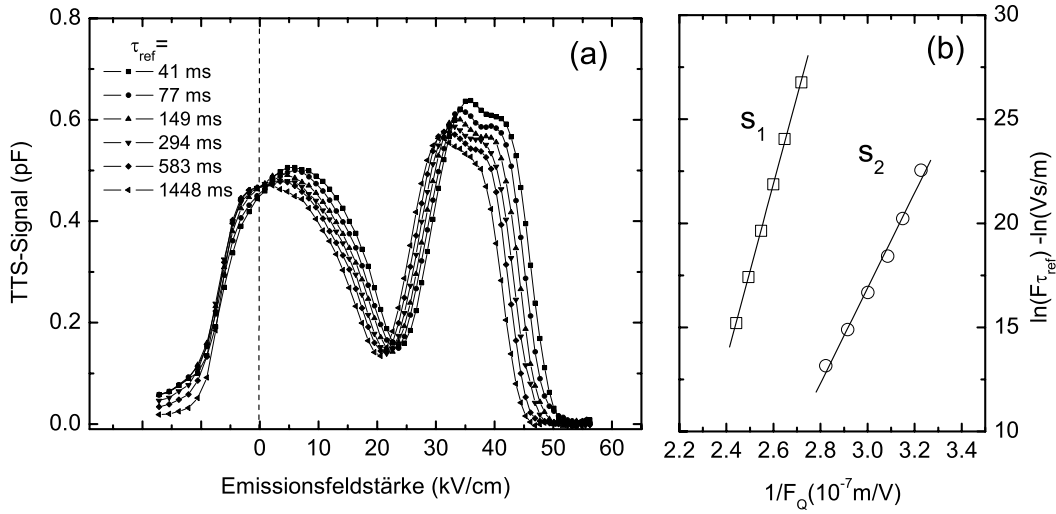


Abbildung 5.11: (a) TTS-Spektren bei verschiedenen Referenzzeiten τ_{ref} . (b) zeigt die Arrheniusartige Darstellung der Tunnelraten.

Abbildung 5.11 zeigt bei verschiedenen Referenzzeiten aufgenommene TTS-Spektren in Abhängigkeit von der Emissionsfeldstärke. Zu erkennen ist, dass sich die Spektren mit größer werdendem τ_{ref} zu kleineren Emissionsfeldstärken verschieben. Die Bindungsenergien können aus der Abhängigkeit der Tunnelrate von der Emissionsfeldstärke nach Gl. (2.37) ermittelt werden [Sch06f, Sch06d]:

$$\ln(\tau F_Q) = \ln\left(\frac{4\sqrt{2m^*E_i}}{e}\right) + \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*E_i}^{3/2}}{e\hbar} \cdot \frac{1}{F_Q} \quad (5.6)$$

Dabei ist die Emissionsrate bzw. die Tunnelzeit τ gegeben durch die Gl. (2.37). Die Werte der Maxima sollten dann eine Gerade in Abhängigkeit von $1/F_Q$ ergeben, was in der Abb. 5.11(b) dargestellt ist. Hier sind die offenen Symbole die aus den Referenz-Tunnelzeiten bestimmten Datenpunkte. Die Gerade ist eine Anpassung der Datenpunkte mit der Gl. (5.6). Es ergeben sich die in Tab. 5.1 zusammengefassten Werte. Die Werte aus den TTS-Experimenten für das einfach und zweifach besetzte s -Niveau stehen generell in guter Übereinstimmung mit früheren Arbeiten [Gel06, Sch06f]. Das TTS-Maximum, welches mit dem p -Niveau assoziiert wird, liegt im Bereich von $F_Q \approx 0 - 10$ kV/cm und wird nicht mitberücksichtigt. Der Wert für das p -Niveau kann nicht bestimmt werden, da der Rand der Verarmungszone bei $V_{rev} \approx -0,6$ V die QP-Ebene passiert. Weiterhin sind in der Tab. 5.1 die an der gleichen Probe ermittelten Werte für die Aktivierungsenergie aus den DLTS-Messungen dargestellt. Sie sind aufgrund des elektrischen Feldeffektes kleiner als die Bindungsenergien aus den TTS-Messungen. Zusätzlich sind die aus den Aktivierungsenergien mit dem TAT-Modell ermittelten Bindungsenergien vermerkt. Hier kommt es zu Abweichungen im Vergleich zu den Bindungsenergien aus den TTS-Experimenten.

Elektron	E_i (meV)	E_a^{DLTS} (meV)	$E_i^{DLTS-TAT}$ (meV)
1	162	109	136
2	123	97	135

Tabelle 5.1: Bindungsenergien E_i , ermittelt mit der Gl. (5.6). Die QP-Besetzung für die Berechnung der Feldstärke ist $i = 1$ bzw. $i = 2$. Zusätzlich sind die Aktivierungsenergien E_a^{DLTS} und die mit dem TAT-Modell aus den E_a^{DLTS} ermittelten Bindungsenergien $E_i^{DLTS-TAT}$ dargestellt. Für das TAT-Modell wird ebenfalls $i = 1$ bzw. $i = 2$ für die QP-Besetzung gewählt.

Ein Grund kann derzeit nicht gegeben werden. Die Diskrepanz der Bindungsenergien bedarf weiterer Experimente.

5.3.3 Temperaturabhängige TTS-Messungen

Natürlich muss man sich nicht darauf beschränken, TTS-Spektren bei so tiefen Temperaturen aufzunehmen, dass thermische Emission komplett ausgeschlossen ist. In der Abb. 5.12 werden TTS-Messungen gezeigt, welche bei unterschiedlichen Temperaturen ($T = 10 - 80$ K) aufgenommen wurden. Der Einfachheit halber wird die Bezeichnung „TTS“ beibehalten, obwohl nicht nur Tunnelprozesse beobachtet werden. Bei 10 K sieht man das oben diskutierte Spektrum mit zwei breiten TTS-Maxima bei $V_{rev} = -5,0$ V und $-2,0$ V. Im ersten Maximum erkennt man eine Substruktur, welche der Tunnelemission von s_1 - und s_2 -Elektronen zugeordnet wird. Bis $T \leq 40$ K wird die Tunnelemission der s -Elektronen nicht beeinflusst. Tunnelprozesse dominieren die Emission. Das gleiche Verhalten lässt sich auch in DLTS-Messungen beobachten (Abb. 5.9), wo für $V_{rev} < -4,5$ V der Tunneluntergrund nahezu temperaturunabhängig bis $T \leq 40$ K verläuft. Das p -Niveau wird dagegen in TTS-Messungen schon bei 20 K beeinflusst. Es kommt hier etwa bei $V_{rev} \approx -1,0$ V zu einem starken Abfall des Signals zu größeren Reverse-Spannungen hin. Dieser Abfall verschiebt sich linear wie in der Abb. durch die durchgezogene Linie verdeutlicht wird. Das TTS-Maximum, welches mit dem p -Niveau assoziiert wird, ist bei $T = 40$ K fast verschwunden. Dies lässt sich durch zunehmende thermische Effekte erklären. Je größer die Temperatur wird, um so mehr nimmt die thermische Emissionsrate zu und überlagert die Tunnelemissionsrate. Ab $T > 40$ K wird das s -Maximum in den TTS-Messungen von der Temperatur beeinflusst. Bei 50 K sind die Substrukturen des s -Maximums leicht erhöht und zu größeren V_{rev} verschoben. Auch der Abstand der beiden s -Substrukturen ist vergrößert. Der Abstand und die Verschiebung sind bei 60 K noch größer. Es wird hier kein p -Niveau mehr beobachtet. Bei 70 K wird nur noch ein Maximum bei $V_{rev} = -2,5$ K gesehen, dessen rechte Flanke durch den Signalabfall beeinflusst wird.

Der Signalabfall an der rechten Flanke des s - und des p -Niveaus kann dadurch erklärt werden, dass die QP-Niveaus bei den jeweiligen V_{rev} des Signalabfalls nicht mehr entladen werden. Bei $V_{rev} > V_{rev}^{Abfall}$ befinden sich die Niveaus unterhalb der Fermienergie und werden nicht mehr emittiert. Die Verschiebung der Maxima mit

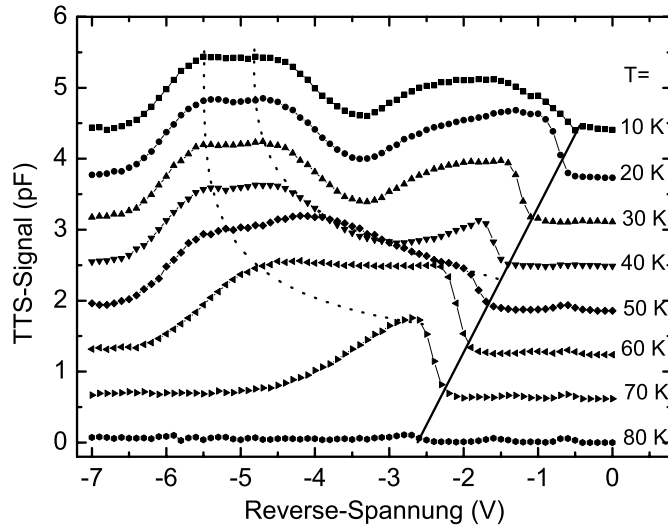


Abbildung 5.12: TTS-Messungen bei verschiedenen Temperaturen $T = 10 - 80$ K. Die Pulsspannung und die Referenzzeit betragen $V_p = +0,6$ V bzw. $\tau_{ref} = 10$ ms. Die gestrichelten Linien verbinden die Maxima für die Positionen der Maxima für die Emission aus dem s -Niveau. Die durchgezogene Linie markiert den abrupten Abfall des Signals.

steigender Temperatur in den TTS-Messungen kann in ähnlicher Weise mit dem TAT-Modell verstanden werden, wie der Feldeffekt auf die Maxima in den DLTS-Experimenten.

5.3.4 Füllpulsabhängige Messungen

Ähnlich wie in DLTS-Experimenten [Sch06e], kann ein selektives Laden der QP in den TTS-Messungen beobachtet werden. Dies wird in der Abb. 5.13 dargestellt. Die TTS-Spektren wurden jeweils mit einer Pulsspannung von $-2,1 \leq V_p \leq 0,0$ V in $0,1$ V-Schritten und einer Referenzzeit von $\tau_{ref} = 10$ ms aufgezeichnet. Ab $V_p = -1,9$ V werden die ersten Elektronen in das s -Niveau geladen. Ab $-1,4$ V werden Elektronen in das p -Niveau geladen, das Maximum sättigt ab $-0,5$ V.

Im Vergleich zu pulssabhängigen DLTS-Messungen an der gleichen Probe zeigt sich ein Unterschied. Im Gegensatz zu $V_p^{TTS} = -1,9$ V, bei der die ersten Elektronen in das s -Niveau geladen werden, beobachtet man in DLTS-Experimenten ein Laden der ersten s -Elektronen bei einer kleineren Pulsspannung $V_p^{DLTS} = -2,4$ V. Der Offset im Ladeverhalten der TTS- und DLTS-Messungen wird in der Abb. 5.14(a) deutlich gemacht. Hier sind die jeweils auf das s_1 -Maximum normierten Maxima des s_1 - bzw. p -Niveaus aus den TTS- und DLTS-Messungen gegen die Pulsspannung dargestellt. Man erkennt deutlich den Offset $\Delta V_p^s = 0,5$ V beim Laden des s -Niveaus und von $\Delta V_p^p = 0,25$ V bei den Pulsspannungen für das Laden

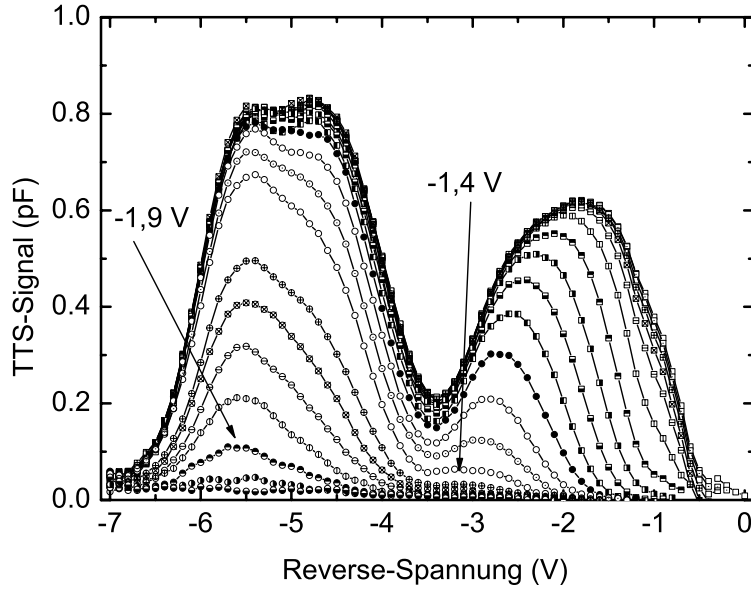


Abbildung 5.13: TTS-Spektren bei $T = 10$ K in Abhängigkeit der Füllpulsspannung $-2,1 < V_p < 0,0$ V mit $\tau_{ref} = 10$ ms und $\beta = 2$.

der Elektronen in das p -Niveau in DLTS- und TTS-Experimenten.

Dieses Verhalten zeigt, dass Lade- oder Einfangprozesse ebenso wie Emissionsprozesse sehr komplex sind. In der den QP umgebenden GaAs-Matrix kommt es zu einer thermischen Beeinflussung der freien Ladungsträger. Sie werden bei höheren Temperaturen durch die zusätzliche thermische Energie angehoben und können so bei kleineren Pulsspannungen in den DLTS-Messungen die QP-Niveaus besetzen. Die Temperaturabhängigkeit der Fermienergie spielt bei diesen temperaturabhängigen Ladeprozessen nur eine Nebenrolle. Um eine Temperaturabhängigkeit der Fermienergie bei 60 K im Vergleich zu 10 K durch einen Pulsspannungsoffset auszugleichen, werden nur 6 mV benötigt. Bei $T \leq 10$ sind nur Tunnelprozesse zu erwarten. Da man in TTS-Messungen Spektren beobachten kann, d.h. Elektronen wurden bei 10 K in die QP geladen, kann man vermuten, dass auch die Ladevorgänge über Tunnelprozesse vollzogen werden. Wird die Temperatur erhöht, kommt es zu thermisch assistierten Ladevorgängen. Dies wird in der Abb. 5.14(b) dargestellt. Hier werden Ladevorgänge der s_1 -Substruktur des s -Maximums bei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Bei jeder Messung wurde die Pulsspannung variiert und das TTS-Signal von s_1 aufgezeichnet. Die Reverse-Spannung und das Ratenfenster sind $V_{rev} = -5,0$ V bzw. $\tau_{ref} = 20$ ms. Bei 10 K beginnt das s_1 -Signal bei $V_p > -1,9$ V zu steigen. Mit steigender Temperatur wird dieser Anstieg parallel zu kleineren Pulsspannungen verschoben. Bis 45 K verschiebt der Beginn des Anstieges bis $V_p \approx 2,3$ V. Die s_1 -Amplituden ist gleich der Amplitude bei 10 K. Bis

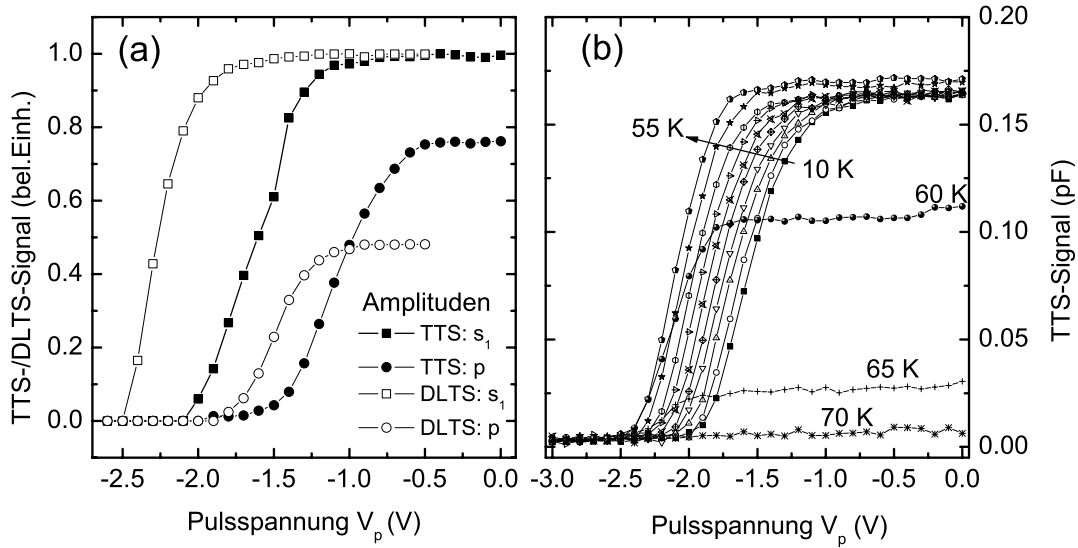


Abbildung 5.14: (a) TTS- und DLTS-Amplituden in Abhängigkeit der Pulsspannung V_p bei $T_{TTS} = 10$ K bzw. $T_{DLTS} = 63$ K. (b) zeigt die Abhängigkeit der s_1 -Amplitude ($V_{rev} = -5,0$ V, $\tau_{ref} = 20$ ms) von der Pulsspannung V_p bei verschiedenen Temperaturen.

55 K steigt die s_1 -Amplitude leicht an. Der Anstieg beginnt bei $V_p = -2,4$ V. Zu noch höheren Temperaturen sinkt die die Amplitude dann und ist bei 70 K nicht mehr beobachtbar. Dabei bleiben die Anstiege bei $V_p = -2,4$ V. Dies ist exakt der Wert der auch in den füllpulsabhängigen DLTS-Messungen beobachtet wird. Das Verschwinden der s_1 -Amplitude zu noch höheren T liegt daran, dass bei 70 K bei $V_{rev} = -5,0$ V kein TTS- bzw. DLTS-Signal beobachtbar ist, da die Emissionszeit sehr viel schneller ist als mit dem Ratenfenster detektiert werden kann.

5.3.5 Messungen in Magnetfeldern

Im Kap. 5.2.2 konnte gezeigt werden, dass parallele Magnetfelder den Tunneluntergrund in DLTS-Messungen beeinflussen (parallel zur Wachstumsrichtung z entspricht senkrecht zur Tunnelrichtung der Ladungsträger). Die Tunnelemission der Elektronen wird beeinträchtigt, so dass die Amplitude temperaturunabhängiger DLTS-Signale abnimmt. Die Beeinträchtigung von Tunnelprozessen durch parallele Magnetfelder wird auch in den TTS-Experimenten beobachtet. In der Abb. 5.15 sind TTS-Messungen dargestellt, aufgenommen bei $T = 10$ K mit einem Ratenfenster $\tau_{ref} = 20$ ms, einer Pulsspannung und -dauer von $V_p = 0,6$ V bzw. $t_p = 1$ ms. Für $B = 0$ T sieht man das gewohnte Bild mit den beiden TTS-Maxima entsprechend der Tunnelemission aus dem s - bzw. p -Niveau. Werden jetzt parallele Magnetfelder angelegt, kommt es zu einer Verschiebung der TTS-Spektren zu kleineren V_{rev} also höheren Emissionsfeldstärken. Während s_1 und s_2 etwa die gleiche Verschiebung in

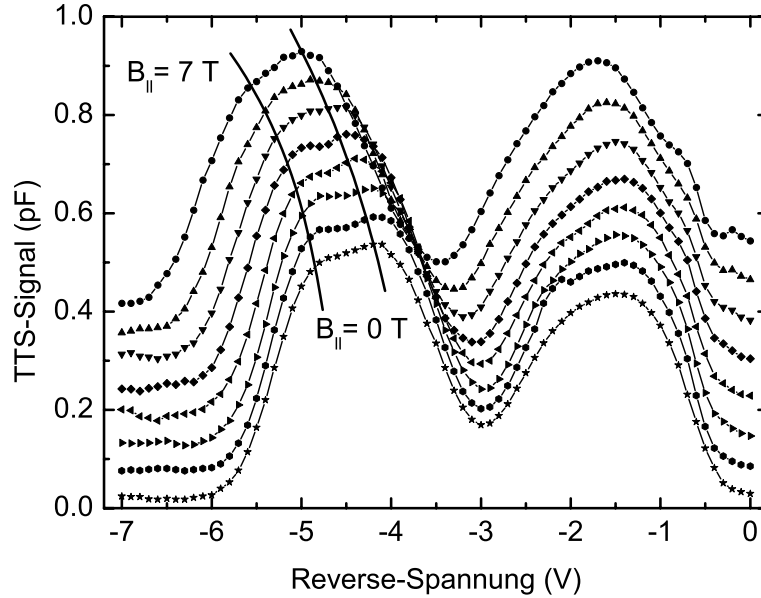


Abbildung 5.15: TTS-Spektren, aufgenommen in parallelen Magnetfeldern ($B = 0 - 7$ T) bei $T = 10$ K. Das Ratenfenster beträgt $\tau_{ref} = 20$ und $\beta = 2$. Die durchgezogenen Linien markieren die Verschiebung der s -Peaks im Magnetfeld.

der Feldstärke zeigen, beobachtet man bei dem p -Niveau eine kleinere Verschiebung. Hinzu kommt, dass die Amplitude von p ansteigt, bis sie bei $B = 7$ T die gleiche Höhe erreicht hat wie das s -Niveau. Weiterhin erkennt man bei $B = 7$ T an der rechten Flanke des p -Maximums deutlich einen drastischen Abfall des Signals bei $V_{rev} = -0,7$ V. Hier passiert der Rand der Verarmungszone die QP-Schicht und das TTS-Signal fällt auf 0 pF ab. Die Steilheit der abfallenden Flanke wird durch die Debye-Länge bestimmt. Das Passieren der QP-Schicht der Verarmungszone wird natürlich auch bei kleineren Magnetfeldern beobachtet. Die Verschiebung des s_1 -TTS-Peaks in der Feldstärke wird in der Abb. 5.16 dargestellt. Die Verschiebung zeigt einen parabolischen Verlauf. Magnetfelder senkrecht zur Tunnelrichtung der Elektronen führen zu einem additiven Potential. In der Landau-Eichung ist dies gerade ein parabolisches Eichpotential $V_B = m\omega_c(z - z_0)^2/2$, mit ω_c der Zyklotronfrequenz [Ivl06]. Die gepunktete Linie ist eine quadratische Anpassung und beschreibt qualitativ die Verschiebung der s_1 -Peaks ausgezeichnet. Bei höheren Magnetfeldern müssen höhere Emissionsfeldstärken angelegt werden, um die durch das zusätzliche Potential des Magnetfeldes modifizierte Barriere zu durchdringen.

Zum Abschluss soll gezeigt werden, dass tatsächlich das Laden der QP bei $T \leq 10$ K über Tunnelprozesse erfolgt. Dazu werden in der Abb. 5.17 TTS-Spektren dargestellt, welche mit einer Füllpulsspannung $V_p = -1,5$ V aufgenommen wurden. Hierbei wird das s -Niveau nicht vollständig geladen. Man kann wieder das Verschie-

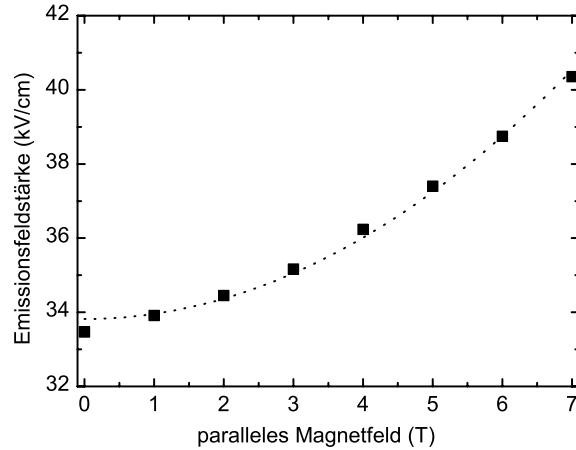


Abbildung 5.16: Verschiebung in der Emissionsfeldstärke des s_1 -TTS-Peaks abhängig vom Magnetfeld

ben der s_1 -Maxima zu kleineren V_{rev} bzw. höheren Feldern beobachten, wenn parallele Magnetfelder angelegt werden. Zusätzlich wird eine Abnahme der Signalamplitude mit steigenden Magnetfeldern beobachtet. Die Daten der Abb. 5.17 zeigen, dass das Magnetfeld die Tunnelemission beeinträchtigt, da höhere Emissionsfeldstärken benötigt werden. Die Signalabnahme mit steigendem Magnetfeld bei der Messung mit niedrigen V_p wird damit erklärt, dass sich vor der Emission weniger Elektronen in dem s -Niveau befanden. Das bedeutet, dass der Lade- bzw. Einfangprozess durch das parallele Magnetfeld beeinträchtigt wurde.

5.4 Fazit

In diesem Kapitel wurde die DLTS- und verwandte Messmethoden (CC-DLTS und TTS) für die Untersuchung der Emissionsprozesse verwendet. Einerseits wurde mit CC-DLTS-Experimenten der Einfluss der Emissionsfeldstärke auf die thermische Emission diskutiert. Es konnte gezeigt werden, dass mit CC-DLTS ein größerer Feldbereich als bei der konventionellen DLTS-Methode untersucht werden kann. Das Modell des thermisch assistierten Tunnelns (Vincentmodell) kann auch bei höheren Feldstärken bestätigt werden. Es kann in erweiterter Form den Einfluss von Coulombwechselwirkungen in besetzten QP auf die Emissionsraten beschreiben.

DLTS-Messungen in senkrechten sowie in parallelen Magnetfeldern wurden benutzt, um die Zuordnung der QP-Niveaus zu bestätigen. Für QP-Niveaus, mit einem Bahndrehimpuls $l \neq 0$, kommt es zu Wechselwirkungen mit senkrecht zur QP-Ebene orientierten Magnetfeldern. Weiterhin kann bestätigt werden, dass temperaturunabhängige DLTS-Signale dominierenden Tunnelprozessen zugeordnet werden können. Dies äußert sich durch eine Unterdrückung des Tunneluntergrundes in

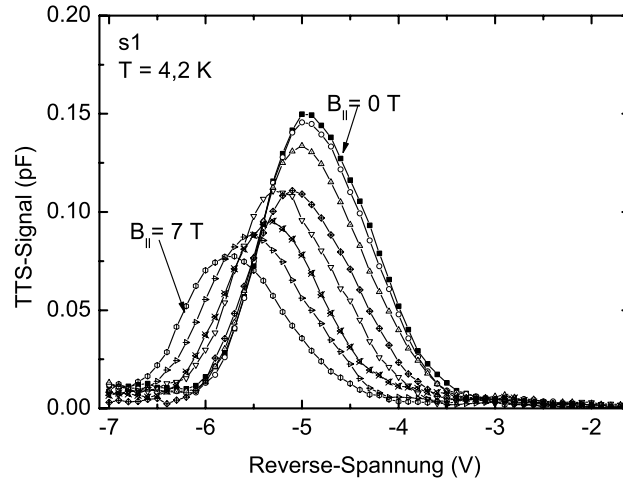


Abbildung 5.17: TTS-Spektren bei $T = 4,2$ K, einer Pulsspannung $V_p = -1,5$ V und $\tau_{ref} = 20$ ms, aufgenommen mit verschiedenen parallelen Magnetfeldern.

parallelen Magnetfeldern.

Experimente mit Tunneltransientenspektroskopie wurden vorgestellt und diskutiert. In diesen Messungen werden mit Ausnahme von Tunnelprozessen alle weiteren Emissionspfade unterdrückt, da die TTS-Messungen bei $T \leq 10$ K durchgeführt wurden. Hier kann direkt die Bindungsenergie der Elektronen über die Abhängigkeit der Tunnelemissionsraten vom elektrischen Feld bestimmt werden. Die für diese Probe ermittelten Werte stehen zwar in guter Übereinstimmung mit früheren Experimenten [Gel06, Sch06f], zeigen jedoch Unterschiede zu den mit dem TAT-Modell aus den Aktivierungsenergien ermittelten Bindungsenergien. Auch in den TTS-Messungen konnten ähnlich wie in den DLTS-Messungen unterschiedliche Emissionsraten für das s_1 - und s_2 -Elektron beobachtet werden. Ein Temperatureinfluss auf die Tunnelprozesse der s -Elektronen kann bis $T = 40$ K vernachlässigt werden.

Pulsspannungsabhängige TTS-Messungen zeigen, dass im Vergleich zu DLTS-Messungen bei 60 K größere Pulsspannungen bei 10 K in den TTS-Messungen angelegt werden müssen um die Niveaus zu füllen. Dies verdeutlicht, dass Einfang- bzw. Ladeprozesse kombinierte Prozesse aus thermischen Laden und Einfang über Tunnelprozesse sind und daher ebenfalls stark von der Temperatur abhängen. Dieser Befund wird auch mit Messungen in parallelen Magnetfeldern bestätigt. Messungen in parallelen Magnetfeldern zeigen ein Verhalten, das qualitativ mit der Unterdrückung von Tunnelprozessen bzw. der Abnahme von Tunnelraten durch das Magnetfeld erklärt werden kann.

Kapitel 6

Morphologisch transformierte Quantenpunkte

Die Kontrolle über die Struktur, Form oder Komposition von selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten ist ein wesentlicher Punkt für die Manipulation von elektronischen und optischen Eigenschaften. In den letzten Jahren wurden viele Verfahren entwickelt, um die Zustände in den QP *in-situ* bzw. *ex-situ* zu beeinflussen. Durch das Wachsen von $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -QP auf GaAs [Max00] oder InAs-QP auf InP [Per04] lassen sich die Gitterkonstanten und damit die Verspannungsenergien gezielt steuern, um größere QP zu wachsen. Das Einbetten der Quantenpunkte in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ - oder $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ -Schichten beeinflusst ebenfalls kontrollierbar die Eigenschaften der QP [Che06]. Eine weitere Möglichkeit ist das thermische Behandeln der QP, *in-situ* durch Einführen von Wachstumsunterbrechungen oder *ex-situ*, z.B. durch *rapid thermal annealing*-Prozesse (siehe Kap. 8).

Durch das Deponieren wenige Nanometer dünner Deckschichten auf die QP und anschließende Wachstumsunterbrechungen (bzw. *annealing*) ist es möglich die Formen der QP und damit die elektronischen Eigenschaften zu verändern (PCA - *partial capping and annealing*). Granados und Garcia *et al.* konnten zeigen, dass unter bestimmten Wachstumsbedingungen (Deckschicht: GaAs, As_2 als Arsenquelle) selbstorganisierte InAs-Quantenringe entstehen [Gra03], in denen Aharonov-Bohm-Effekte experimentell nachweisbar waren [Lor00]. Das Verwenden von AlAs als Deckschichtmaterial, um die QP-Form zu modifizieren unter Verwendung einer herkömmlichen As_4 -Quelle wurde von Lee *et al.* [Lee04] und im Detail im Rahmen dieser Arbeit untersucht [Sch06b].

Die PCA-Methode mit AlAs (und vergleichend mit GaAs) wurde im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Die resultierenden Quantenstrukturen (morphologisch transformierte Quantenpunkte - MTQP) wurden in die in Kap. 3 beschriebenen Schottkydioden eingebettet, um die optischen und elektronischen Eigenschaften zu untersuchen. In diesem Kapitel wird der Einfluss der AlAs-Deckschichtdicke d_{AlAs} auf die strukturellen sowie die opto-elektronischen Eigenschaften diskutiert und mit Resultaten an QP verglichen, die mit GaAs überwachsen wurden.

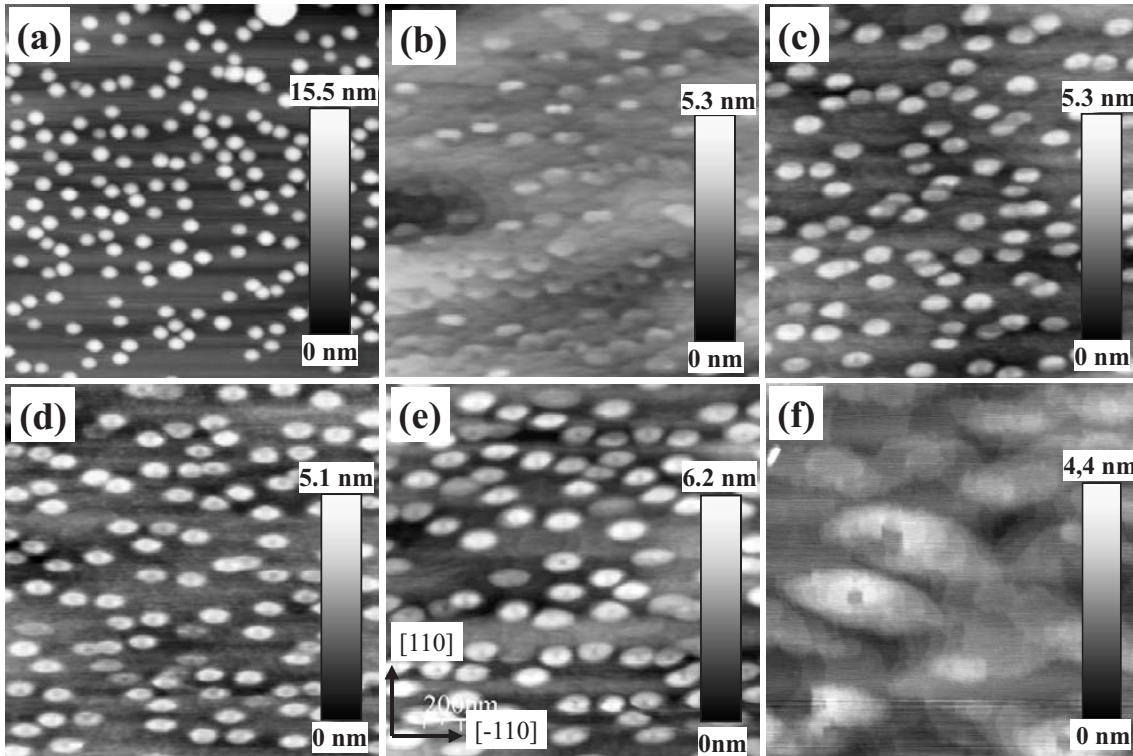


Abbildung 6.1: $1 \mu\text{m}^2$ AFM-Bilder von Referenz-QP (a) und morphologisch veränderten MTQP: (b) $d_{\text{AlAs}} = 0,5 \text{ nm}$, (c) $d_{\text{AlAs}} = 1,5 \text{ nm}$, (d) $d_{\text{AlAs}} = 2,5 \text{ nm}$, (e) $d_{\text{AlAs}} = 3,5 \text{ nm}$. Abbildung (f) zeigt die mit $2,5 \text{ nm}$ GaAs überwachsenen Probe. Außer der Referenz-QP-Probe wurden alle Proben einer Wachstumsunterbrechung von 60 s nach Abscheiden der AlAs- bzw. GaAs-Schicht unterzogen. Höhenprofile von typischen Strukturen aus (a) bis (e) sind in der Abb. 6.2 dargestellt.

6.1 Wachstum der AlAs-überwachsenen InAs-Quantenpunkte

Für DLTS, CV- und PL-Messungen wurden die QP in Schottkydioden eingebettet. Der Aufbau dieser Strukturen wurden in Kap. 3 beschrieben. Die mit CV-Profilung bestimmte n-Dotierung beträgt $N_D = 2,1 - 2,6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Die InAs-QP wurden mit einer Wachstumsgeschwindigkeit von $F_{\text{In}} = 0,04 \text{ ML/s}$, einer Bedeckung von $\theta = 2,5 \text{ ML}$ und einer Temperatur von $T_{\text{InAs}} = 520^\circ\text{C}$ gewachsen. Anschließend wurde ohne Unterbrechung eine AlAs-Deckschicht auf die QP bei T_{InAs} deponiert. Die AlAs-Deckschichtdicke wurde bei vier Proben variiert ($0,5 \text{ nm}$; $1,5 \text{ nm}$; $2,5 \text{ nm}$ und $3,5 \text{ nm}$). Nach dem Abscheiden der AlAs-Schicht wurde eine Wachstumsunterbrechung (*annealing*-Schritt) von $t = 60 \text{ s}$ in As_4 -Atmosphäre durchgeführt. Es wurden zwei verschiedene Referenzproben angefertigt. Für die eine Referenz-QP-Probe ist nach dem Wachsen der InAs-QP keine AlAs-Deckschicht deponiert und keine Wachstumsunterbrechung durchgeführt worden. Eine weitere QP-Probe wurde mit einer $2,5 \text{ nm}$ GaAs-Deckschicht überwachsen und der Wachstumsunterbrechung

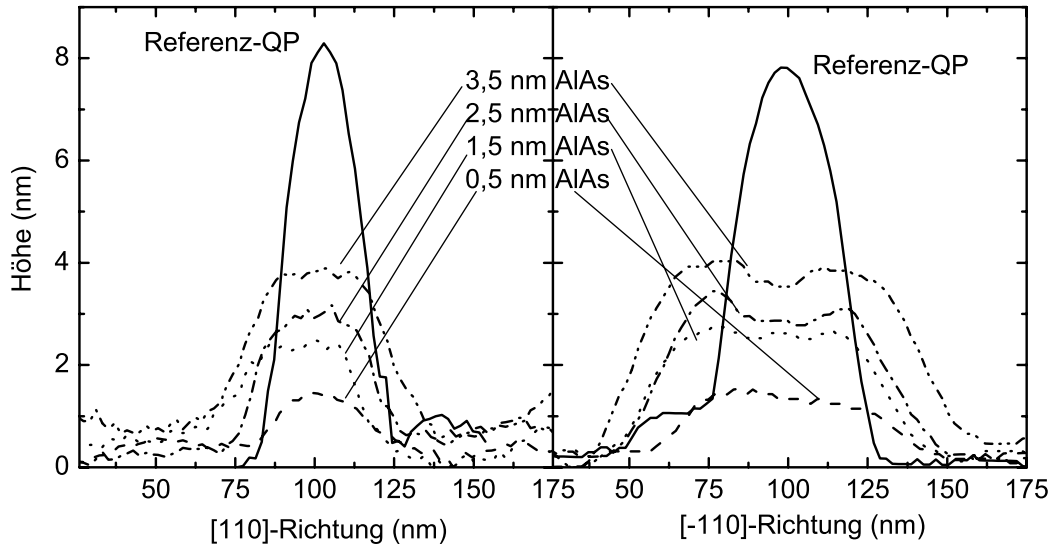


Abbildung 6.2: Typische Linienprofile von MTQP-Strukturen aus der Abb. 6.1 (a)-(e) in [110]- und [-110]-Richtung.

von $t = 60$ s in As_4 -Atmosphäre unterworfen. Für AFM-Messungen wurden an den Oberflächen der Proben MTQP mit gleichen Wachstumsparametern wie die eingebetteten MTQP gewachsen.

6.2 Strukturelle Untersuchungen

In Abb. 6.1 werden $1 \mu\text{m}^2$ AFM-Bilder der Referenz-QP (Ref-QP) und der durch AlAs-PCA modifizierten MTQP ((b) - (e)) gezeigt. Um Artefakte durch Oxide zu vermeiden, wurden die Proben direkt nach dem Ausschleusen aus der MBE mit dem AFM vermessen. Zusätzlich werden in Abb. 6.2 Höhenprofile in [-110]-Richtung (a) und in [110]-Richtung (b) von typischen Strukturen aus Abb. 6.1(a)-(e) gezeigt. Die Referenz-QP (Abb. 6.1(a)) haben eine Höhe von (8 ± 1) nm und eine Breite von (50 ± 5) nm in [-110]-Richtung und (40 ± 4) nm in [110]-Richtung. Überwachsen mit AlAs und Einführen einer Wachstumsunterbrechung führt zu einer drastischen Modifizierung der QP. Man erkennt eine starke Höhenreduktion der MTQP im Vergleich zu den Referenz-QP. Weiterhin zeigen die MTQP eine laterale Anisotropie. Die laterale Ausdehnung in [-110]-Richtungen ist größer als in [110]-Richtung. Die MTQP werden mit steigender AlAs-Deckschichtdicke zwar lateral größer, die Anisotropie, d.h. das Verhältnis der Längen in [-110]- und [110]-Richtung, bleibt aber gleich und liegt bei $l_{[-110]}/l_{[110]} \approx 2$. Zusätzlich werden kleine Vertiefungen in den mit 2,5 nm und 3,5 nm AlAs bedeckten MTQP beobachtet, die etwa 0,5 nm tief sind.

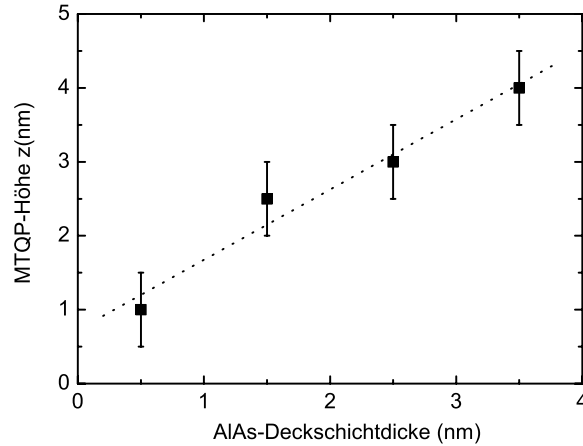


Abbildung 6.3: Es wird die Abhängigkeit der MTQP-Höhe als Funktion der AlAs-Deckschichtdicke gezeigt.

Bei AlAs überwachsenen MTQP lässt sich zumindestens für $d_{AlAs} \geq 1,5$ nm eine relativ gut definierte, homogene Quantenpunktform feststellen. Dies lässt sich für die mit 2,5 nm GaAs überwachsene MTQP-Probe mit eingeführter Wachstumsunterbrechung (Abb. 6.1(f)) nicht behaupten. Es ergeben sich nach dem GaAs-Überwachsen und Annealen sehr verwaschene, in $[-110]$ -Richtung elongierte QP-Strukturen mit einer maximalen Höhe von 2 nm. Die Strukturen besitzen untereinander eine sehr schlechte Homogenität.

Ein Vergleich mit QP, welche nicht mit AlAs oder GaAs überwachsen wurden, aber trotzdem einer Wachstumsunterbrechung unterlagen, zeigt, dass die QP-Dichte vermutlich aufgrund von Desorptionsprozessen drastisch reduziert wird [Hey02, Sch06b]. Weiterhin verringert sich die Höhe der QP von 8 auf 6 nm. Nach einer langen Wartezeit verschwinden die QP vollständig [Hey02]. Wird nun vor der Wachstumsunterbrechung eine 0,5 nm dicke AlAs-Deckschicht auf die QP gewachsen, kommt es dagegen interessanterweise zu einer drastischen Höhenreduktion, wobei aber die MTQP-Dichte kaum beeinflusst wird. Auch bei dickeren AlAs-Deckschichten, bleibt die MTQP-Dichte nahezu unverändert. Dagegen findet man eine lineare Abhängigkeit der resultierenden MTQP-Höhe zur AlAs-Deckschicht. Dies legt die Vermutung nahe, dass die QP während der Deposition der AlAs-Deckschicht nicht komplett bedeckt werden. Dies soll die Abb. 6.4 verdeutlichen. Es wird vermutet, dass die Al-Adatome ähnlich wie Ga-Adatome [Xie94] beim Überwachsen der QP es bevorzugen, von der Spitze der InAs-QP zu migrieren (Abb. 6.4(a)). Bei einer Wachstums- bzw. Wachstumsunterbrechungstemperatur $T_{InAs} = 520^\circ\text{C}$ spielen Desorptions-, Intermixing- und Oberflächendifusionsprozesse eine nicht zu vernachlässigende Rolle [Hey02]. Bei den AlAs-überwachsenen QP wird das frei stehende, nicht bedeckte InAs-Material einerseits desorbiert und unterliegt andererseits zusätzlich einem lateralen Intermixingprozess mit der AlAs-Deckschicht (Abb. 6.4(b)). AlAs hat bei

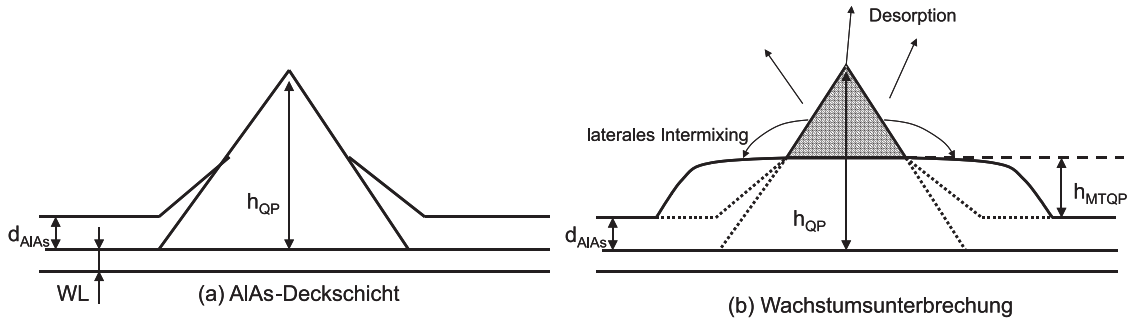


Abbildung 6.4: Schema des Prozesses des AlAs-Überwachens (a) der InAs-QP mit einer anschließenden Wachstumsunterbrechung (b).

$T = 520^\circ\text{C}$ im Vergleich zu GaAs sowohl eine höhere Bindungsenergie als auch einen größeren Sticking-Koeffizienten [Hel92]. Weiterhin behindern höhere, lokale Verspannungen an den QP-Rändern eine Migration der In-Adatome [Son03]. Dadurch kommt es nur zu einem geringen lateralen Durchmischungsprozess des InAs mit der AlAs-Deckschicht im Vergleich zu einer GaAs-Deckschicht. Quantenpunktartige Nanostrukturen bleiben nach dem AlAs-Überwachsen erhalten. Die laterale Anisotropie resultiert aus einer höheren Beweglichkeit der In-Adatome in $[-110]$ -Richtung aufgrund eines kleineren Sticking-Koeffizienten [Hel92]. Da GaAs eine im Vergleich zu AlAs geringere Bindungsenergie hat, besitzen die In-Atome auf der Oberfläche des Substrat/Deckschichtsystems eine höhere Beweglichkeit. Es kommt neben der Desorption von QP-Material gleichzeitig zu einem erhöhten lateralen Durchmischungsprozess, wodurch nichtdefinierte, elongierte Strukturen durch das GaAs-Überwachsen entstehen [Cos06].

6.3 Photolumineszenz-Messungen

Photolumineszenzmessungen wurden durchgeführt, um die optischen Eigenschaften der eingebetteten MTQP zu untersuchen. In der Abb. 6.5(a) werden PL-Messungen der mit AlAs überwachsenen QP bei $T = 4\text{ K}$ verglichen. Die Abbildungen 6.5(b) zeigt einen Vergleich der GaAs-MTQP und AlAs-MTQP ebenso bei $T = 4\text{ K}$. Da die Form, d.h. die Höhe und Breite der QP die optischen Eigenschaften, wie die Exzitonen-Rekombinationsenergien oder Intensitäten bestimmen, kann man aus den drastischen Höhenveränderungen der Oberflächen-QP in den AFM-Untersuchungen (siehe oben) Unterschiede in den PL-Messungen erwarten. In Abb. 6.5(a) sieht man, dass die PL-Signale der AlAs-MTQP eine Blauverschiebung gegenüber den Referenz-QP erfahren, welche wiederum von der Dicke der AlAs-Deckschicht abhängt. Mit dünnerer AlAs-Deckschicht verschieben die Elektron-Loch-Rekombinationsenergien zu höheren Energien. Die Zunahme der PL-Energien der s - s -Übergänge werden in Abb. 6.6 dargestellt. Es zeigt sich eine näherungsweise lineare Zunahme der s - s -PL-Energien bei dicker werdender Deckschicht, was gut mit der linearen Abnahme der Oberflächen-QP-Höhe in der Abb. 6.3 korrespondiert.

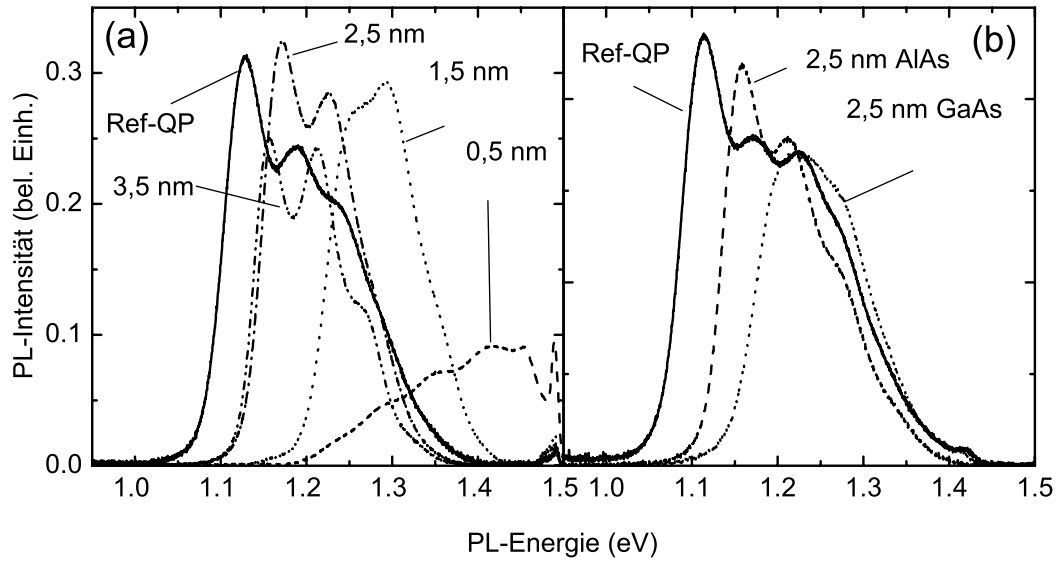


Abbildung 6.5: Photolumineszenzspektren an den (a) eingebetteten AlAs-überwachsenen MTQP-Proben und (b) als Vergleich an den 2,5 nm GaAs- und 2,5 nm AlAs-überwachsenen MTQP-Proben bei $T = 4$ K. Zusätzlich ist in (a) und (b) jeweils das PL-Spektrum der Referenz-QP-Probe dargestellt.

Ein Vergleich der PL-Messungen zwischen mit 2,5 nm AlAs und 2,5 nm GaAs bedeckten MTQP zeigt die Abb. 6.5(b). GaAs als Deckschicht mit anschließender Wachstumspause ergibt eine weitere Verschiebung der PL-Signale zu höheren Energien. Während der s - s -Übergang der „AlAs“-Probe um 45 meV im Vergleich zur Referenz verschoben ist, erhält man für die „GaAs“-Probe eine energetische Verschiebung um 107 meV zu höheren Energien. Diese größere Blauverschiebung resultiert einerseits aus einer noch größeren Höhenreduktion der Nanostrukturen, andererseits aber auch aus einem nicht zu vernachlässigendem Durchmischungsprozess des GaAs/InAs/GaAs-Systems. Dieser Durchmischungsprozess wird in AlAs/InAs/GaAs-Systemen durch das AlAs gehemmt.

6.4 Kapazitätsmessungen und Ladungsträgerprofile

In der Abb. 6.7(a) werden CV-Messungen bei $T = 100$ K und $f = 258$ Hz vorgestellt. Bei dieser Temperatur sind alle QP-Niveaus im thermischen Gleichgewicht mit der umgebenden GaAs-Matrix und können mit der verwendeten Messfrequenz umgeladen werden. Unter $V_g < -1,0$ V zeigen alle CV-Kurven einen für Schottkydioden typischen schwachen Anstieg der Kapazität mit steigender Gate-Spannung. Mit weiter steigender Gate-Spannung beobachtet man jeweils für die Referenz- wie auch für

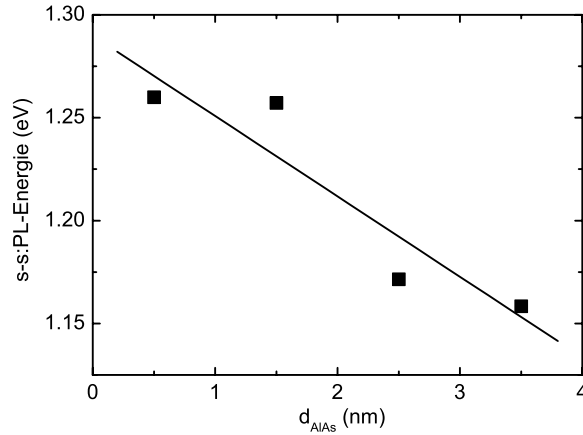


Abbildung 6.6: Aufgetragen ist die PL-Energie des s - s -Übergangs für verschieden AlAs-Deckschichtdicken d_{AlAs}

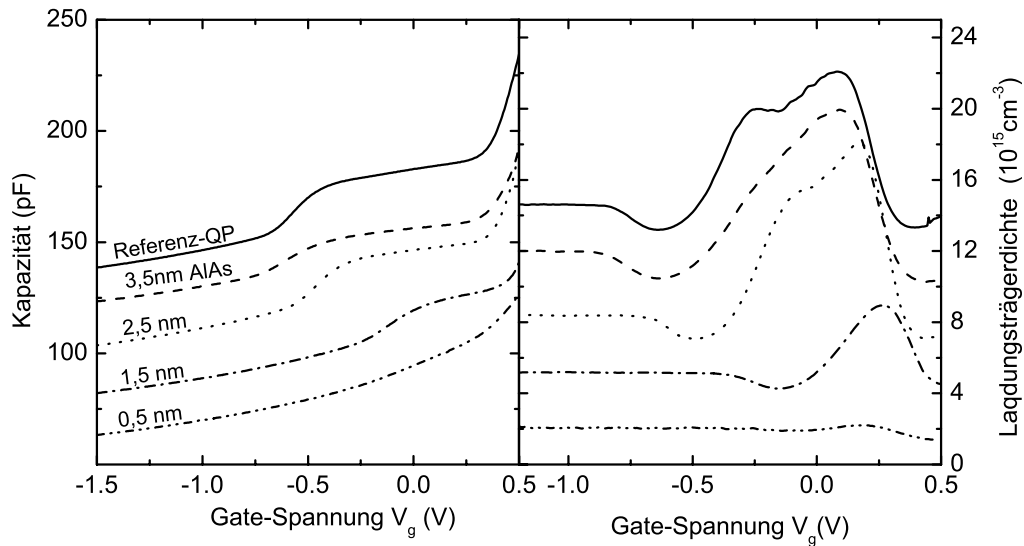


Abbildung 6.7: CV-Messungen (a) und daraus berechnete Ladungsträgerprofile (b) bei $T = 100$ K und einer Messfrequenz von $f = 258$ Hz der MTQP und Referenz-QP, eingebettet in Schottkydioden. Die CV-Kurven in (a) und die Ladungsträgerprofile in (b) sind der Übersicht halber verschoben.

MTQP-Proben eine plateauartige Struktur in der CV-Kurve, welche die Ladungsansammlungen in den jeweiligen QP-Ebenen reflektieren. Die Einsatzspannungen V_g^{th} und die Gate-Spannungsintervalle der Plateaus sind offensichtlich abhängig von der

Dicke der AlAs-Deckschicht. Je dicker die AlAs-Deckschicht, desto kleiner ist V_g^{th} . Abbildung 6.7(b) zeigt die aus den CV-Kurven extrahierten Ladungsträgerprofile der MTQP-Proben und der QP-Referenz. Für die Referenz-QP-Probe sind deutlich zwei Maxima erkennbar, welche Elektronenansammlungen in den s - und p -Niveaus zugeordnet werden können. Für die 3,5 nm und 2,5 nm AlAs-Probe beobachtet man jeweils ein Maximum bei $V_g = +0,090$ V bzw. bei $V_g = +0,175$ V. In beiden Verläufen lässt sich eine Schulter bei kleineren Gate-Spannungen erkennen, was dem Laden von Elektronen in das unterste MTQP-Niveau entsprechen könnte. Die 1,5 nm AlAs-Probe zeigt ein zu noch höheren Gate-Spannungen verschobenes Maximum bei $V_g = +0,255$ V. Die 0,5 nm AlAs-Probe zeigt nur noch eine sehr geringe Ladungsansammlung bei $V_g = +0,195$ V an. In den beiden letzteren Proben werden vermutlich nur wenige Ladungsträger in das unterste MTQP-Niveau geladen. Die Einsatzspan-

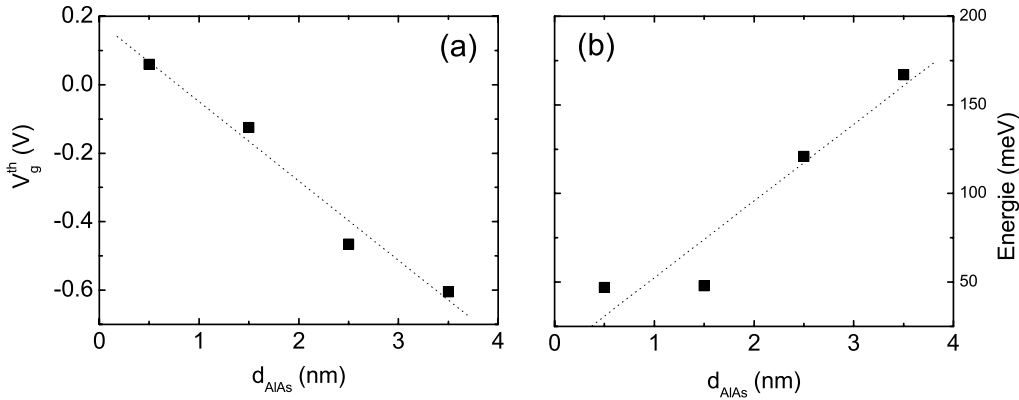


Abbildung 6.8: Einsatzspannungen V_g^{th} (a) und die mit der Gl. (4.1) bestimmte Bandverbiegung (b) beim Laden des untersten QP-Niveaus in Abhängigkeit von der AlAs-Deckschichtdicke d_{AlAs} .

nungen V_g^{th} der QP-Plateaus sind in der Abb. 6.8(a) dargestellt. Man erkennt ein nahezu lineares Verhalten von V_g^{th} mit Änderung der AlAs-Schichtdicke. Wie schon in Kap. 4.3 beschrieben, kann mit Gl. (4.1) die Bandverbiegung anhand des Einsatzes des QP-Plateaus abgeschätzt werden, bei der Elektronen in das unterste Niveau geladen werden. Dazu werden die jeweiligen V_{bi} und N_D der Proben berücksichtigt. Die Ergebnisse dieser einfachen Abschätzung sind in der Abb. 6.8(b) dargestellt. Die Bandverbiegung steigt mit größerer AlAs-Deckschichtdicke. Dies korrespondiert mit den AFM- und PL-Ergebnissen. Das unterste Niveau der MTQP liegt energetisch tiefer, je größer die QP-Höhe ist.

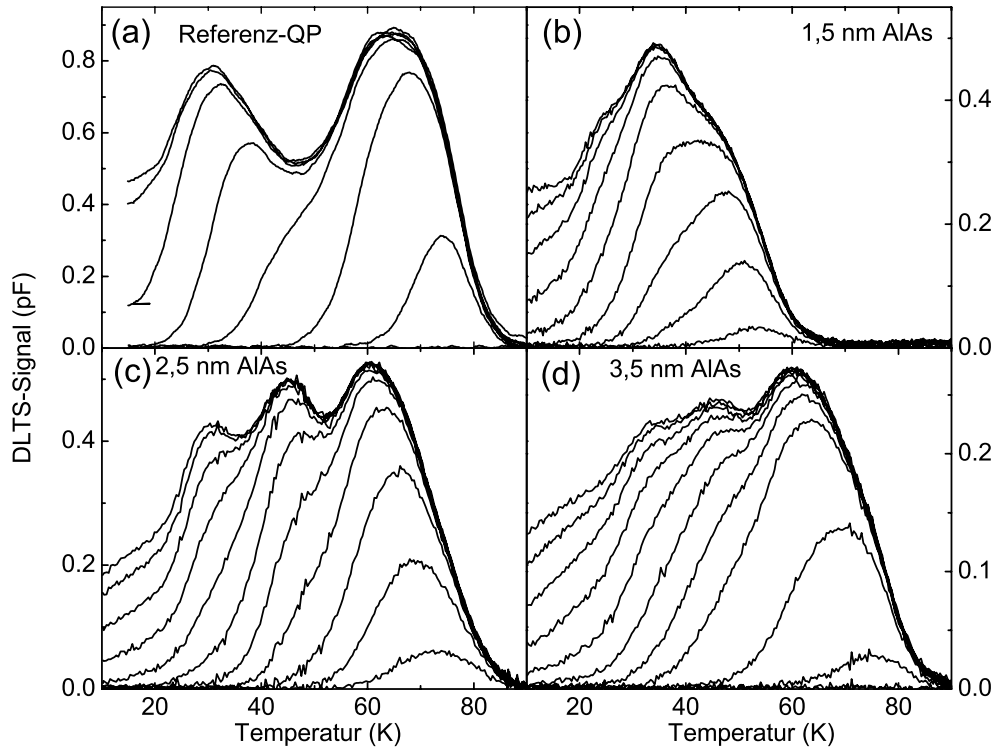


Abbildung 6.9: DLTS-Messungen der MTQP-Proben in Abhängigkeit von der Pulsspannung ((a) Referenz: $V_{rev} = -0,8$ V, $V_p = -0,7 \dots +0,7$ V, (b) 1,5 nm AlAs: $V_{rev} = -0,2$ V, $V_p = -0,1 \dots +0,7$ V, (c) 2,5 nm AlAs: $V_{rev} = -0,5$ V, $V_p = -0,4 \dots +0,7$ V, (d) 3,5 nm AlAs: $V_{rev} = -0,9$ V, $V_p = -0,8 \dots +0,7$ V). $\tau_{ref} = 4$ ms und $\beta = 8$.

6.5 Deep Level Transientspektroskopie an den modifizierten Quantenpunkten

Ähnlich wie in Kap. 4.4, in dem die elektronischen Eigenschaften selbstorganisierter InAs-QP mit DLTS untersucht wurden, werden auch die in diesem Kapitel vorgestellten MTQP mit der Kapazitätstransientspektroskopie (DLTS) untersucht.

6.5.1 Quantenpunktniveaus

In der Abb. 6.9(a)-(d) sind DLTS-Spektren der Referenz-QP- und MTQP-Schottkydioden für verschiedene Pulsspannung dargestellt. Die Reverse-Spannung wurde jeweils so gewählt, dass $V_{rev} \approx V_g^{th}$ ist. Abbildung 6.9(a) zeigt DLTS-Messungen der Referenz-QP. Während die Referenz-QP zwei DLTS-Maxima aufweisen (Emission aus dem s - und p -Niveau), zeigen die AlAs-MTQP in der Abb. 6.9 interessanterweise

Probe#	T_{peak} (K)	E_a (meV)	σ_a (cm ²)	E_a^1 (meV)	σ_a^1 (cm ²)
0,5 nm	-	-	-	-	-
1,5 nm	35	67	$6,1 \times 10^{-12}$	105	$1,2 \times 10^{-11}$
2,5 nm	60	113	$8,0 \times 10^{-13}$	131	$8,5 \times 10^{-13}$
	45	89	$4,5 \times 10^{-12}$		
3,5 nm	30	71	$4,2 \times 10^{-10}$	138	$2,3 \times 10^{-12}$
	60	113	$9,0 \times 10^{-13}$		
	45	103	$1,6 \times 10^{-10}$		
Referenz	30	69	$2,9 \times 10^{-11}$		
	<i>s</i> :65	106	$4,3 \times 10^{-14}$		
	<i>p</i> :30	54	$6,9 \times 10^{-13}$		

Tabelle 6.1: Aktivierungsenergien und Wirkungsquerschnitte der MTQP- und Referenz-QP-Proben, ermittelt durch Arrheniusanalysen.

drei mehr oder weniger unterschiedlich stark ausgeprägte DLTS-Maxima. Die Emission des s_1 - und s_2 -Elektrons in der Referenz-QP-Probe wird vermutlich aufgrund inhomogener Verbreiterungen des QP-Ensembles nicht aufgelöst. Die 0,5 nm AlAs-Probe wird nicht dargestellt, da für diese Probe vermutlich aufgrund der geringen Signalstärke keine DLTS-Signale aufgezeichnet werden konnten. Die Pulsspannungen, ab denen Elektronen in die untersten MTQP-Niveaus geladen werden, stehen bei allen Proben in sehr guter Übereinstimmung mit den Einsatzspannungen V_g^{th} der QP-Plateaus in den CV-Kurven (Abb. 6.7(a)). Das Ladeverhalten der MTQP-Proben ähnelt sehr dem Ladeverhalten der Referenz-QP-Probe. Das selektive Laden der Niveaus in den MTQP spricht für intrinsische QP-Niveaus. Die Tab. 6.1 zeigt die mit einer konventionellen Arrheniusanalyse ermittelten E_a und σ_a der MTQP- und Referenzproben. Die Aktivierungsenergien der MTQP-Proben stimmen sehr gut mit der Referenz überein. Werden in den pulsabhängigen Messungen nur die zuerst gefüllten Zustände der MTQP-Proben mit einer Arrheniusanalyse ausgewertet, erhält man die Werte E_a^1 und σ_a^1 in der rechten Hälfte der Tab. 6.1. Es zeigt sich eine Abnahme der Energien mit dünnerer AlAs-Deckschicht. Dieses Verhalten korrespondiert mit den Abschätzungen der Bandverbiegungen aus den CV-Messungen und der Zunahme der Rekombinationsenergien in den PL-Experimenten.

6.5.2 Magnetfeldmessungen

Im Kap. 5.2 wurde gezeigt, dass DLTS-Messungen im Magnetfeld für die Bestimmung der Zuordnung von QP-Niveaus sehr hilfreich sind. Da die Zuordnung der intrinsischen MTQP-Niveaus nicht eindeutig ist, wurden an ihnen ebenfalls magnetfeldabhängige DLTS-Messungen durchgeführt. In der Abb. 6.10(a) sind DLTS-Messungen der MTQP-Probe mit 2,5 nm AlAs in senkrechten Magnetfeldern von $B = 0 - 7$ T dargestellt. Bei dieser Probe sind die drei DLTS-Peaks am deutlichsten ausgeprägt. Die Position des 60 K DLTS-Peaks bleibt bei $B \neq 0$ konstant. Es kommt zu einer minimalen Verbreiterung dieses Peaks bei höheren Magnetfeldern.

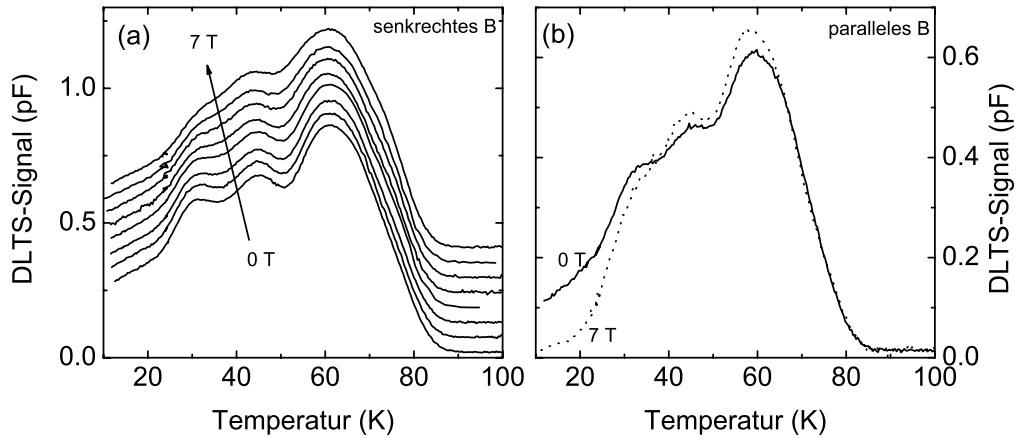


Abbildung 6.10: DLTS-Messungen der 2,5 nm AlAs-Probe in (a) senkrechten und (b) parallelen Magnetfeldern. $V_{rev} = -0,6$ V, $V_p = +0,7$ V, $\tau_{ref} = 4$ ms.

Die Peak-Struktur der beiden anderen Maxima ändert sich. Das lokale Minimum zwischen den beiden Peaks verschwindet, was entweder auf eine Verbreiterung oder auf eine Verschiebung der Peaks zurückzuführen ist. Für den zweiten Peak kann man eine leichte Verschiebung um ≈ 1 K zu kleineren Temperaturen beobachten. Eine Temperaturverschiebung würde auf eine Änderung der Aktivierungsenergien hindeuten und das auf eine Kopplung der Zustände mit $l \neq 0$ an das senkrechte Magnetfeld. Mit größeren B zunehmende Verbreiterungen deuten auf eine Substruktur innerhalb der Peaks hin. Es wird vermutet, dass hier die unterschiedlichen diamagnetischen Verschiebungen der MTQP-Zustände und der GaAs-Matrix-Zustände eine Rolle spielen [Mil97, Sch06e]. So können z.B. aufgrund der Ensemble-Eigenschaften der MTQPs die Niveaus unterschiedlich stark beeinflusst werden, was zu Verbreiterungen führt. Es muss abschließend gesagt werden, dass eine Zuordnung der DLTS-Peaks nicht ausreichend geklärt wurde. Höhere Magnetfelder könnten hier hilfreich sein. Zumindestens deutet die Veränderung der Emissionspeaks im Magnetfeld auf eine Wechselwirkung mit demselben hin und damit wird die Identifikation mit p -artigen Niveaus unterstützt.

Messungen in parallelen Magnetfeldern ($B_{||} = 0$ und 7 T) werden in der Abb. 6.10 (b) dargestellt. Die DLTS-Maxima bei 60 und 45 K sind für $B = 7$ T erhöht. Die Amplitude des 35 K-Peak sinkt in parallelen Magnetfeldern. Die Positionen der Peaks sind im Rahmen der Messgenauigkeit unverändert. Weiterhin treten keine offensichtlichen Verbreiterungen der Peaks bei $B_{||} \neq 0$ T auf. Das DLTS-Signal unter $T < 20$ K fällt bei $B_{||} = 7$ T stärker ab als bei 0 T. Bei 10 K ist kaum noch ein DLTS-Signal zu beobachten. Dieses Verhalten wird durch Unterdrückung von Tunnelprozessen erklärt (s. Kap. 5.2.2 und 5.3). Dadurch werden zusätzliche Elektronen thermisch emittiert, was die Erhöhung der Maxima bei 45 und 60 K erklärt.

6.5.3 Störstellen

In diesem Abschnitt werden DLTS-Messungen vorgestellt, die in einem Temperaturbereich von $T = 10 - 400$ K durchgeführt wurden. Hier wurde interessanterweise festgestellt, dass in den Schottkydioden durch das AlAs-PCA tiefe Störstellen erzeugt wurden. Bei der 3,5 nm Probe ist ein Defektmaximum bei $T = 230$ K zu

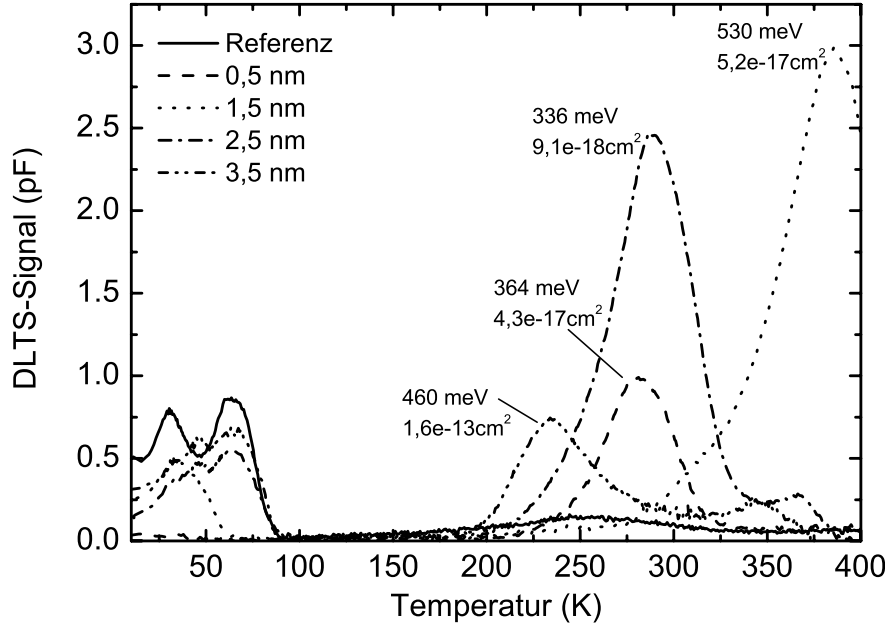


Abbildung 6.11: DLTS-Spektren der Referenz- und MTQP von $T = 10 - 400$ K mit jeweils $V_p = +0,6$, $\tau_{ref} = 4$ ms und $\beta = 8$. $V_{rev} = -0,8; -0,4; -0,4; -0,5; -1,0$ V für die Ref-QP, 0,5 nm AlAs, 1,5 nm, 2,5 nm bzw. 3,5 nm Probe. Für die Defektniveaus sind die jeweiligen E_a und σ_a in der Abb. eingetragen.

beobachten. Die 2,5 und 0,5 nm Proben zeigen Maxima unterschiedlicher Höhe bei $T = 290$ K. Dagegen zeigt die 1,5 nm Probe ein Defekt-Maximum bei 370 K. Die Referenz-QP-Probe zeigt ein sehr kleines, breites Maximum bei 250 K.

In der Referenz-QP-Probe kann das schwache DLTS-Signal bei 250 K relaxierten QP zugeordnet werden, welche auch in AFM-Messungen identifiziert werden können. Da die Defekte in den DLTS-Spektren der MTQP-Proben keine systematische Abhängigkeit von der AlAs-Deckschichtdicke zeigen, kann man nur spekulieren. Da AlAs sehr reaktiv ist, können Defekte durch sogenannte Getter-Effekte entstanden sein. Aluminium kann freie Atome im MBE-Reaktor binden und mit in den Kristall einbauen, die dann als Störstellen wirken. Weiterhin können sich während der 60 s Wachstumsunterbrechung Fremdatome in der AlAs-Schicht ansammeln, die wiederum als Defekte wirken können. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass

die Defekte während des Überwachsens mit AlAs entstehen. Erste Experimente mit Röntgenbeugungsmethoden zeigten, dass das AlAs nur teilweise gitterangepasst die InAs-QP überwächst [Zol07]. Es könnte zu Versetzungen kommen.

6.6 Fazit

In diesem Kapitel wurden InAs-Quantenpunkte direkt nach dem Entstehen zunächst mit einer dünnen AlAs-Deckschicht überwachsen ($d_{AlAs}=0,5; 1,5; 2,5; 3,5$ nm) und daraufhin der Gruppe III-Element-Fluss für 60 s unterbrochen. Während der Wachstumsunterbrechung werden die QP in ihrer Höhe und Größe drastisch verändert. Es wird eine klare Abhängigkeit der QP-Höhe von der AlAs-Deckschichtdicke beobachtet. Ebenso zeigen die in Schottkydioden eingebetteten, transformierten QP signifikante Änderungen ihrer elektronischen Eigenschaften. Diese Änderungen zeigen ebenso eine Abhängigkeit von der AlAs-Deckschichtdicke. Je dicker die AlAs-Schicht, desto energetisch tiefer liegen die untersten QP-Niveaus. Weiterhin werden in den DLTS-Messungen Störstellen beobachtet, die durch das Überwachsen mit AlAs entstanden.

Kapitel 7

Quantenpunkt-induzierte Störstellen

Das Wachstum kohärent verspannter InAs-Quantenpunkte geschieht nur in einem kleinen Wachstumsfenster der InAs-Bedeckung ($1,7 \text{ ML} < \theta_{\text{InAs}} < 2,5 \text{ ML}$). Erhöht man die nominelle InAs-Materialmenge, kommt es dazu, dass QP eine bestimmte Größe überschreiten und relaxieren, d.h die Verspannungen werden abgebaut. Es bilden sich Versetzungen in den QP, welche die optischen und elektronischen Eigenschaften der QP durch die Bildung von Störstellen beeinflussen können.

Dieses Kapitel soll verdeutlichen, wie komplex und teilweise unverstanden die Prozesse des Quantenpunktwachstums sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurde bei einigen Schottkydioden mit eingebetteten QP festgestellt, dass trotz Einhaltung des oben genannten Wachstumsfensters für das kohärente QP-Wachstum relaxierte QP in den AFM-Messungen und dadurch tiefe Störstellen in DLTS-Experimenten messbar waren. Es werden weiterhin temperaturabhängige PL-Messungen an defekthaltigen bzw. -freien Proben diskutiert.

7.1 Relaxierte Oberflächenquantenpunkte

Zuerst werden AFM-Bilder der Proben F, G und H in der Abb. 7.1 vorgestellt und diskutiert. Dabei werden Probenteile vom Rand und von der Mitte unterschieden. Die aus der Mitte entnommenen Teile der Proben (a) F, (c) G, und (e) H zeigen laterale Überstrukturen, an denen sich die Oberflächen-QP bevorzugt angelagert haben. Es werden sehr große InAs-QP beobachtet, die eine Höhe von bis zu 100 nm und eine laterale Ausdehnung von 80 – 300 nm besitzen. Dies sind relaxierte QP, in denen sich die Verspannungen durch Versetzungen abgebaut haben. Die Strukturen (*mounds*), an denen die QP sich bevorzugt angelagert haben, weisen eine Größe von 1 – 10 μm auf und zeigen eine Elongation in $[-110]$ -Richtung. Während an der Probe F auch am Rand die an Überstrukturen angeordneten QP beobachtet werden, zeigen die Oberflächen-QP der Proben G und H am Rand keine laterale Ordnung und sind statistisch verteilt auf der Oberfläche.

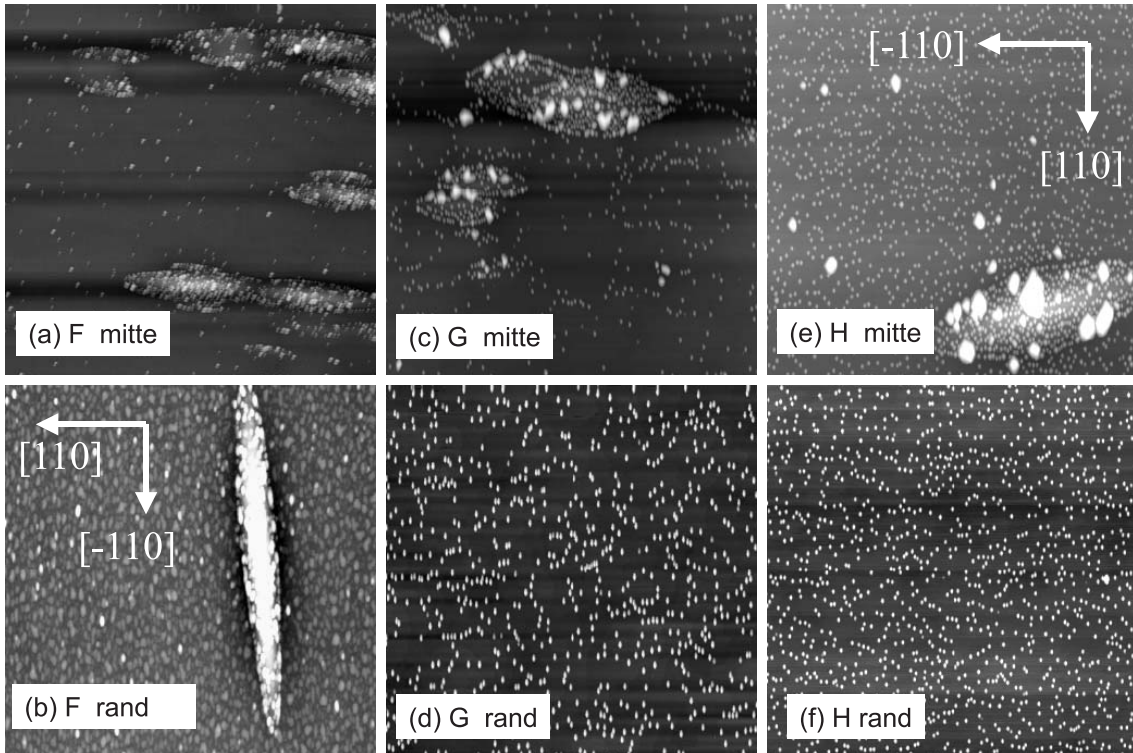


Abbildung 7.1: (a) und (b) zeigen $10 \mu\text{m}^2$ AFM-Bilder der Oberflächen-QP der Probe F, entnommen aus der Mitte bzw. vom Rand der Probe (Wafer). (c) und (d) zeigen $5 \mu\text{m}^2$ AFM-Bilder, gemessen in der Mitte bzw. am Rand der Probe G. Weiterhin sind $5 \mu\text{m}^2$ AFM-Bilder aus der Mitte (e) und vom Rand (f) der Probe H gezeigt.

Eventuell sind diese großen Strukturen auf Instabilitäten in der Homoepitaxie von GaAs zurückzuführen [Orm93, Joh93]. Diese *mounds* können sich bilden, wenn die Nukleation von neuen GaAs-Inseln das Wachstum an Stufenkanten (*step flow growth*) überwiegt. Die Nukleation an neuen GaAs-Inseln überwiegt, wenn die Migrationslänge der Ga-Adatome kleiner ist als die mittlere Breite der Stufenkante. Weiterhin kommt es an den Terrassenrändern der neuen Inseln zur Ausbildung einer Schwoebel-Barriere, welche verhindert, dass die Adatome über die Stufenkante migrieren [Orm93, Sch66]. Die Elongation der Strukturen folgt aus einer Stufenkanten- und Sticking-Anisotropie in der $[-110]$ und $[110]$ -Richtung [Hel92]. Da diese *mounds* sehr viele Stufenkanten aufweisen (*step bunching*), hat man statistisch gesehen eine inhomogene Verteilung von Stufenkanten auf der Kristalloberfläche. Die Nukleationskeime für Quantenpunkte lagern sich bevorzugt an diesen Stufenkanten an [Krz02]. Es kommt zu einer inhomogenen Verteilung von InAs. Dabei übersteigt eine gewisse Anzahl der QP eine kritische Größe und relaxiert, was zur Bildung von Versetzungen im QP und in der umgebenden GaAs-Matrix führt.

Eine andere Möglichkeit für die großen Strukturen ist eventuell ein instabiles Wachstum von InAs auf GaAs. Diese Möglichkeit wird dadurch unterstützt, da man trotz Rotation der Probe während des Wachstums einen kleinen InAs-Gradienten

Probe	T_{GaAs} (°C)	F_{GaAs} (ML/s)	T_{InAs} (°C)	F_{InAs} (ML/s)	θ_{InAs} (ML)
F #1405	620	0,8	520	0,04	2,5
G #1495	620	0,8	495	0,01	2,1
H #1870	620	0,8	500	0,04	2,1

Tabelle 7.1: Relevante QP-Wachstumsparameter.

auf der Oberfläche hat und an zwei Proben (G und H) keine Überstrukturen an den Randproben beobachtet werden. Die InAs-Materialmenge die auf die Probe trifft, nimmt aufgrund einer leichten Verkippung der Indium-Zelle im Vergleich zur Normalen der Probenoberfläche zum Rand hin leicht ab.

Weiterhin könnte ein möglicher Temperaturgradient während des Wachstums eine Rolle spielen. Die Wafer werden von der Rückseite her strahlungsbeheizt. Ein leichter Temperaturgradient von $10^\circ - 20^\circ$ C entsteht dadurch, dass die Randbereiche des Wafers im direkten thermischen Kontakt mit dem Probenhalter stehen. Die Strahlungswärme kann so abgeführt werden, und die Proben haben am Rand eine kleinere Temperatur im Vergleich zur Mitte, was zu eventuellen Einflüssen auf das Wachstum führt.

Die Frage, warum aber diese Überstrukturen entstehen, kann im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Deren Entstehungsprozess ist unabhängig von den gewählten Wachstumsparametern (siehe Tab. 7.1). Obwohl alle Proben mit sehr ähnlichen Wachstumsparametern hergestellt wurden, traten die Überstrukturen nur bei etwa 10% der Schottkydioden-Proben auf.

7.2 Störstellen

Obwohl die Herkunft der lateralen Überstrukturen der Oberflächen-QP nicht vollständig geklärt ist, können die Proben hier im Rahmen dieser Arbeit als Modellsysteme verwendet werden, in denen verspannte und relaxierte QP gleichzeitig existieren. In der Abb. 7.2 werden DLTS-Messungen der Proben F/mitte, G/mitte, G/rand und H/mitte im Temperaturintervall von $T = 10 - 350$ K präsentiert. Unter $T = 100$ K beobachtet man die thermische Emission der Elektronen aus den intrinsischen QP-Niveaus. Bei den Randproben treten bei DLTS-Temperaturen $T > 100$ K keine weiteren DLTS-Peaks auf. Dagegen beobachtet man deutlich DLTS-Peaks zwischen $T = 170 - 350$ K bei den Proben aus der Mitte. Die DLTS-Maxima liegen bei $T \approx 280$ K. Bei der Probe G/mitte ist eine Schulter bei $T \approx 230$ K sichtbar. In der Abb. 7.3(a) sind exemplarisch zwei DLTS-Spektren der Probe G/mitte gezeigt. Die Pulsspannung beträgt $V_p = +1,0$ V. Die Reverse-Spannung wurde variiert (volle Linie: $V_{rev} = -1,5$ V und gepunktete Linie: $V_{rev} = -0,5$ V), was zu einer Trennung des verbreiterten DLTS-Peaks in der Abb. 7.2 führt. Die DLTS-Peaks werden mit D1 (285 K) und D2 (220 K) benannt.

Es wurden weiterhin isotherme DDLTS-Messungen (Double-Correlation DLTS) [Lef76] an G/mitte durchgeführt, um die Frage einer eventuellen räumlichen Loka-

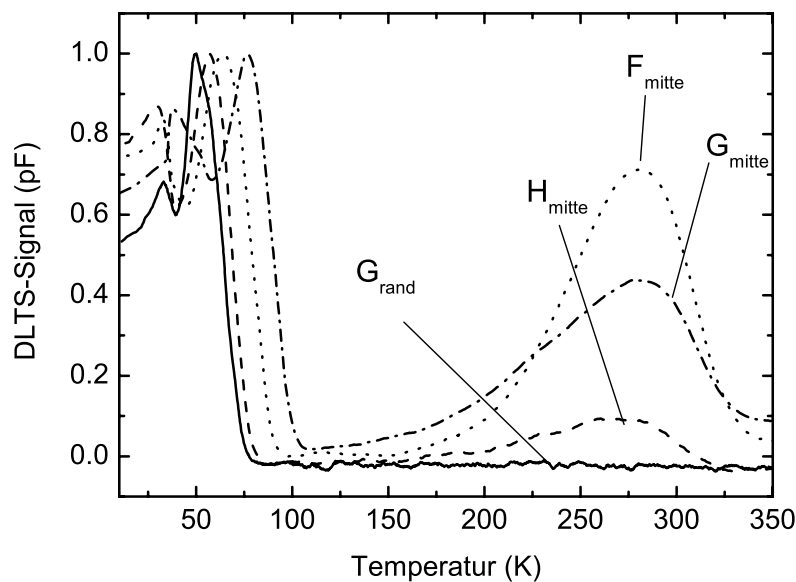


Abbildung 7.2: DLTS-Messungen von Schottkydioden mit eingebetteten QP (Proben F/mitte, G/mitte, G/rand und H/mitte) im Temperaturintervall $T = 10 - 350$ K. Die Referenzzeiten, die Pulsspannungen und die Reverse-Spannungen sind $\tau = 4$ ms mit $\beta = 8$, $V_p^F = 0,6$ V, $V_p^G = 0,4$ V und $V_p^H = 0,0$ V bzw. $V_{rev}^F = -2,5$ V, $V_{rev}^G = -1,4$ V und $V_{rev}^H = -3,0$ V.

lisierung der Defekte zu bestimmen. Dies wird in der Abb. 7.3(b) dargestellt. Das DDLTS-Signal, welches aus einer Korrelation bzw. einer Subtraktion zweier DLTS-Signale mit unterschiedlichen Pulsspannungen V_{p1} und V_{p2} besteht, ist aufgetragen gegen V_{p1} (unten) und den Abstand zum Schottkykontakt (oben), welcher aus V_{p1} berechnet wird. Es ist deutlich zu sehen, dass die Defekte D1 und D2 eine inhomogene räumliche Verteilung aufweisen. D1 und D2 zeigen eine Lokalisierung zwischen 500 und 1000 nm Abstand vom Schottkykontakt, wobei D1 ein Maximum bei etwa 800 nm und D2 bei etwa 600 nm aufweist. Dies zeigt, dass sich die Defekte in der QP-Schicht oder in der unmittelbaren Nähe der QP befinden.

In der Tab. 7.2 werden die Aktivierungsenergien E_a , Wirkungsquerschnitte σ_a und Dichten N_T der beiden Störstellen D1 und D2 aus einer konventionellen Arrheniusanalyse gezeigt.

Diese Werte stimmen sehr gut mit früheren Arbeiten überein [Wan00, Lin05, Kan06, Gel07], in denen tiefe Störstellen untersucht wurden, die in Schottkydioden mit eingebetteten QP auftraten. Jedoch ist die Interpretation der Daten unterschiedlich. Wang *et al.* beobachten in ihren relaxierten QP-Proben ($\theta_{InAs} = 3,3$ ML) verschiedene Defekte mit $E_a = 340 - 540$ meV [Wan00]. Dies passt sehr gut zu den hier vorgestellten Messungen an D1 (570 meV) und D2 (295 meV), was die versetzungs-

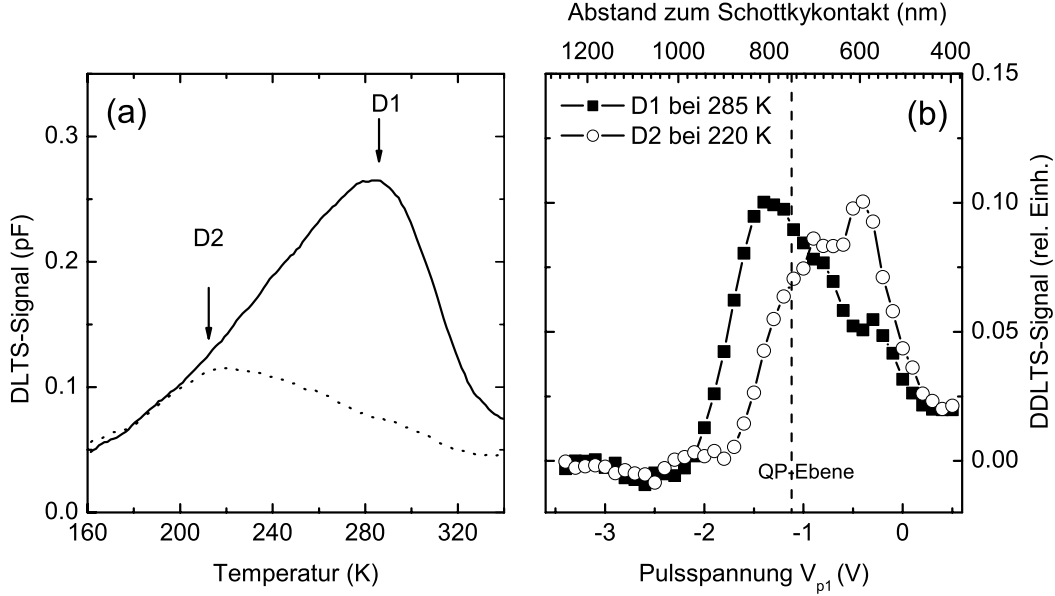


Abbildung 7.3: (a) zeigt zwei DLTS-Messungen der Probe G/mitte bei $V_{rev} = -1,5$ V (volle Linie) und $V_{rev} = -0,5$ V (gepunktete Linie). In (b) werden isotherme DDLTS-Messungen gezeigt mit $\Delta V_{p1,2} = 0,5$ V und $V_{rev} = -1,5$ V und $-0,5$ V.

Defekt	E_a (meV)	σ_a (cm ²)	N_T (cm ⁻²)
D1	570	$4,5 \times 10^{-13}$	$3,6 \times 10^9$
D2	295	$5,8 \times 10^{-17}$	$1,7 \times 10^9$

Tabelle 7.2: Aktivierungsenergien E_a , Wirkungsquerschnitte σ_a und Dichten N_T der beiden Störstellen D1 und D2 in der Probe G/mitte aus einer konventionellen Arrhenius-analyse.

induzierte Herkunft von D1 und D2 bekräftigt. Gelczuk *et al.* finden in teilweise relaxierten InGaAs Quantenfilmen einen versetzungsinduzierten Defekt mit $E_T = 570$ meV, was ausgezeichnet zu unseren Daten passt [Gel07]. Auch Watson *et al.* und Chen *et al.* beobachten in InGaAs Schichten einen Defekt mit $E_T = 570$ meV, welcher Relaxationsprozessen zugeordnet werden kann [Wat91, Che07]. Versetzungen bilden ein Störstellenband, welches das Laden der Defekte durch zeitabhängige Coulombwechselwirkungen limitiert [Fig90]. Dies resultiert in einer linearen Abhängigkeit des DLTS-Maximums von $\log(t_p)$, was als *das* Unterscheidungsmerkmal zwischen ausgedehnten Defekten und Punktdefekten angesehen wird [Fig90]. Für D1 wird eine lineare Abhängigkeit der DLTS-Maxima mit $\log(t_p)$ beobachtet. Es handelt sich also tatsächlich bei D1 um einen versetzungsinduzierten Defekt. Interessant ist die Tatsache, dass offenbar Relaxationsprozessen in Quantenfilmen und Quantenpunkten die gleichen Mechanismen zu Grunde liegen, da in beiden Systemen der gleiche Defekt auftritt ($E_a = 570$ meV).

Kaniewska *et al.* beobachten einen ähnlichen Defekt mit $E_a = 570$ meV. Dieser wird jedoch einem Sauerstoff-Fehlstellen-Komplex zugeordnet, was sie durch SIMS-Messungen (*secondary ion mass spectrometry*) bestätigen [Kan06]. Leider geben die Autoren keine Information über die deponierte InAs-Bedeckung an. Lin *et al.* fanden in ihren Quantenpunkt- und Wettinglayer-Proben bei 250 K einen Defekt mit $E_a \approx 490$ meV und $\sigma \approx 2 \times 10^{-13}$ cm⁻². Dieser ähnelt sehr dem hier untersuchten D1 Defekt. Da Lin *et al.* diesen 250 K-Peak auch in ihren Wettinglayer-Proben sehen, wird er allerdings nicht als versetzungsinduzierter Defekt interpretiert, sondern als Punktdefekt, der sich aufgrund lokaler Verspannungen in der QP-Ebene angesammelt hat.

7.3 Beeinträchtigung der PL-Eigenschaften von Quantenpunkten durch Defekte?

Es wird an dieser Stelle die Frage aufgeworfen, ob die oben diskutierten Defekte einen Einfluss auf die Photolumineszenz-Eigenschaften der Quantenpunkte haben, da sie ebenfalls in der QP-Ebene lokalisiert sind. Für eine Veranschaulichung soll die Abb. 7.4 dienen. In früheren Arbeiten konnte gezeigt werden, dass an einer Grenz-

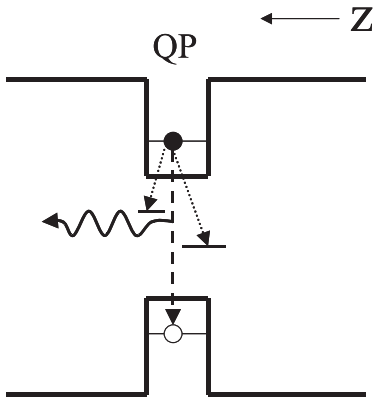


Abbildung 7.4: Vereinfachtes Schema der Photolumineszenz eines QP mit vorhandenen Defekten in der QP-Ebene.

fläche lokalisierte Defekte zu einer starken Verminderung der PL-Intensität führt (PL-killer) [Aki86, Kan06]. Andererseits können die Lumineszenz-Eigenschaften aber auch durch Defekte verbessert werden, da es zu kürzeren Intra-Band-Relaxationszeiten durch Multiphonon-assistierte Tunnelprozesse über Defektzustände kommen kann [Leo93, Wan94, Mar94, Ser95].

Es werden hier temperaturabhängige PL-Messungen an der Probe G/mitte und G/rand vorgestellt und ein möglicher Einfluss der Defekte auf die PL-Energien und -Intensitäten diskutiert. In der Abb. 7.5(a) sind beispielhaft PL-Messungen der Probe G/rand für verschiedene Temperaturen (4 – 300 K) dargestellt (Probe G/mitte zeigt ähnliche Spektren). Drei Effekte lassen sich beobachten. Erstens verschieben die PL-Spektren mit höheren Temperaturen zu kleineren PL-Energien. Für die *s-s*-Rekombinationsenergien ist dies in der Abb. 7.5(b) in der linken Achse aufgetragen.

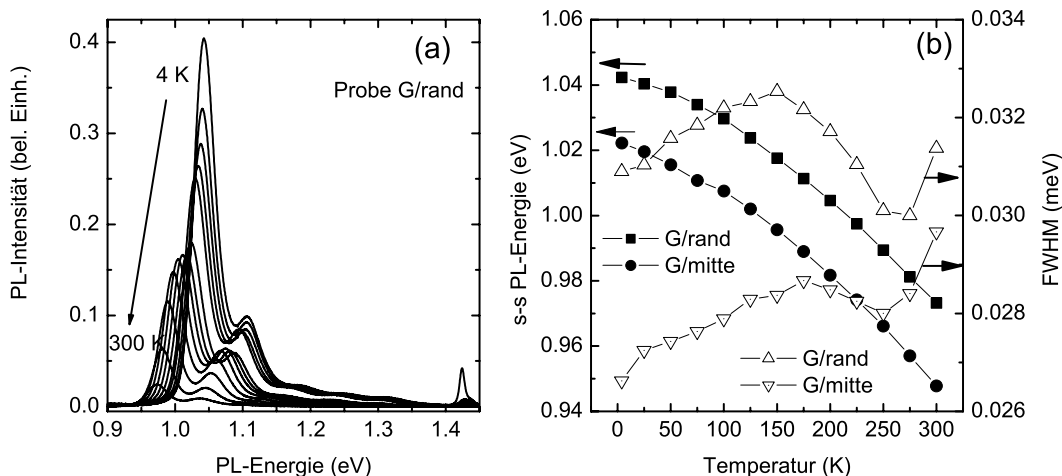


Abbildung 7.5: (a) PL-Messungen der Probe G/rand für verschiedene Temperaturen (4 – 300 K). (b) zeigt die Abhängigkeit der s - s -Rekombinationsenergie und des FWHM von der Temperatur. Die Achsenzugehörigkeit der Messpunkte ist durch Pfeile angegeben.

Weiterhin ändert sich die Halbwertsbreite der s - s -Peaks mit steigender Temperatur (siehe Abb. 7.5(b) rechte Achse). Dittens nimmt die PL-Intensität mit steigender Temperatur ab.

Die Rotverschiebung der PL-Spektren wird auf die Verkleinerung der temperaturabhängigen Bandlücke von InAs zurückgeführt, welche durch die Ausdehnung des Kristallgitters mit steigender Temperatur hervorgerufen wird. Dadurch sinkt die Rekombinationsenergie der Exzitonen. Diese Verschiebung wird z.B. in der Untersuchungen einzelner QP beobachtet [Far96]. Bei QP-Ensembles wird durch Elektron-Gitter-Wechselwirkungen und durch Inter-QP-Wechselwirkungen die Rotverschiebung beschleunigt, hervorgerufen durch thermisch aktivierte Prozess über intermediäre Zustände in der Wettinglayer [Bru96, San99]. In der Abb. 7.5(b) werden die Rotverschiebungen der s - s -Übergänge für Probe G/rand und G/mitte verglichen. Abgesehen von einem Offset beider Messkurven, der durch die unterschiedlichen QP-Ensembles bestimmt wird, zeigen beide Proben einen qualitativ ähnlichen Verlauf. Da die Rotverschiebung der störstellenhaltigen Probe G/mitte qualitativ ähnlich der Rotverschiebung der defektfreien Probe G/rand ist, kann ein Einfluss der Defekte auf die Rotverschiebung vermutlich ausgeschlossen werden. Weiterhin zeigen die Verläufe der Rotverschiebungen Übereinstimmungen mit früheren Untersuchungen [Bru96, San99, Jun06].

In der Abb. 7.5(b) werden weiterhin die Halbwertsbreiten der s - s -Peaks von Probe G/rand und G/mitte verglichen. Auch hier erkennt man abgesehen von einem Offset durch die verschiedenen QP-Ensembles eine ähnliche Temperaturabhängigkeit beider Proben. Bis $T \approx 150 - 170$ K steigt die Halbwertsbreite, fällt dann wieder bis $T \approx 250$ K und steigt dann wieder an. Die Breite (FWHM) des PL-Peaks bei

tiefen Temperaturen wird durch die inhomogenen Verbreiterungen der QP-Größen und damit durch die verschiedenen PL-Emissionen des Ensembles bestimmt. Ein Anstieg der Halbwertsbreite mit der Temperatur wird erhöhten Elektron-Phonon-Streuungen zugeordnet [Lee02]. Bei weiterer Erhöhung der Temperatur werden ab einer bestimmten Temperatur die Ladungsträger thermisch angeregt und können von benachbarten QP wieder eingefangen werden. Dieser Wiedereinfangprozess findet hauptsächlich für die dominierende QP-Größe des gaußverteilten QP-Ensembles statt, was sich wieder in einer Abnahme der Halbwertsbreite mit steigender Temperatur äußert [Jia00].

Ein genauer Vergleich beider Proben zeigt, dass der durch Elektron-Phonon-Streuungen verursachte Anstieg der Halbwertsbreiten bei Probe G/rand (ohne Defekt) bis ≈ 150 K verläuft, bei der Probe 2 bis ≈ 175 K. Probe G/rand zeigt dann einen Abfall des FWHM bis 250 K auf einen kleineren Wert, verglichen mit dem FWHM(4 K). Probe G/mitte zeigt nicht so einen starken Abfall. Dies könnte auf einen Einfluss der Defekte in der Probe hindeuten. Die aus den QP thermisch aktivierten Ladungsträger werden hier nicht nur von benachbarten QP eingefangen wie in der Probe G/rand. In der Probe G/mitte können die Ladungsträger auch durch Defekte eingefangen werden, so dass die Halbwertsbreite nicht so stark wieder abnimmt wie bei der Probe G/rand.

Ein Vergleich der FWHM-Verläufe mit früheren Arbeiten [Bru96, San99, Jun06] zeigt keine Übereinstimmungen. Gründe hierfür liegen wahrscheinlich in den verschiedenen QP-Ensembles, Dotierungen und Anregungsleistungen. In [Jia00] werden FWHM-Verläufe diskutiert, die zu den hier vorgestellten FWHM-Verläufen ähnlich sind.

In der Abb. 7.6(a) werden die PL-Intensitäten der s - s -Übergänge der Proben G/rand und G/mitte in Abhängigkeit von der Temperatur verglichen. Die Verläufe der PL-Intensitäten beider Proben zeigen qualitativ einen ähnlichen Verlauf. Bis 100 K fällt die Intensität. Zwischen 100 und 125 K kommt es zu einem Sprung, wonach bis etwa 250 K ein Plateau zu beobachten ist. Die Intensität bei der Probe G/rand fällt dann stärker zu 300 K ab als Probe G/mitte. Der Abfall der Intensitäten resultiert aus der thermischen Aktivierung der Ladungsträger in nicht-strahlende Rekombinationszentren. Dadurch rekombinieren die Elektron-Loch-Paare nichtstrahlend, was zu Verringerung der PL-Intensitäten führt [Bru96].

Um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten, werden die integrierten und normierten PL-Intensitäten $I(T)$ in der Abb. 7.6(b) dargestellt. Auch hier kommt es zu keinen auffälligen Unterschieden zwischen Probe G/rand und G/mitte. Anpassungen der Messwerte werden über die Gl. (7.1) durchgeführt. Diesem einfachen Modell liegt *ein* nichtstrahlender Rekombinationsprozess mit der Aktivierungsenergie E_a^n zugrunde [Bac91, Far96, Lee91]:

$$\frac{I(T)}{I(4K)} = [1 + C \exp(-E_a^n/kT)]^{-1} \quad (7.1)$$

C ist eine Konstante, welche das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von nicht-strahlenden zu strahlenden Rekombinationen angibt. k ist die Boltzmannkonstante.

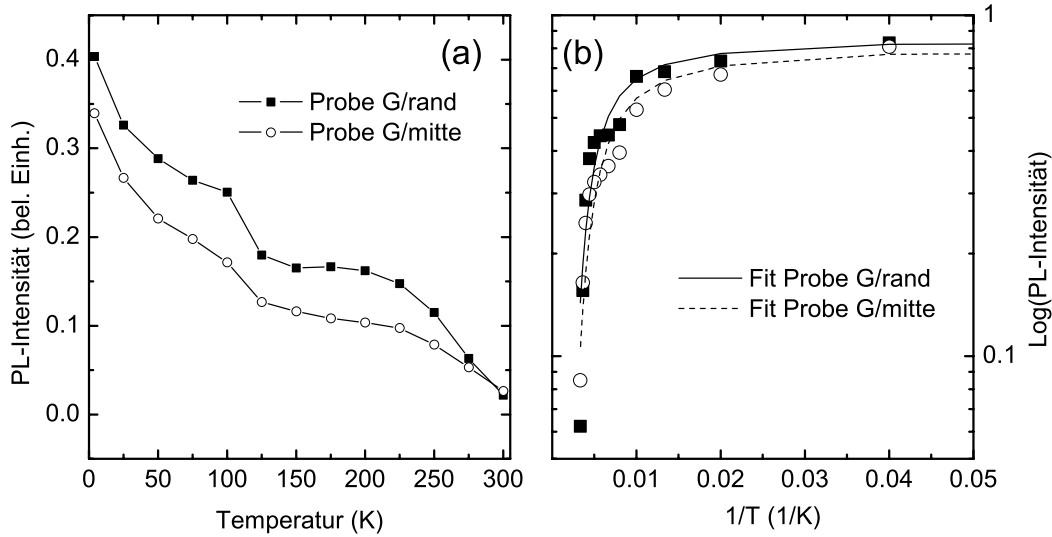


Abbildung 7.6: (a) PL-Intensitätsmaxima der s - s -Übergänge von Probe G/rand und G/mitte aufgetragen gegen die Temperatur. In (b) sind die integrierten und normierten Werte gegen die inverse Temperatur aufgetragen. Die volle und die gepunktete Linie sind Anpassungen nach der Gl. (7.1).

Die Aktivierungsenergien E_A^n für Probe G/rand (139 meV) und für Probe G/mitte (141 meV) stimmen sehr gut überein. Das deutet darauf hin, dass die Intensitätsverluste in beiden Proben durch einen ähnlichen Prozess bestimmt wird. Dieser ist die thermische Anregung der Ladungsträger über die GaAs-Barriere. Die E_A^n der beiden Proben korrespondieren mit den Aktivierungsenergien der s -Niveaus der QP. Das Verhältnis von nichtstrahlenden zu strahlenden Prozessen ist für die Probe G/rand ($C_1 = 0,161$) kleiner als in der Probe G/mitte ($C_2 = 0,224$). Dies könnte ein Indiz sein, dass die Störstellen eine Rolle spielen, da sie zusätzliche nichtstrahlende Rekombinationszentren enthalten. Es sei noch einmal betont, dass hier das einfachste Modell mit nur *einem* nichtstrahlendem Rekombinationsprozess für den Vergleich beider Proben benutzt wird. So kommt es zwischen $0,005 - 0,01 \text{ K}^{-1}$ zu Abweichungen der Messwerte mit den Anpassungen.

7.4 Fazit

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass es vermutlich durch instabile Wachstumsbedingungen zu relaxierten QP kommt. Es bilden sich versetzungsinduzierte tiefe Störstellen, welche in der QP-Ebene lokalisiert sind und Ladungsträger aufnehmen können. Trotzdem werden die optischen Eigenschaften der InAs Quantenpunkte, d.h. die PL-Intensitäten, nur marginal beeinflusst. Dies liegt wahrscheinlich an der kleinen Störstellendichte, die von den relaxierten QP ausgeht.

Kapitel 8

Thermische Behandlung der Schottkydioden

In diesem Kapitel werden DLTS- und PL-Messungen von QP-Schottkydioden nach verschiedenen thermischen Behandlungsschritten (RTA-*rapid thermal annealing*) diskutiert. Durch *annealing* werden Defekt-Zustände in QP-Schottkydioden beeinflusst [Che98, Kim02, Lin06]. Weiterhin werden durch RTA-Schritte die optischen [Leo98, Bab01, Lin06] und elektronischen Eigenschaften [Lin06] der intrinsischen QP-Zustände verändert.

8.1 Defekte

Die Proben wurden durch ein *proximity-cap*, d.h. ein Auflegen einer anderen GaAs-Probe geschützt und in einer Argon-Atmosphäre thermisch behandelt. Es werden hier drei Teile der Probe G/mitte vorgestellt, welche jeweils für 30 s bei 700°C, 750°C und 800°C thermisch behandelt wurden. Abbildung 8.1 zeigt DLTS-Messungen der thermisch behandelten Proben und der Referenz (as grown) im Temperaturbereich $T = 10 - 400$ K. Die Reverse-Spannungen, die Pulsspannungen, die Pulsdauern und die Referenzzeiten betragen $V_{rev} = -1,4$ V, $V_p = 0,4$ V, $t_p = 1$ ms bzw. $\tau_{ref} = 4$ ms. Der Temperaturbereich wird in zwei Bereiche geteilt ($T > 100$ K und $T < 100$ K). Bei $T > 100$ K kann der Einfluss des RTA auf die Defekte beobachtet werden. Die Maxima von D1 und D2 sinken bzw. steigen durch die thermische Behandlung. Weiterhin entsteht durch das RTA ein neuer DLTS-Peak (D3), was sich durch einem starken Anstieg des DLTS-Signals bei $T \approx 400$ K äußert. In der Abb. 8.2(a) sind die DLTS-Maxima der Defekte D1, D2 und D3 dargestellt. In der Literatur ist hinreichend bekannt, dass Defekte durch thermische Behandlungen ausheilen, verstärkt oder neu entstehen können [Blo92, Mol99]. Nimmt man eine größere Referenzzeit für die DLTS-Messung (siehe Abb. 8.2(b)), ist ebenfalls möglich, die Amplituden von D3 zu bestimmen. Es zeigt sich für D3 eine quadratische Zunahme. Die Amplitude und damit die Konzentration von D1 sinkt linear mit ansteigender RTA-Temperatur. Die Amplitude von Defekt D2 sinkt zunächst und steigt ab $T_{RTA} > 700^\circ\text{C}$ wieder an (*reverse annealing*).

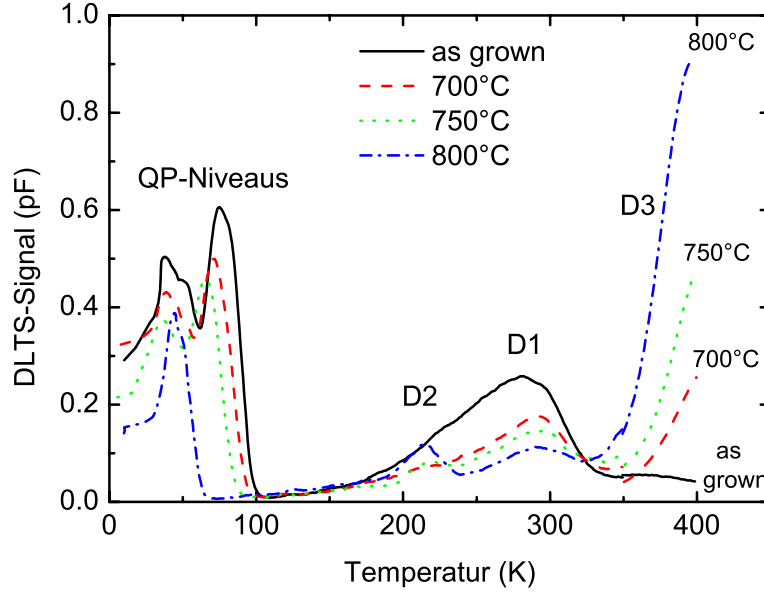


Abbildung 8.1: DLTS-Messungen der thermisch behandelten Proben und der Referenz (as grown) im Temperaturbereich $T = 10 - 400$ K. Die Reverse-Spannungen, die Puls-Spannungen, die Pulsdauern und die Referenzzeiten betragen $V_{rev} = -1,4$ V, $V_p = 0,4$ V, $t_p = 1$ ms bzw. $\tau_{ref} = 4$ ms.

D3 hat ein $E_a = 805$ meV und $\sigma = 1,2 \times 10^{-13}$ cm $^{-2}$. Für D3 wird ein punktdefektförmiges Verhalten der DLTS-Spektren mit verschiedenen Referenzzeiten in der Abb. 8.2(b) beobachtet, das heißt kaum eine Abnahme der Amplitude [Gel07]. Das es sich bei D3 um einen Punktdefekt handelt, wird dadurch unterstützt, dass die Amplitude von D3 keine lineare Abhängigkeit von $\log(t_p)$ aufweist. D3 ist der Arsen-Antisite-Defekt (EL2) [Irv92], welcher im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal in Schottkydioden mit InAs-QP beobachtet wird. Weiterhin zeigt D3 keine Lokalisierung in der QP-Ebene auf, sondern ist homogen in der Schottkydiode verteilt. Er wird vermutlich durch den RTA-Prozess induziert.

8.2 Quantenpunkt-Niveaus

Unter $T < 100$ K werden in der Abb. 8.1 die QP-Niveaus beobachtet. Wie auch die Defekte werden die Zustände der QP durch das RTA beeinflusst. Das s -Maximum sinkt und schiebt zu tieferen Temperaturen. Bei der 800°C-Probe ist kein p -Niveau mehr sichtbar. Diese Verschiebungen der s -Niveaus resultieren aus den durch RTA hervorgerufenen Durchmischungsprozessen der InAs-QP mit dem GaAs. Dadurch wird der Abstand des untersten QP-Niveaus relativ zur GaAs-Leitungsbandkante kleiner. Es kommt zu kleineren E_a und damit zu Verschiebungen der DLTS-Maxima

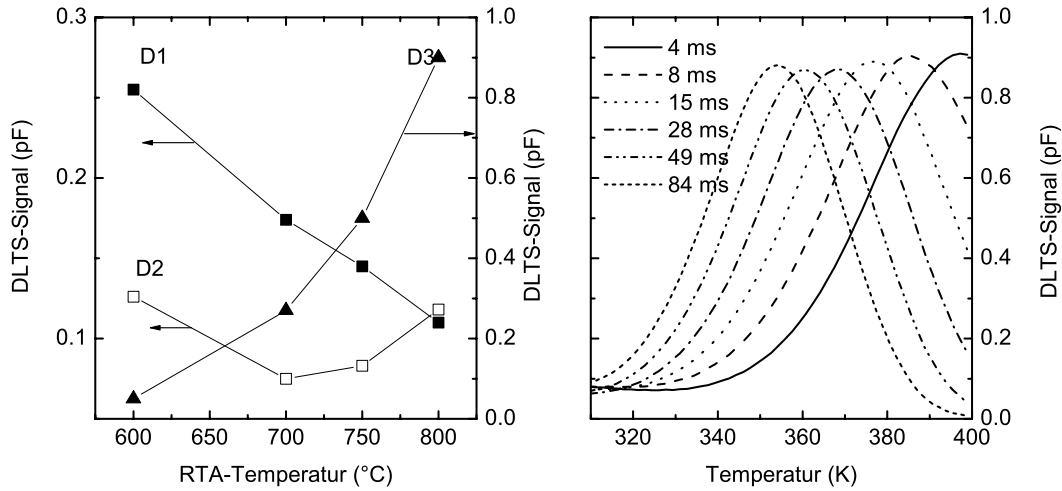


Abbildung 8.2: (a) zeigt die DLTS-Maxima der Defekte D1, D2 und D3 in Abhängigkeit von der RTA-Temperatur. In (b) sind DLTS-Spektren von D3 mit verschiedenen Referenzzeiten τ_{ref} dargestellt.

in der Temperatur. Die Abnahme der s -Peaks und das Verschwinden des p -Peaks sind auf den elektrischen Feldeffekt zurückzuführen (siehe Kap. 5.1). Die DLTS-Messungen in der Abb.8.1 sind mit $V_{rev} = -1,4 < V_g^{th}$ V aufgenommen worden. Diese Spannung liegt für die thermisch behandelten Proben deutlich vor dem Einsetzen der QP-Plateaus in vergleichend durchgeführten CV-Messungen an den gleichen Proben (nicht hier gezeigt). Um die QP-Zustände besser vergleichen zu können, werden in der Abb. 8.3 DLTS-Messungen der RTA-behandelten Proben dargestellt, die jeweils mit einer Reverse-Spannung nahe des Einsatzes des QP-Plateaus in der CV-Kurve aufgenommen wurden ($V_{rev} \approx V_g^{th}$). Für die nicht thermisch behandelte Probe werden zwei breite Maxima bei $T = 70 - 100$ K und $T = 30 - 70$ K beobachtet, welche der Emission von Elektronen aus dem s - bzw. aus dem p -Niveau zugeordnet werden. Es werden bei dieser Probe keine Substrukturen aufgrund der Inhomogenitäten des QP-Ensembles beobachtet. Der s -DLTS-Peak der 700°C -Probe ist leicht zu tieferen Temperaturen verschoben, das p -Niveau ist etwa im gleichen Temperaturbereich. Das lokale Minimum zwischen s - und p -Niveau, welches mit einem Pfeil gekennzeichnet ist, ist weniger ausgeprägt und um -2 K verschoben. Der s -DLTS-Peak der 750°C -Probe ist noch weiter zu kleineren Temperaturen verschoben, wobei aber das p -Niveau wieder im gleichen Temperaturintervall liegt. Das lokale Minimum zwischen s - und p -Niveau ist kaum erkennbar und liegt bei 60 K. Der s -DLTS-Peak der 800°C -Probe zeigt eine drastische Temperaturverschiebung zu $T = 40 - 60$ K. Das lokale Minimum zwischen s und p ist hier wieder ausgeprägter und tritt bei $T = 35$ K hervor. Die Breite des p -Peaks hat deutlich im Vergleich zu den anderen Proben abgenommen. Erstaunlich ist aber, dass die zu tiefen Temperaturen abfallende Flanke des p -Niveaus der vier Proben immer bei $T \approx 25$ K liegt. Alle vier

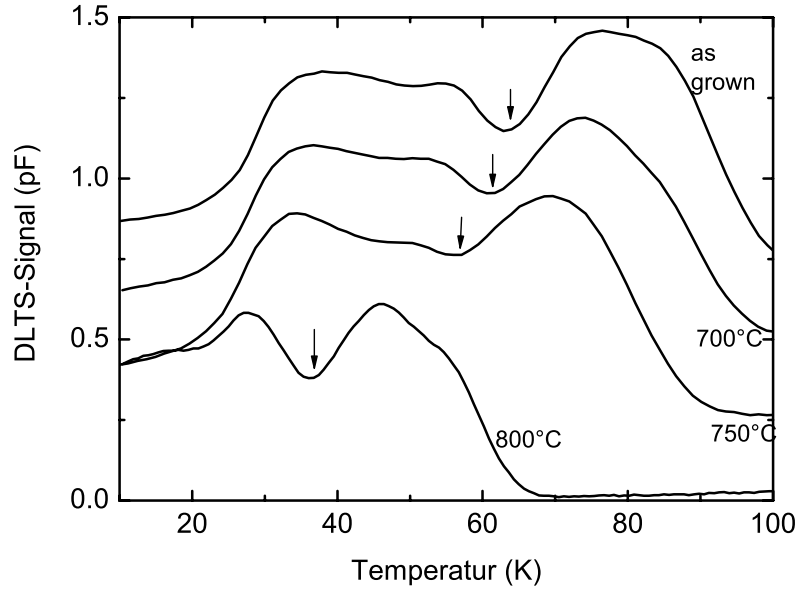


Abbildung 8.3: DLTS-Messungen an den RTA-behandelten Proben. Die Reverse- und Pulsspannungen sind $V_{rev}^{as\ grown} = -1,1\text{ V}$, $V_p^{as\ grown} = +0,6\text{ V}$, $V_{rev}^{700} = -0,8\text{ V}$, $V_p^{700} = +0,6\text{ V}$, $V_{rev}^{750} = -0,6\text{ V}$, $V_p^{750} = +0,6\text{ V}$, $V_{rev}^{800} = -0,3\text{ V}$, $V_p^{800} = +0,6\text{ V}$. $\tau_{ref} = 4\text{ ms}$, $\beta = 8$ und $t_p = 1\text{ ms}$. Die Spektren sind der Übersicht halber verschoben.

Proben zeigen unter $T < 20\text{ K}$ nahezu temperaturunabhängige DLTS-Signale, welche von Tunnelprozessen stammen (siehe Kap. 5.3). Bei der 800°C -Probe ist dieser Tunneluntergrund signifikant höher als bei den anderen drei Proben, bei denen das Signal des Tunneluntergrundes etwa gleich ist.

Die Verschiebung der DLTS-Spektren ist auf eine Verkleinerung der Aktivierungsenergien zurückzuführen. Diese sind in der Abb. 8.4(a) gezeigt. Die s_1 - und s_2 -Niveaus der 800°C -Probe haben eine um 60 meV reduzierte Aktivierungsenergie im Vergleich zur nichtbehandelten Probe. Dagegen zeigen die Einfangwirkungsquerschnitte keine signifikanten Änderungen durch die RTA-Behandlung (Abb. 8.4(b)). Die Änderung von E_a wird vermutlich durch In/Ga-Durchmischungsprozesse verursacht, wodurch der relative Abstand von QP-Niveaus zur GaAs-Bandkante verkleinert wird. TEM (Transmissions-Elektronen-Mikroskopie) und PL zeigen weiterhin, dass sich die QP bei noch höheren RTA-Temperaturen in der Wettinglayer auflösen [Bab01]. Eine drastische Änderung erfährt das p -Niveau. Während das Temperaturintervall des breiten p -DLTS-Peaks bis 750°C RTA nur um 5 K von $\Delta T_p^{as\ grown} = 32$ auf $\Delta T_p^{750} = 28$ abnimmt, ist bei der 800°C -Probe nur noch ein $\approx 10\text{ K}$ schmales p -Niveau zu beobachten. Dabei bleibt aber die zu kleineren T abfallende Flanke etwa bei $T = 25\text{ K}$. Da das p -Niveau bis $T_{RTA} = 750\text{ K}$ etwa die gleiche Breite hat, kann man von bis zu vier Elektronen im p -Niveau ausgehen [Sch06e]. Dann kommt es

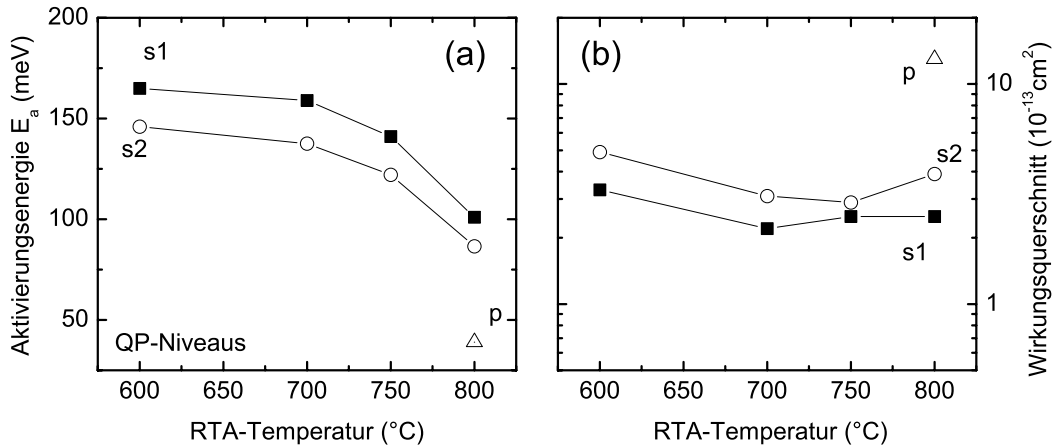


Abbildung 8.4: (a)Aktivierungsenergien und (b)Wirkungsquerschnitte der QP-Niveaus.

zu einer drastischen Anhebung der QP-Niveaus (siehe Verschiebung des s -Niveaus) durch Durchmischungsprozesse. Die Folge ist, dass vermutlich weniger als vier Elektronen in das p -Niveau geladen werden können. Das Laden weiterer Elektronen in das p -Niveau wird durch Coulombwechselwirkungen verhindert.

Die von der RTA-Behandlung kaum beeinflussten Wirkungsquerschnitte deuten darauf hin, dass es einen universellen Einfangprozess gibt. Die Ladungsträger werden unabhängig von der energetischen Lage der QP-Niveaus vermutlich in Wettinglayerzustände geladen und relaxieren dann in die QP-Niveaus.

8.3 PL-Experimente

Als Vergleich zu den DLTS-Experimenten werden in der Abb. 8.5(a) PL-Spektren der thermisch behandelten und der Referenz-Probe dargestellt. Durch die RTA-Behandlungen werden die PL-Spektren zu höheren Energien verschoben. Bei $T_{RTA} = 700^\circ\text{C}$ kommt es nur zu einer sehr kleinen Blauverschiebung ($\Delta E_{ss} = 7 \text{ meV}$). Ab $T_{RTA} > 700^\circ\text{C}$ kommt es zu einem Ansteigen der ss -PL-Energien. Bei $T_{RTA} = 800^\circ\text{C}$ ist der Abstand der ss -PL-Energie zur nicht behandelten Probe $\Delta E_{ss} = 187 \text{ meV}$. Die Vergrößerung der s - s -Exzitonen-Rekombinationsenergie korrespondiert ausgezeichnet zu der Verkleinerung der Aktivierungsenergien in den DLTS-Messungen. Beiden Ergebnissen liegen die gleichen Ursachen zugrunde: Die In/Ga- Durchmischungsprozesse in den QP, die eine Erhöhung der Grundzustandsenergien der QP bewirken.

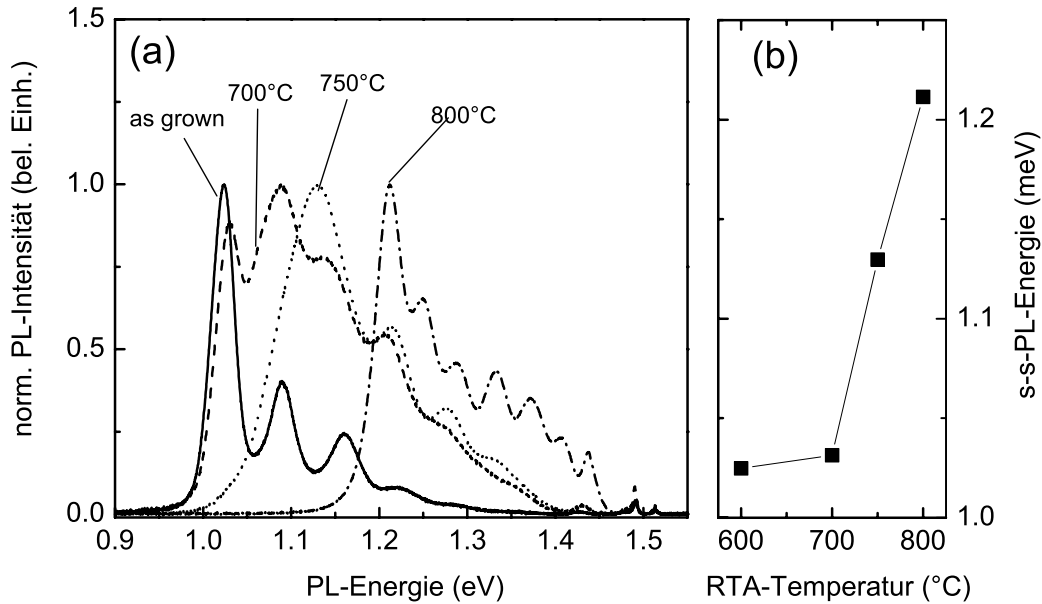


Abbildung 8.5: In (a) sind die PL-Spektren der RTA-behandelten Proben dargestellt bei $T = 4$ K. (b) zeigt die Abhängigkeiten der s - s -PL-Energie von der RTA-Temperatur.

8.4 Fazit

Dieses Kapitel befasste sich mit der thermischen Behandlung von QP-Schottkydioden. Hierbei wurde einerseits der Einfluss des RTA auf Defektzustände und andererseits auf die QP-Niveaus untersucht. Es zeigt sich, dass durch das RTA der versetzungsinduzierte Defekt D1 ausheilt, aber ein neuer Volumendefekt D3 (EL2: Arsen-Antisite-Defekt) entsteht. Die QP-Niveaus erfahren durch das RTA eine Verkleinerung des energetischen Abstandes der Niveaus relativ zur GaAs-Leitungsbandkante. Dies kann in DLTS- und PL-Experimenten beobachtet werden. Die Einfangwirkungsquerschnitte der QP-Niveaus zeigen interessanterweise kaum eine Änderung während des RTA. Dies deutet auf einen universellen Einfangprozess hin, der unabhängig von der energetischen Lage des Niveaus ist.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden strukturelle, sowie optische und elektronische Eigenschaften selbstorganisierter InAs-Halbleiter-Quantenpunkte untersucht. Diese als *künstliche Atome* bezeichneten Nanostrukturen besitzen diskrete Energieniveaus und wurden mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Durch Variation der Wachstumsparameter des Epitaxieprozesses war es möglich, die strukturellen Eigenschaften der Quantenpunkte und damit die optischen sowie elektronischen Eigenschaften zu verändern. Die Quantenpunkte wurden in n-dotierte Schottkydioden integriert, um die elektronischen Eigenschaften mittels kapazitiver Messmethoden zu untersuchen. Die eingebetteten Quantenpunkte sowie Oberflächenquantenpunkte wurden weiterhin mittels Photolumineszenzspektroskopie bzw. Rasterkraftmikroskopie charakterisiert.

Es wurde gezeigt, dass die Wachstumstemperatur der InAs-Quantenpunkte ein wichtiger Parameter während des Epitaxieprozesses von Quantenpunkten ist. Er beeinflusst maßgeblich die strukturellen und damit die optischen und elektronischen Eigenschaften. Für sehr langsam gewachsene InAs-QP ($F_{In} = 0,01$ ML/s) erhält man bei *niedrigen* QP-Wachstumstemperaturen wie $T_{InAs} = 440^\circ\text{C}$ eine sehr hohe QP-Dichte von fast $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Erhöht man die Wachstumstemperatur, wird die Dichte der QP reduziert. Bei $T_{InAs} = 485^\circ\text{C}$ beträgt die Dichte nur noch $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Das ist eine Variation von fast zwei Größenordnungen. Die Dichten der Oberflächen-QP, ermittelt mit Rasterkraftmikroskopie, stehen in guter Übereinstimmung mit den Dichten der eingebetteten QP, welche in DLTS-Experimenten bestimmt wurden. Mit der Änderung der Dichte durch unterschiedliche T_{InAs} gehen Änderungen der QP-Größe einher. Bei hohen Temperaturen ($T_{InAs} = 485^\circ\text{C}$) erhält man 10 nm hohe QP, während man bei $T_{InAs} = 440^\circ\text{C}$ etwa 2 nm hohe QP erhält. Die Änderung der Größe der Oberflächen-QP spiegelt sich in den elektronischen Zuständen der eingebetteten QP wider. Mit DLTS-Messungen in Kap. 4.4 wird beobachtet, dass in den kleinen QP vermutlich nur ein Elektron mit einer Bindungsenergie von $E_i = 83$ meV geladen werden kann. Dagegen werden in den 10 nm hohen QP bis zu sechs Elektronen beobachtet ($2 \times s$ und $4 \times p$), deren Bindungsenergien im Bereich von $E_i = 84 - 167$ meV liegen. In den optischen Experimenten, in denen Elektronen-

Löcher-Rekombinationen detektiert werden, zeigt sich eine deutliche Verschiebung der PL-Energien der QP, gewachsen bei 440°C gegenüber den QP, deponiert bei 485°C . Dies liegt an einer stärkeren räumlichen Einschränkung der Ladungsträger im Einschlusspotential in Wachstumsrichtung aufgrund der geringeren Höhe der QP ($h_{495^\circ\text{C}} > h_{440^\circ\text{C}}$).

Es wurde weiterhin der Einfluss elektrischer Felder auf die Emission der Elektronen untersucht. Dazu wurde eine DLTS-verwandte Messmethoden, die Constant-Capacitance DLTS-Methode verwendet. Einerseits wurde mit CC-DLTS-Experimenten der Einfluss der Emissionsfeldstärke auf die thermische Emission diskutiert. Es konnte gezeigt werden, dass mit CC-DLTS ein größerer Feldbereich als in konventionellen DLTS-Experimenten untersucht werden kann. Das thermisch assistierte Tunnelmodell (Vincentmodell [Vin79]), welches die Abhängigkeit der Aktivierungsenergien beschreibt, wird auch bei den höheren Feldstärken im Vergleich zu den moderateren Feldern in DLTS-Experimenten bestätigt. Das Modell wurde dahin gegen erweitert, dass das Coulombpotential von besetzten QP mitberücksichtigt wird. Die experimentellen Daten lassen sich ausgezeichnet mit diesem modifizierten Modell beschreiben. Dies bestätigt, dass die höheren Emissionsraten und damit Aktivierungs- bzw. Bindungsenergien des s_2 - gegenüber dem s_1 -Niveau durch das zusätzliche, lokale Coulombfeld des einfach besetzten QP verursacht wird.

DLTS-Messungen in senkrechten sowie in parallelen Magnetfeldern wurden ausgeführt, um die Zuordnung der QP-Niveaus und der am DLTS-Experiment beteiligten Emissionsprozesse zu untermauern. Weiterhin kann bestätigt werden, dass temperaturunabhängige DLTS-Signale dominierenden Tunnelprozessen zugeordnet werden können. Dies äußert sich durch eine Unterdrückung des Tunneluntergrundes in parallelen Magnetfeldern.

Experimente mit Tunneltransientspektroskopie (TTS) an QP wurden vorgestellt und diskutiert. In diesen Messungen werden kombinierte Emissionspfade, wie thermische Kaskaden- oder thermisch assistierte Emissionsprozesse unterdrückt, da sie bei $T \leq 10$ K durchgeführt wurden. Bei diesen Messungen kann direkt die Bindungsenergie der Elektronen über die Abhängigkeit der Tunnelemissionsraten vom elektrischen Feld bestimmt werden. Bei der untersuchten Probe konnten die verschiedenen Emissionsraten des s_1 - und des s_2 -Elektrons bestimmt werden. Die Bindungsenergien $E_i^{s_1} = 162$ meV und $E_i^{s_2} = 123$ meV stehen in guter Übereinstimmung mit früheren Studien [Sch05a, Sch06f, Gel06]. Die mit DLTS ermittelten Aktivierungsenergien der gleichen Probe sind aufgrund des elektrischen Feldeffektes reduziert ($E_a^{s_1} = 109$ meV und $E_a^{s_2} = 97$ meV). Messungen in parallelen Magnetfeldern $B_{||}$ lassen sich qualitativ mit einem Modell beschreiben, welches die Beeinflussung der Tunnelraten durch $B_{||}$ mitberücksichtigt. Weiterhin konnte demonstriert werden, dass Ladevorgänge bzw. Einfangprozesse stark von der Temperatur und von $B_{||}$ abhängen.

Es wurden außerdem morphologisch transformierte QP vorgestellt. Die Morphologietransformationen wurden durch Deponieren dünner AlAs-Deckschichten (0,5 nm-3,5 nm AlAs) und anschließenden Wachstumsunterbrechungen erreicht. Auf diese Weise war es möglich, die Höhe der QP direkt über die Dicke der AlAs-Deckschicht zu

steuern, ohne dass die QP-Dichte verändert wurde. Die strukturellen Eigenschaften der Oberflächen-QP spiegeln sich in den elektronischen und optischen Eigenschaften der eingebetteten QP wider. Mit 3,5 nm AlAs überwachsene QP haben eine Höhe von etwa 4 nm und zeigen den größten Abstand des untersten QP-Niveaus von der GaAs-Leitungsbandkante im Vergleich zu den anderen AlAs-überwachsenen Proben. 0,5 nm AlAs-bedeckte QP haben nur noch eine Höhe von etwa 1 nm. Es werden kaum noch QP-Zustände beobachtet. In DLTS-Experimenten wird festgestellt, dass durch das Deponieren von AlAs und Einführen von Wachstumsunterbrechungen tiefe Störstellen erzeugt werden.

Im vorletzten Kapitel wurde gezeigt, dass es durch instabile Wachstumsbedingungen zu relaxierten QP kommen kann, obwohl *sichere Standardparameter* für den Wachstumsprozess verwendet wurden. Unabhängig von den InAs-Wachstumsparametern konnten auf einigen Proben laterale Strukturen beobachtet werden, an denen sich QP bevorzugt anlagern. Dadurch kam es zu lokalen Ansammlungen von InAs-QP bis hin zu über 100 nm großen, relaxierten QP. Diese Relaxationsprozesse der Oberflächen-QP zeigten sich ebenso bei den eingebetteten QP. In DLTS-Experimenten wurden tiefe Störstellen mit einer Aktivierungsenergie von $E_a = 570$ meV beobachtet. Diese können eindeutig versetzungsinduzierten Defekten in der QP-Ebene zugeordnet werden.

Thermische Behandlungen (RTA) der Schottkydioden bis 800° C führen zu einer Ausheilung des versetzungsinduzierten Defektes mit $E_a = 570$ meV. Weiterhin wird durch das RTA ein neuer, nicht in der QP-Ebene lokalisierter Defekt erzeugt, welcher als Arsen-Antisite-Defekt (EL2-Defekt mit $E_a = 805$ meV) identifiziert wird. Die RTA-Methode bietet weiterhin die Möglichkeit die QP-Zustände noch nach dem Wachstum zu beeinflussen. Temperaturen $T_{RTA} > 750^\circ\text{C}$ führen zu starken In/Ga-Durchmischungsprozessen, die die Abstände der QP-Niveaus relativ zur GaAs-Bandkante verkleinern. Dies kann mit PL- und DLTS-Messungen experimentell nachgewiesen werden. Es zeigen sich Verschiebungen der PL-Signale zu höheren Energien bzw. eine Abnahme der Aktivierungsenergien der QP-Niveaus. Ein interessantes Ergebnis ist, dass sich die Einfangwirkungsquerschnitte ($\sigma_a \approx 2 \times 10^{-13}\text{cm}^2$) des einfach bzw. zweifach besetzten *s*-Zustandes nach der thermischen Behandlung kaum geändert haben. Dies bestätigt, dass Ladevorgänge unabhängig von der energetischen Lage der QP-Niveaus hauptsächlich über die Wettinglayer und anschließenden Relaxationen in die QP-Niveaus vollzogen werden.

Ausblick

Es soll an dieser Stelle ein Ausblick auf zukünftige Experimente gegeben werden. Ähnlich wie in Kap. 4 in dieser Arbeit sollten weitere QP-Wachstumsparameter, wie die InAs-Bedeckung, der As₄/As₂-Fluß oder die Wachstumsgeschwindigkeiten variiert werden, um ein detailliertes Verständnis über die Wachstumsprozesse zu gewinnen. Sehr hilfreich könnte es dabei sein, die QP nicht nur an der Oberfläche für AFM-Untersuchungen zu wachsen, sondern die QP wie im Rahmen dieser Arbeit in Schottkydioden einzubetten. Auf diese Weise wäre es möglich, die elektronischen und

die optischen Eigenschaften zu untersuchen, welche durch die verschiedenen Wachstumsparameter verändert werden. Weiterhin bietet sich die Möglichkeit an, die Dotierstoffe für die Schottkydioden zu variieren. Kohlenstoffdotierte Proben mit eingebetteten QP ermöglichen es, thermische und Tunnelemissionsprozesse von Löchern zu studieren. Zusätzlich bietet sich die Möglichkeit, p-n- oder n-p-Dioden mit QP für kapazitätsspektroskopische Untersuchungen herzustellen. Auf diese Weise wäre es möglich, das Verhalten der Ladungsträger als Majoritäts- bzw. Minoritätsladungsträger in den Dioden hinsichtlich der Wechselwirkungen mit QP-Niveaus zu untersuchen. Auch hier könnten wiederum die QP-Wachstumsparameter variiert werden. Hinsichtlich Anwendungen von Quantenpunkten in der Spintronik sollten weiterhin mangan-dotierte Dioden mit QP untersucht werden. Dabei könnten zwei Aspekte betrachtet werden: In hochdotierten Proben könnten die Wechselwirkungen von QP-Zuständen mit manganinduzierten magnetischen Halbleitereigenschaften untersucht werden. Desweiteren sollten die grundlegenden Dotiereigenschaften von Mangan in GaAs mit DLTS untersucht werden. Weiterhin sollten Experimente weitergeführt werden, welche das gezielte Modifizieren der QP-Form betrifft. Hier könnten neuartige QP-Strukturen, wie Quantenringe oder laterale QP-Moleküle spektroskopisch untersucht werden. Überwachsen von QP mit wenigen Nanometern dünnen GaAs-, AlGaAs- oder AlAs-Schichten und Einführen von Wachstumsunterbrechungen unter Verwendung einer As₂-Quelle sollte zu neuartigen QP führen. Weiterhin könnte das Einführen von tiefen Störstellen in den DLTS-Spektren durch die Morphologietransformationen untersucht werden.

Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge

Veröffentlichungen

A. Zolotaryov, A. Schramm, Ch. Heyn, W. Hansen,
X-ray structural investigations of InAs/GaAs(001) quantum dots grown under variable amount of deposited InAs,
Eingereicht bei Appl. Phys. Lett.

Ch. Heyn, A. Stemmann, A. Schramm, H. Welsch, W. Hansen, A. Nemcsics,
Faceting during GaAs quantum dot self-assembly by droplet epitaxy,
Akzeptiert für Appl. Phys. Lett.

Ch. Heyn, A. Stemmann, A. Schramm, H. Welsch, W. Hansen, A. Nemcsics,
Regimes of GaAs quantum-dot self assembly by droplet epitaxy,
Eingereicht bei Phys. Rev. B, Rapid Communications

A. Zolotaryov, A. Bolz, A. Schramm, W. Hansen, R. L Johnson,
Oxidation as an assistant tool for structural analysis of inhomogeneous nanoscale InAs/AlAs(001) island system,
Akzeptiert für Phys. Stat. Solid. A

G. Maruccio, M. Janson, A. Schramm, C. Meyer, T. Matsui, Ch. Heyn, W. Hansen, R. Wiesendanger, M. Rontani, E. Molinari,
Correlation effects in wave-function mapping of quantum dots grown by molecular-beam epitaxy,
Eingereicht bei Nature Physics

A. Schramm, J. Schaefer, T. Kipp, Ch. Heyn, W. Hansen,
Shape transformation of self-assembled InAs quantum dots by overgrowth with GaAs and AlAs,
J. Crystal Growth, **301-302**, 748 (2007), Proceedings der 14. MBE-Konferenz Tokyo 2006

- Ch. Heyn, A. Schramm, T. Kipp, W. Hansen,
Kinetic model of intermixing during self-assembled InAs quantum dot formation,
 J. Crystal Growth, **301-302**, 692 (2007), Proceedings der 14. MBE-Konferenz Tokio
 2006
- G. Maruccio, M. Janson, A. Schramm, C. Meyer, T. Matsui, W. Hansen, R. Wiesendanger, M. Rontani, E. Molinari,
Correlation effects in wave function mapping of MBE-grown quantum dots,
 Proceedings der ICN+T Konferenz 2006
- M. Rontani, E. Molinari, G. Maruccio, M. Janson, C. Meyer, T. Matsui, W. Hansen, A. Schramm, R. Wiesendanger,
Imaging correlated wave functions of few-electron quantum dots: Theory and STS experiments,
 Akzeptiert für J. Appl. Phys.
- A. Schramm, S. Schulz, J. Schaefer, Ch. Heyn, W. Hansen,
Tunneling Transient Spectroscopy on self assembled InAs Quantum Dots,
 Proceedings der 28. ICPS Wien 2006
- A. Schramm, J. Schaefer, S. Schulz, W. Hansen,
Constant Capacitance-DLTS on InAs-Quantum Dots embedded in Schottkydiodes,
 Proceedings der 28th ICPS Wien 2006
- S. Schulz, A. Schramm, Ch. Heyn, W. Hansen,
Tunneling emission from self-assembled InAs quantum dots probed with capacitance transients,
 Phys. Rev. B **74**, 033311 (2006)
- A. Zolotaryov, Ch. Heyn, A. Schramm, W. Hansen, and R.L. Johnson,
Investigation of spatial ordering in MBE-grown self-assembled strain-free GaAs quantum dot system,
 HASYLAB-Report 2006
- A. Schramm, S. Schulz, J. Schaefer, T. Zander, Ch. Heyn, W. Hansen,
Electron emission from self-assembled quantum dots in strong magnetic fields,
 Appl. Phys. Lett. **88**, 213107 (2006)
- A. Schramm, F. Wilde, T. Kipp, J. Schaefer, Ch. Heyn, W. Hansen,
Shape transformation of self-assembled InAs quantum dots during overgrowth with ALAs,
 J. Crystal Growth **289**, 81 (2006)
- G. Lindström, E. Fretwurst, F. Hönniger, G. Kramberger, M. Möller-Ivens, I. Pin-

tilie, A. Schramm,

Radiation tolerance of epitaxial silicon detectors at very large proton fluences,
Akzeptiert bei Nucl. Instr. and Meth. A

E. Fretwurst, L. Andricek, F. Hönniger, G. Kramberger, G. Lindström, G. Lutz,
M. Reiche, R.H. Richter, A. Schramm,

High energy proton damage effects in thin high resistivity FZ silicon detectors,
Nucl. Instr. and Meth. A, im Druck

O. Schumacher, S. Mendach, H. Welsch, A. Schramm, Ch. Heyn, W. Hansen,
Lithographically defined metal-semiconductor-hybrid nanoscrolls,
Appl. Phys. Lett. **86**, 143109 (2005)

S. Schulz, A. Schramm, T. Zander, Ch. Heyn, W. Hansen,
Field effect enhanced carrier-emission from InAs Quantum Dots,
Proceedings der 27. ICPS 2004

A. Candelori, A. Schramm, D. Bisello, D. Contarato, E. Fretwurst, G. Lindström,
R. Rando, J. Wyss,
Lithium ion irradiation effects on epitaxial silicon detectors,
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. **51**, No. 4 (2004) 1766-1772

G. Kramberger, D. Contarato, E. Fretwurst, F. Hönniger, G. Lindström, I. Pinti-
lie, R. Röder, A. Schramm, J. Stahl,
Superior radiation tolerance of thin epitaxial silicon detectors,
Nucl. Instr. and Meth. A **515** (2003) 665-670

Eigene Tagungsbeiträge

“Abstimmung der Grundzustandsenergie überwachsener InAs Quantenpunkte“

A. Schramm, J. Schaefer, T. Kipp, S. Schulz, Ch. Heyn, and W. Hansen

Deutscher MBE-Workshop in Hamburg, September 2006

Beitragsform: Vortrag

“Shape transformation of self-assembled InAs quantum dots by overgrowth with GaAs and AlAs“

A. Schramm, J. Schaefer, T. Kipp, Ch. Heyn, and W. Hansen

14. Internationale MBE-Konferenz in Tokio, September 2006

Beitragsform: Poster

“Constant Capacitance-DLTS on InAs quantum dots embedded in Schottky diodes“

A. Schramm, J. Schaefer, S. Schulz, Ch. Heyn, and W. Hansen

ICPS28: International Conference on the Physics of Semiconductors, Wien, 2006
Beitragsform: Poster

“Tunnelling Transient Spectroscopy on self-assembled InAs quantum dots“

A. Schramm, S. Schulz, Ch. Heyn, and W. Hansen

ICPS28: International Conference on the Physics of Semiconductors, Wien, 2006

Beitragsform: Vortrag

“Charge-State and Magnetic-Field Dependence of Electron Emission from InAs-SAQDs“

A. Schramm, S. Schulz, J. Schaefer, Ch. Heyn, W. Hansen

DPG-Frühjahrstagung in Dresden, März 2006

Beitragsform: Vortrag

“Structural, optical, and electronic properties of morphological transformed InAs quantum dots“

A. Schramm, J. Schaefer, T. Kipp, Ch. Heyn, W. Hansen

DPG-Frühjahrstagung in Dresden, März 2006

Beitragsform: Poster

“In situ Argon geätzte und überwachsene Grenzflächen“

A. Schramm, Ch. Heyn, W. Hansen

Deutscher MBE-Workshop in Stuttgart, Oktober 2005

Beitragsform: Vortrag

“Selbstorganisierende In(Ga,Al)As-Quantenstrukturen“

A. Schramm, S. Schulz, C. Heyn, W. Hansen

DPG-Frühjahrstagung in Dresden, Berlin 2004

Beitragsform: Vortrag

“AFM-Untersuchungen an selbstorganisierten InAs-Quantenstrukturen auf GaAs“

A. Schramm, Ch. Heyn, W. Hansen

Deutscher MBE-Workshop in Braunschweig, Oktober 2004

Beitragsform: Vortrag

Literaturverzeichnis

- [Aki86] K. Akimoto, M. Kamanda, K. Taira, M. Arai and N. Watanabe. *Photoluminescence killer center in AlGaAs grown by molecular-beam epitaxy*. J. Appl. Phys. **59**, 2833 (1986).
- [All05] B. Alloing, C. Zinoni, V. Zwiller, L. H. Li, C. Monat, M. Gobet, G. Buchs and A. Fiore. *titel muss ergänzt werden*. Appl. Phys. Lett. **86**, 101908 (2005).
- [Ana95] S. Anand, N. Carlsson, M-E. Pistol, L. Samuelson and W. Seifert. *Deep level transient spectroscopy of InP quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **67**, 3016 (1995).
- [Ash96] R. C. Ashoori. *Electrons in artificial atoms*. Nature **379**, 413 (1996).
- [Bab01] A. Babinski, J. Jasinski, R. Bozek, A. Szepielow and J. M. Baranowski. *Rapid thermal annealing of InAs/GaAs quantum dots under a GaAs proximity cap*. Appl. Phys. Lett. **79**, 2576 (2001).
- [Bab06] A. Babinski, M. Potemski, S. Raymond, J. Lapointe and Z. R. Wasilewski. *Emission from a highly excited single InAs-GaAs quantum dot in magnetic fields: An excitonic Fock-Darwin diagram*. Phys. Rev. B **74**, 155301 (2006).
- [Bac91] G. Bacher, H. Schweizer, J. Kovac, A. Forchel, H. Nickel, W. Schlapp and R. Lösch. *Influence of barrier height on carrier dynamics in strained $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ quantum wells*. Phys. Rev. B **43**, 9312 (1991).
- [Ben96] Brian R. Bennett, R. Magno and B. V. Shanabrook. *Molecular beam epitaxial growth of InSb, GaSb, and AlSb nanometer-scale dots on GaAs*. Appl. Phys. Lett. **68**, 505 (1996).
- [Ben05] A. J. Bennet, D. C. Unitt, P. See, A. J. Shields, P. Atkinson, K. Cooper and D. A. Ritchie. *Microcavity single-photon-emitting diode*. Appl. Phys. Lett. **86**, 181102 (2005).
- [Bes98] G. Bester, A. Zunger, X. Wu and D. Vanderbilt. *Effects of linear and non-linear piezoelectricity on the electronic properties of InAs/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B **74**, R081305 (1998).

- [Bim99] D. Bimberg, M. Grundmann and N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures*. John Wiley & Sons (1999).
- [Blo92] P. Blood and J.W. Orton. *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States*. Ed. N. H. March, Academic Press London (1992).
- [Bor03] H. Borchert, D. V. Talapin, C. McGinley, S. Adam, A. Lobo, A. R. B. de Castro, T. Möller and H. Weller. *High resolution photoemission study of CdSe and CdSe/ZnS core-shell nanocrystals*. J. Phys. Chem. **119**, 1800 (2003).
- [Bru96] L. Brusaferrri, S. Sanguetti, E. Grilli, M. Guzzi, A. Bignazzi, F. Bosacci, L. Carraresi, M. Colocci, A. Bosacci, P. Frigeri and S. Franchi. *Thermally activated carrier transfer and luminescence line shape in self-organized InAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **69**, 3354 (1996).
- [Cer05] V. Cerletti, W. A. Coish, O. Gywat and D. Loss. *Recipes for spin-based quantencomputing*. Nanotechnology **16**, 27 (2005).
- [Cha00] W.-H. Chang, T. M. Hsu, N.-T. Yeh and J.-I. Chyi. *Electron distribution and level occupation in an ensemble of In_xGa_{1-x}As/GaAs self-assembled quantum dots*. Phys. Rev. B **62**, 13040 (2000).
- [Che98] J. F. Chen, R. S. Hsiao, S. H. Shih, P. Y. Wang, J. S. Shyang and J. Y. Chi. *Coulomb Charging Effect in Self-Assembled Ge Quantum Dots Studied by Admittance Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **80**, 3340 (1998).
- [Che06] J. F. Chen, R. S. Hsiao, M. F. Hsieh, J. S. Wang and J. Y. Chi. *Effect of incorporating an InAlAs layer on electron emission in self-assembled InAs quantum dots*. J. Appl. Phys. **99**, 014303 (2006).
- [Che07] J. F. Chen, C. H. Chiang, P. C. Hsieh and J. S. Wang. *Analysis of strain relaxation in GaAs/InGaAs/GaAs structures by spectroscopy of relaxation-induced states*. J. Appl. Phys. **101**, 033702 (2007).
- [Cos06] G. Costantini, A. Rastelli, C. Manzano, P. Acosta-Diaz, R. Songmuang, G. Katsaros, O. G. Schmidt and K. Kern. *Interplay between Thermodynamics and Kinetics in the Capping of InAs/GaAs(001) Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **96**, 226106 (2006).
- [Dre94] H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J. P. Kotthaus and P. M. Petroff. *Spectroscopy of Quantum Levels in Charge-Tuneable InGaAs Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **73**, 2252 (1994).
- [Eag90] D. J. Eaglesham and M. Cerullo. *Dislocation-Free Stranski-Krastanow Growth of Ge on Si(100)*. Phys. Rev. Lett. **64**, 1943 (1990).

- [Eng03] O. Engström, M. Malmkvist, Y. Fu, H. O. Olafson and E. O. Sveinbjörnsson. *Thermal emission of electrons from selected s-shell configurations in InAs/GaAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **83**, 3578 (2003).
- [Eng05] O. Engström and P. T. Landsberg. *Charge-carrier statistics at InAs/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B **72**, 75360 (2005).
- [Far95] R. F. C Farrow. *Molecular Beam Epitaxy, Applications to Key Materials*. Noyes Publications, New Jersey (1995).
- [Far96] S. Farfard, S. Raymond, G. Wang, R. Leon, D. Leonard, S. Charbonneau, J. L. Merz, P. M. Petroff and J. E Bowers. *Temperature effects on the radiative recombination in self-assembled quantum dots*. Surf. Sci. **361/362**, 778 (1996).
- [Fig90] T. Figielski. *Electron emission from extended defects: DLTS signal in case of dislocation traps*. Phys. Status Solidi **121**, 187 (1990).
- [Fin98] J. J. Finley, M. Skalitz, M. Arzberger, A. Zrenner, G. Bohm and G. Abstreiter. *Electrical detection of optically induced charge storage in self-assembled InAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **73**, 2618 (1998).
- [Foc28] V. Fock. *Bemerkungen zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld*. Z. Phys. **47**, 446 (1928).
- [Fre38] J. Frenkel. *On Pre-Breakdown Phenomena in Insulators and Electronic semiconductors*. Physical Review **54**, 657 (1938).
- [Gel03] M. Geller, C. Kapteyn, L. Müller-Kirsch, R. Heitz and D. Bimberg. *450 meV hole localization in GaSb/GaAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **82**, 2706 (2003).
- [Gel06] M. Geller, E. Stock, C. Kapteyn, R. L. Sellin and D. Bimberg. *Tunneling emission from self-organized In(Ga)As/GaAs quantum dots observed via time-resolved capacitance measurements*. Phys. Rev. B **73**, 205331 (2006).
- [Gel07] L. Gelczuk, M. Dabrowska-Szata, G. Jozwiak and D. Radziewicz. *Electronic states at misfit dislocations in partially relaxed InGaAs/GaAs heterostructures*. Physica B **388**, 195 (2007).
- [Ger92] J. M. Gerard. *in situ probing at the growth temperature of the surface composition of (InGa)As and (InAl)As*. Appl. Phys. Lett. **61**, 2096 (1992).
- [Gon06] M. Gonschorek, H. Schmidt J. Bauer, G. Benndorf, G. Wagner, G. E. Cirlin and M. Grundmann. *Thermally assisted tunneling processes in InGaAs/GaAs quantum-dot structures*. Phys. Rev. B **74**, 115312 (2006).
- [Gra03] D. Granados and J. M. García. *In(Ga)As self-assembled quantum ring formation by molecular beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett. **82**, 2401 (2003).

- [Gru95] M. Grundmann, J. Christen, N. N. Ledentsov, J. Böhrer and D. Bimberg. *Ultrannarrow Luminescence Lines from Single Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **74**, 4043 (1995).
- [Gru00] M. Grundmann. *The present status of quantum dot lasers*. Physica E **5**, 167 (2000).
- [Har68] J. L. Hartke. *The Three-Dimensional Poole-Frenkel Effect*. J. Appl. Phys. **39**, 4871 (1968).
- [Hel92] E. J. Heller and M. G. Lagally. *In situ scanning tunneling microscopy observation of surface morphology of GaAs(001) grown by molecular beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett. **60**, 2675 (1992).
- [Hem98] C. Hemmingsson, N. T. Son, O. Kordina, E. Janzen and J. L. Lindström. *Capture cross sections of electron irradiation induced defects in 6H-SiC*. J. Appl. Phys. **84**, 704 (1998).
- [Her96] M. A. Herman and H. Sitter. *Molecular Beam Epitaxy, Fundamentals and Current Status*. Springer (1996).
- [Hey01] Ch. Heyn. *Critical coverage for strain-induced formation of InAs quantum dots*. Phys. Rev. B **64**, 165306 (2001).
- [Hey02] Ch. Heyn. *Stability of InAs quantum dots*. Phys. Rev. B (2002).
- [Hey05a] Ch. Heyn, A. Bolz and B. A. Joyce(eds.). *Quantum dots: Fundamentals, Applications, and Frontiers, Temperature Regimes of strain-induced InAs quantum dots formation*. Springer Verlag (2005).
- [Hey05b] Ch. Heyn, A. Bolz, T. Maltezopoulos, R.L. Johnson and W. Hansena. *Intermixing in self-assembled InAs quantum dot formation*. J. Crystal Growth **278**, 46 (2005).
- [Hey05c] Ch. Heyn and S. Cunis. *Shutter-transients during solid-source epitaxy*. submitted to J. Vac. Sci. Technol. B (2005).
- [Hua07] S. Huang, Z. Niu, H. Ni, Y. Xiong, F. Zhan and J. Xia. *Fabrication of ultralow density and long-wavelength emission InAs quantum dots*. J. Crystal Growth **accepted**, 93 (2007).
- [Iba01] J. Ibanez, R. Leon, D.T. Vu, S. Chaparro, S. R. Johnson C. C. Navarro and Y.-H. Zhang. *Tunneling carrier escape from InAs self-assembled quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **79**, 2013 (2001).
- [Iba02] Harald Ibach and H. Lüth. *Festkörperphysik*. Springer Verlag (2002).

- [Irv92] A. C. Irvine and D. w. Palmer. *First Observation of the EL2 Lattice Defect in Indium Gallium Arsenide Grown by Molecular-beam epitaxy*. Phys. Rev. Lett. **68**, 2168 (1992).
- [Ivl06] B. Ivlev. *Tunneling in a magnetic field*. Phys. Rev. B **73**, 052106 (2006).
- [Jia00] W. H. Jiang, X. L. Ye, B. Xu, H. Z. Xu, D. Ding, J. B. Liang and Z. G. Wang. *Anomalous temperature dependence of photoluminescence from In-As quantum dots*. J. Appl. Phys. **88**, 2529 (2000).
- [Joh93] M. D. Johnson, C. Orme, A.W. Hunt, J. Sudijono G. Graff, L.M. Sander and B.G. Orr. *Stable and Unstable Growth in Molecular Beam Epitaxy*. Phys. Rev. Lett. **72**, 116 (1993).
- [Joy00] P. B. Joyce, T. J. Krzyzewski, G. R. Bell, T. S. Jones, S. Malik, D. Childs and R. Murray. *Effect of growth rate on the size, composition, and optical properties of InAs/GaAs quantum dots grown by molecular-beam epitaxy*. Phys. Rev. B **62**, 10891 (2000).
- [Jun06] I. Y. Jung, Y. M. Park, Y. J. Park, J. I. Lee and T. W. Kim. *Dependence of the microstructural and the optical properties on the GaAs spacer thickness in InAs/GaAs double quantum dots grown by using the Indium-flush procedure*. J. Mater. Sci. **41**, 5036 (2006).
- [Kan06] M. Kaniewska, O. Engstroem, A. Barcz and M. Pacholak-Cybulska. *Deep levels induced by InAs/GaAs quantum dots* **26**, 871 (2006).
- [Kap99] C. M. A. Kapteyn, F. Heinrichsdorff, O. Stier, R. Heitz, M. Grundmann, N. D. Zakharov, P. Werner and D. Bimberg. *Electron escape from InAs quantum dots*. Phys. Rev. B **60**, 14265 (1999).
- [Kap00a] C. M. A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, P. Brunkov, B. V. Volovik, S. G. Konnikov, A. R. Kovsh and V. M. Ustinov. *Hole and electron emission from InAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **76**, 1573 (2000).
- [Kap00b] C. M. A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, C. Miesner, T. Asperger, K. Brunner and G. Abstreiter. *Many-particle effects in Ge quantum dots investigated by time-resolved capacitance spectroscopy*. Appl. Phys. Lett. **77**, 4169 (2000).
- [Kar04] L. Karsten. *Photolumineszenzspektroskopie an Halbleiterquantenpunkten*. Dissertation, Universität Hamburg (2004).
- [Kim02] J. S. Kim, E. K. Kim, K. Park, E. Yoon, I. K. Han and Y. J. Park. *Effects of rapid thermal annealing on the energy levels of InAs/InP self-assembled quantum dots*. J. Appl. Phys. **91**, 5195 (2002).

- [Kor77] E. N. Korol. *Ionization of impurity states in semiconductors by an electric field*. Sov. Phys. Solid State **8**, 1327 (1977).
- [Kou97] L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, P. L. McEuen, S. Tarucha, R. M. Westervelt and N. S. Wingreen. *Electron transport in quantum dots*. In L. L. Sohn, L. P. Kouwenhoven and G. Schön, editors, *Proceedings of the Advanced Study Institute on Mesoscopic Electron Transport*. Kluwer (1997).
- [Krz02] T. J. Krzyzewski, P. B. Joyce, G. R. Bell and T. S. Jones. *Role of two- and three-dimensional surface structures in InAs-GaAs(001) quantum dot nucleation*. Phys. Rev. B **66**, 121307(R) (2002).
- [Lan74] D. V. Lang. *Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors*. J. Appl. Phys. **45**, 3023 (1974).
- [Lee91] H. Lee, R. Lowe-Webb, T. J. Johnson, W. Yang and P. C. Sercel. *Photoluminescence study of in situ annealed InAs quantum dots: Double-peak emission associated with bimodal size distribution*. Phys. Rev. B **43**, 9312 (1991).
- [Lee02] H. S. Lee, J. Y. Lee, T. W. Kim, D. U. Lee, D. C. Choo, M. Jung and M. D. Kim. *Microstructural and optical properties of InAs/GaAs quantum dots embedded in modulation-doped AlGaAs/GaAs heterostructures*. J. Appl. Phys. **91**, 5195 (2002).
- [Lee04] B. C. Lee and C. P. Lee. *Formation of semiconductor quantum rings using GaAs/AlAs partially capped layers*. Nanotechnology **15**, 848 (2004).
- [Lef76] H. Lefevre and M. Schulz. *Double Correlation Technique (DDLTS) for the Analysis of Deep Level Profiles in Semiconductors*. AP **12**, 45 (1976).
- [Leo93] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reaves, S. P. Denbaars and P. M. Petroff. *Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces*. Appl. Phys. Lett. **63**, 3203 (1993).
- [Leo94] D. Leonard, K. Pond and P. M. Petroff. *Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs*. Phys. Rev. B **50**, 11687 (1994).
- [Leo98] R. Leon, S. Fafard, P. G. Piva, S. Ruzimov and Z. Liliental-Weber. *Tunable intersublevel transitions in self-forming semiconductor quantum dots*. Phys. Rev. B **58**, R4262 (1998).
- [Leo02] R. Leon, J. Ibanez, S. Marcinkevicius, J. Siegert, T. Paskova, B. Monemar, S. Chaparro, C. C. Navarro, S. R. Johnson and Y.-H. Zhang. *Defect states in red-emitting InAlAs quantum dots*. Phys. Rev. B **66**, 085331 (2002).

- [Leo03] K. Leosson, B. Birkedal, I. Magnusdottir, W. Langbein and J. M. Hvam. *Homogeneous linewidth of self-assembled III-V quantum dots observed in single-dot photoluminescence*. Physica E **17**, 1 (2003).
- [Lin05] S. W. Lin, C. Balocco, M. Missous, A. R. Peaker and A. M. Song. *Coexistence of deep levels with optically active regions*. Phys. Rev. B **72**, 165302 (2005).
- [Lin06] S. W. Lin, A. M. Song, N. Rigopolis, A. R. Peaker and M. Missous. *Combined optical and electrical studies of the effects of annealing on the intrinsic states and deep levels in a self-assembled InAs quantum-dot structure*. J. Appl. Phys. **100**, 043703 (2006).
- [Lor00] A. Lorke, R. J. Luyken, A. O. Govorov, J. P. Kotthaus, J. M. Garcia and P. M. Petroff. *Spectroscopy of Nanoscopic Semiconductor Rings*. Phys. Rev. Lett. **84**, 002223 (2000).
- [Los98] D. Loss and P. DiVincenzo. *Quantum computation with quantum dots*. Phys. Rev. A **57**, 120 (1998).
- [Luy99] R. J. Luyken, A. Lorke, A. O. Govorov, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro and P. M. Petroff. *The dynamics of tunneling into self-assembled InAs dots*. Appl. Phys. Lett. **74**, 2486 (1999).
- [Mal03] T. Maltezopoulos, A. Bolz, C. Meyer, C. Heyn, W. Hansen, M. Morgenstern and R. Wiesendanger. *Wave-Function Mapping of InAs Quantum Dots by Scanning Tunneling Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **91**, 196804 (2003).
- [Man06] T. Mano, T. Kuroda, M. Yamagiwa, G. Kido, K. Sakoda and N. Koguchi. *Lasing in GaAs/AlGaAs self-assembled quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **89**, 183102 (2006).
- [Mar94] J.-Y. Marzin, J.-M. Gerard, A. Izrael, D. Barrier and G. Bastard. Phys. Rev. Lett. **73**, 716 (1994).
- [Max00] M. V. Maximov, F. F. Tsatsulnikov, B. V. Volovik, D. S. Sizov, Y. M. Shernyakov, I. N. Kaiander, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, V. M. Ustinov, Zh. I. Alferov, R. Heitz, V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, Y. G. Musikhin and W. Neumann. *Wave-Function Mapping of InAs Quantum Dots by Scanning Tunneling Spectroscopy*. Phys. Rev. B **62**, 16671 (2000).
- [ME80] S. Makram-Ebeid. *Effect of electric field on deep-level transients in GaAs and GaP*. Appl. Phys. Lett. **37**, 464 (1980).

- [ME82a] S. Makram-Ebeid and M. Lannoo. *Electric Field-Induced Phonon-Assisted Tunnel Ionization from Deep Levels in Semiconductors*. Phys. Rev. Lett. **48**, 1281 (1982).
- [ME82b] S. Makram-Ebeid and M. Lannoo. *Quantum model for phonon-assisted tunnel ionisation of deep levels in a semiconductor*. Phys. Rev. B **25**, 6406 (1982).
- [Mes81] Albert Messiah. *Quantenmechanik Band 1*. Walter de Gruyter, Berlin, New York (1981).
- [Mil97] B. T. Miller, W. Hansen, S. Manus, R. J. Luyken, A. Lorke, J. P. Kotthaus, S. Huant, G. Medeiros-Ribeiro and P. M. Petroff. *Few-electron ground states of charge-tunable self-assembled quantum dots*. Phys. Rev. B **56**, 6764 (1997).
- [MK01] L. Muller-Kirsch, R. Heitz, U. W. Pohl, D. Bimberg, I. Hausler, H. Kirmse and W. Neumann. *Temporal evolution of GaSb/GaAs quantum dot formation*. Appl. Phys. Lett. **79**, 1027 (2001).
- [Mol99] M. Moll. *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*. Dissertation, Universität Hamburg (1999).
- [Moo65] G. Moore. *Cramming more components onto integrated circuits*. Electronics **33**, 114 (1965).
- [Myb98] G. Myburg, F.D. Auret, W.E. Meyer, C.W. Louw and M.J. van Staden. *Summary of Schottky barrier height data on epitaxially grown n- an p-GaAs*. Thin Solid Films **325**, 181 (1998).
- [Nak00] Y. Nakata, K. Mukai, M. Sugawara, K. Ohtsuba, H. Ishikawa and N. Yokoyama. *Titel muss nachgereicht werden*. J. Crystal Growth **208**, 93 (2000).
- [Oka95] Y. Okamoto, H. Yonekura, J. Morimoto and T. Miyakawa. *Wave form analysis of constant capacitance-voltage transient deep level transient spectroscopy using an iterative feedback system*. Rev. Sci. Instrum. **67**, 809 (1995).
- [Oka07] Y. Okamoto, H. Yonekura, J. Morimoto and T. Miyakawa. *Regimes of GaAs quantum-dot self assembly by droplet epitaxy*. Phys. Rev. B **67**, 809 (2007).
- [Orm93] C. Orme, M. D. Johnson, J. L. Sudijono, K.T. Leung and B.G. Orr. *Large scale surface structures formed during (001) homoepitaxy*. Appl. Phys. Lett. **64**, 860 (1993).

- [Pan92] S. T. Pantelides. *Deep Centers in Semiconductors - A State-of-the-Art Approach*. Gordon and Breach Science Publishers, 2 edition (1992).
- [Pat02] A. Patane, R. J. Hill, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, M. L. Zambrano, A. Levin, N. Mori, C. Hamaguchi, Y. V. Dubrovskii, E. E. Vdovin, D. G. Austing, S. Tarucha and G. Hill. *Probing the quantum states of self-assembled InAs dots by magnetotunneling spectroscopy*. Phys. Rev. B **65**, 165308 (2002).
- [Per04] J. Persson, D. Hessman, M.-E. Pistol, W. Seifert and L. Samuelson. *Charging control of InP/GaInP quantum dots by heterostructure design*. Appl. Phys. Lett. **85**, 5043 (2004).
- [Pet99] H. Pettersson, R. J. Warburton, J. P. Kotthaus, N. Carlsson, W. Seifert, M.-E. Pistol and L. Samuelson. *Electronic structure of self-assembled InAs quantum dots in InP: An anisotropic quantum-dot system*. Phys. Rev. B **60**, R11289 (1999).
- [Poh05] U. W. Pohl, K. Pötschke, A. Schliwa, F. Guffarth, D. Bimberg, N. D. Zakharov, P. Werner, M. B. Lifshits, V. A. Shchukin and D. E. Jesson. *Evolution of a multimodal distribution of self-organized InAs/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B **72**, 245332 (2005).
- [Pon79] D. Pons and S. Makram-Ebeid. *Phonon assisted tunnel emission of electrons from deep levels in GaAs*. Le Journal de Physique **40**, 1161 (1979).
- [Raz05] M. Razeghi, H. Lim, S. Tsao, J. Szafraniec, W. Zhang, K. Mi and B. Movaghar. *Transport and photodetection in self-assembled semiconductor quantum dots*. Nanotechnology **16**, 219 (2005).
- [Reu05] D. Reuter, P. Kailuweit, A. D. Wieck, U. Zeitler, O. Wibbelhof, C. Meier, A. Lorke and J. C. Maan. *Coulomb-Interaction-Induced Incomplete Shell Filling in the Hole System of InAs Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **94**, 10841 (2005).
- [Rog06] M. C. Rogge, C. Fühner and R. J. Haug. *Multiple Transitions of the Spin Configuration in Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **97**, 176801 (2006).
- [San99] S. Sanguinetta, M. Henini, M. Grassi Alessi, M. Capizzi, P. Frigeri and S. Franchi. *Carrier thermal escape and retrapping in self-assembled quantum dots*. Phys. Rev. B **60**, 8276 (1999).
- [San03] R. Santoprete, B. Koiller, R. B. Capaz, P. Kratzer, Q. K. K. Liu and M. Scheffler. *Tight-binding study of the influence of the strain on the electronic properties of InAs/GaAs quantum dots*. Phys. Rev. B **68**, 235311 (2003).

- [Sch66] R. L. Schwoebel and E. J. Shipsey. *Step Motion on Crystal Surfaces*. J. Appl. Phys. **37**, 3682 (1966).
- [Sch04] S. Schulz, S. Schnüll, Ch. Heyn and W. Hansen. *Charge-state dependence of InAs quantum-dot emission energies*. Phys. Rev. B **69**, 195317 (2004).
- [Sch05a] S. Schulz. *Kapazitäts- und Kapazitätstransientenspektroskopie an selbstorganisiert gewachsenen InAs-Quantenpunkten*. Dissertation, Universität Hamburg (2005).
- [Sch05b] S. Schulz, A. Schramm, T. Zander, Ch. Heyn and W. Hansen. *Field effect enhanced carrier-emission from InAs QuantumDots*. In J. Menendez and C. G. Van de Walle, editors, *Proceedings of the 27th. International Conference on the Physics of Semiconductors*, 808. Flagstaff, Arizona (2005).
- [Sch06a] J. Schaefer. *Elektronenemission aus selbstorganisierten Nanostrukturen*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006).
- [Sch06b] A. Schramm, T. Kipp, F. Wilde, J. Schaefer, Ch. Heyn and W. Hansen. *Shape transformation of self-assembled InAs quantum dots during overgrowth with ALAs*. J. Crystal Growth **289**, 81 (2006).
- [Sch06c] A. Schramm, J. Schaefer, S. Schulz, Ch. Heyn and W. Hansen. *Constant-Capacitance DLTS on InAs Quantum dots embedded in Schottky diodes*. In *Proceedings of the 28th. International Conference on the Physics of Semiconductors*. Vienna (2006).
- [Sch06d] A. Schramm, S. Schulz, Ch. Heyn and W. Hansen. *Tunneling Transient Spectroscopy on self-assembled InAs quantum dots*. In *Proceedings of the 28th. International Conference on the Physics of Semiconductors*. Vienna (2006).
- [Sch06e] A. Schramm, S. Schulz, J. Schaefer, T. Zander, Ch. Heyn and W. Hansen. *Electron emission from self-assembled quantum dots in strong magnetic fields*. Appl. Phys. Lett. **88**, 213107 (2006).
- [Sch06f] S. Schulz, A. Schramm, Ch. Heyn and W. Hansen. *Tunnelling emission from self-assembled InAs quantum dots probed with capacitance transients*. Phys. Rev. B **74**, 033311 (2006).
- [Ser95] P. C. Sercel. *Multiphonon-assisted tunneling through deep levels: A rapid energy-relaxation mechanism in nonideal quantum-dot heterostructures*. Phys. Rev. B **51**, 14532 (1995).
- [Shu01] J. Shumway, A. J. Williamson, A. Zunger, A. Passaseo, M. DeGiorgi, R. Cingolani, M. Catalano and P. Crozier. *Electronic structure consequences of In/Ga composition variations in self-assembled InGaAs/GaAs alloy quantum dots*. Phys. Rev. B **64**, 125302 (2001).

- [Son03] R. Songmuang, S. Kiravittaya and O. G. Schmidt. *Shape evolution of InAs quantum dots during overgrowth*. J. Crystal Growth **249**, 416 (2003).
- [Sti99] O. Stier, M. Grundmann and D. Bimberg. *Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band k - p theory*. Phys. Rev. B **59**, 5688 (1999).
- [Str37] I. N. Stranski and L. Krastanow. *Zur Theorie der orientierten Ausscheidung von Ionenkristallen aufeinander*. Akad. Wiss. Lit. Wien, Math.-Natur IIb **6**, 797 (1937).
- [Sze85] S. M. Sze. *Semiconductor Devices, Physics and Technology*. John Wiley & Sons (1985).
- [Tem03] Y. Temko, T. Suzuki and K. Jacobi. *Shape and growth of InAs quantum dots on GaAs(113)A*. Phys. Rev. B **82**, 2142 (2003).
- [Usk01] A. V. Uskov, I. Magnusdottir, B. Tromberg, J. Mork and R. Lang. *Line broadening caused by Coulomb carrier-carrier correlations and dynamics of carrier capture and emission in quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **79**, 1679 (2001).
- [Ust03] V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov and N. A. Maleev. *Quantum Dot Lasers*. JOxford University Press (2003).
- [Ven84] J. A. Venables, G. D. T. Spiller and M. Hanbrücken. *Nucleation and Growth of Thin Films*. Rep. Prog. Phys. 399–459 (1984).
- [Vin79] G. Vincent, A. Chantre and D Bois. *Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions*. J. Appl. Phys. **50**, 5484 (1979).
- [Wan94] G. Wang, S. Farfard, D. Leonard, J. E. Bowers, J. L. Merz and P. M. Petroff. Appl. Phys. Lett. **64**, 2815 (1994).
- [Wan00] J. S. Wang, J. F. Chen, J. L. Huang, P. Y. Wang and X. J. Guo. *Carrier distribution and relaxation-induced defects of InAs/GaAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **77**, 3027 (2000).
- [War98] R. J. Warburton, B. T. Miller, C. S. Dürr, C. Bödefeld, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, P. M. Petroff and S. Huan. *Coulomb interactions in small charge-tunable quantum dots: A simple model*. Phys. Rev. B **58**, 16221 (1998).
- [Wat91] G. P. Watson, D. G. Ast, B. Pathangey T. J. Anderson and Y. Hayakawa. *The measurement of deep level states caused by misfit dislocations in InGaAs/GaAs grown on patterned GaAs substrates*. J. Appl. Phys. **71**, 3399 (1991).

- [Wei04] C. Weichsel. *Magnetotransport und Kapazitätsspektroskopie an zweidimensionalen Elektronengasen und InAs-Quantenpunkten*. Dissertation, Universität Hamburg (2004).
- [Wib05] Oliver S. Wibbelhoff, Axel Lorke, Dirk Reuter and Andreas D. Wieck. *Magnetocapacitance probing of the many-particle states in InAs dots*. Appl. Phys. Lett. **86**, 092104 (2005).
- [Woj96a] A. Wojs and P. Hawrylak. *Charging and infrared spectroscopy of self-assembled quantum dots in a magnetic field*. Phys. Rev. B **53**, 10841 (1996).
- [Woj96b] A. Wojs, P. Hawrylak, S. Farfad and L. Jacak. *Electronic structure and magneto-optics of self-assembled quantum-dots*. Phys. Rev. B **54**, 5604 (1996).
- [Xie94] Q. Xie, P. Chen and A. Madhukar. *InAs island-induced-strain driven adatom migration during GaAs overlayer growth*. Appl. Phys. Lett. **65**, 2051 (1994).
- [Yua02] Z. Yuan, B. Kardynal, R. Stevenson, A. Shields, C. Lobo, K. Cooper, N. Beattie, D. Ritchie and M. Pepper. *Electrically Driven Single-Photon Source*. Science **295**, 102 (2002).
- [Yus97] G. Yusa and H. Sakaki. *Trapping of photogenerated carriers by InAs quantum dots and persistent photoconductivity in novel GaAs/n-AlGaAs field-effect transistor structures*. Appl. Phys. Lett. **70**, 345 (1997).
- [Zol07] Andriy Zolotaryov. *Persönliche Mitteilung* (2007).

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Wolfgang Hansen für die sehr interessante Aufgabenstellung, seine Bereitschaft zur Diskussion und seine Betreuung dieser Arbeit.
- Prof. Dr. Ulrich Merkt und Prof. Dr. Heitmann für die Übernahme des Zweitgutachtens der Dissertation bzw. der Disputation
- Dr. Christian Heyn für seine gute Betreuung an der MBE und das Einführen in die Welt der InAs-Quantenpunkte
- Dr. Stephan Schulz für seine Hilfe bei Fragen zu DLTS und MBE
- Dr. Tobias Kipp für die Hilfe bei den PL-Messungen und die Diskussionen
- Dr. Giuseppe Maruccio und Dr. Martin Janson für die Kooperation zur Rastertunnelspektroskopie an InAs-Quantenpunkten
- Andriy Zolotaryov für die Zusammenarbeit bei den Beugungsexperimenten an QP am Hasylab
- Tim Köppen für die Zusammenarbeit bei den PL-Messungen
- Jan Schaefer, Christiane Konetzni, Sascha Bohse und Florian Adler für die Zusammenarbeit während ihrer Diplomarbeit
- den Superhiwis Karen und Claudia und Katrin für Ihre Betreuung
- Dr. Eckart Fretwurst und Frank Hönniger für DLTFS-Messungen an den QP
- den noch nicht genannten Mitgliedern der Gruppe W: Andrea, Ralf, Tino, Shafagh, Ditmar, Andreas, Daniel D., Daniel L., Sven und Olga
- den Mitgliedern der Gruppen H und N für die gute Arbeitsatmosphäre

- allen weiteren Mitarbeitern des Instituts für Angewandte Physik für die freundliche und kollegiale Zusammenarbeit
- der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung
- meinen Großeltern, Eltern und Schwiegereltern
- Orlík und Holger für Ihre Freundschaft und Weisheiten
- meiner Heta für Ihre unendliche Geduld und Liebe und meinen beiden Kleinen, Klara und Oliver