

**Kapazitäts- und  
Kapazitätstransientenspektroskopie an  
selbstorganisiert gewachsenen  
InAs-Quantenpunkten**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Stephan Schulz  
aus Hamburg

Hamburg  
2005

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:	1. 7. 2005
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Prof. Dr. H. P. Oepen
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. G. Huber
Dekan des Fachbereichs Physik:	Prof. Dr. G. Huber

# Abstract

In this work selfassembled InAs/GaAs quantum dots (SAQD) are studied with capacitance spectroscopy, transient capacitance spectroscopy (deep-level transient spectroscopy, DLTS) and admittance spectroscopy. The spectra obtained with these methods reveal the energy-structure of the SAQD i.e. s-shell, p-shell and as well as the Coulomb-blockade energy.

With DLTS a strong electric-field effect on the emission energies is found. The emission energies decrease with increasing field. This effect cannot be explained by the Poole-Frenkel Effect, furthermore thermally assisted tunneling has to be taken into account. Thermally assisted tunneling is a combined process of thermal emission and subsequent tunneling into the conduction band. Taking this process into account within a simple one-dimensional model, nearly field-independent binding energies have been found. These binding energies are in good agreement with those determined by capacitance spectroscopy. Also admittance spectroscopy has been performed on SAQD. The determined binding energies are in good agreement with those determined from capacitance spectroscopy and DLTS. Admittance spectroscopy provides the lowest possible electric field at the SAQD-layer with respect to DLTS.

Furthermore DLTS investigations on SAQD in a magnetic field are presented for the first time. In a magnetic field perpendicular to the SAQD-Layer the well known dispersion of the p-states is resolved. In a magnetic field parallel to the SAQD-layer the reduction of the tunneling contribution within the thermally assisted tunneling process has been observed.

At low temperatures in low electric fields the emission rates of electrons in SAQD are very low. So electrons in the SAQD can be stored for several days. The storage time depends sensitively on the electric field at the SAQD. By determining tunnel-emission rates with respect to the electric field also binding energies of the s- and p-state has been found (tunnel-DLTS). The binding energy of the s-state is in good agreement to the value found with capacitance spectroscopy.

Finally Laplace-DLTS measurements on SAQD have been performed. The application of this method on SAQD seems to be difficult in spite of the narrow energy distribution of the SAQD.

# Inhaltsangabe

In dieser Arbeit werden selbstorganisiert gewachsene InAs/GaAs-Quantenpunkte (InAs-QP) mit Kapazitätsspektroskopie, Kapazitätstransientenspektroskopie (Deep Level Transient Spectroscopy, DLTS) und Admittanzspektroskopie untersucht. Mit allen drei Messmethoden wird die diskrete Energiestruktur der InAs-QP für Elektronen nachgewiesen. Dabei werden sowohl s- als auch p-artige Niveaus und Coulombblockade-Effekte beobachtet.

Bei DLTS-Messungen wird ein sehr starker Einfluss des elektrischen Feldes auf die gefundenen Emissionsenergien beobachtet. Dieser Feldeffekt kann nicht durch den Poole-Frenkel-Effekt erklärt werden, sondern erst bei Berücksichtigung des thermisch assistierten Tunnelns. Dabei handelt es sich um einem kombinierten Emissionsprozess aus thermischer Emission und Tunnelemission. Die bei Berücksichtigung dieses Prozesses gefundenen Bindungsenergien sind nahezu feldunabhängig und stehen mit den aus Kapazitäts- und Admittanzspektroskopie gefundenen Werten in guter Übereinstimmung.

Weiterhin wurden erstmals DLTS-Messungen an InAs-QP im Magnetfeld durchgeführt. Messungen im senkrecht zur QP-Ebene orientierten Magnetfeld zeigen in Analogie zur Kapazitätsspektroskopie eine Dispersion der Emissionsenergien des p-Niveaus. Messungen im parallelen Magnetfeld zeigen eine Reduktion des Tunnelbeitrags beim thermisch assistierten Tunnelprozess.

Bei tiefen Temperaturen und niedrigen elektrischen Feldstärken sind die Emissionsraten von Elektronen in InAs-QP sehr gering. So können Elektronen über mehrere Tage in den InAs-QP gespeichert werden. Dabei ist die Speicherdauer stark abhängig von der elektrischen Feldstärke. Durch Auswerten von Tunnelemissionsraten bei tiefen Temperaturen werden ebenfalls Bindungsenergien von Elektronen bestimmt (Tunnel-DLTS). Die Bindungsenergie des s-Niveaus stimmt dabei mit den durch Kapazitätsspektroskopie und DLTS gefundenen Werten überein.

Abschließend werden Laplace-DLTS Messungen an InAs-QP vorgestellt. Dabei hat sich gezeigt, dass die Anwendung dieses hochauflösenden DLTS-Verfahrens auf InAs-QP trotz der sehr schmalen Energieverbreiterung der InAs-QP erschwert wird. Somit ist Laplace-DLTS nur begrenzt anwendbar auf InAs-QP.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Das Materialsystem . . . . .	3
2.2	Selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte . . . . .	4
2.2.1	Wachstum von InAs-Quantenpunkten . . . . .	4
2.2.2	Elektronische Zustände in InAs-Quantenpunkten . . . . .	6
2.2.3	Harmonischer Oszillator – Fock-Darwin-Niveaus . . . . .	7
2.2.4	Coulomb-Blockade . . . . .	8
2.3	Schottkydiode . . . . .	10
2.3.1	Homogen dotierte Schottkydiode . . . . .	10
2.3.2	Verarmungslänge und Verarmungskapazität . . . . .	11
2.3.3	Schottkydiode mit InAs-Quantenpunkten . . . . .	13
2.3.4	Lineare Näherung für kleine Ladungsänderungen . . . . .	15
2.4	Tiefe Störstellen . . . . .	16
2.4.1	Ladungsträgerdynamik . . . . .	16
2.4.2	Emissionsrate . . . . .	18
2.4.3	Aktivierungsenergie und Wirkungsquerschnitt . . . . .	19
2.5	Emissionsprozesse . . . . .	20
2.5.1	Thermische Emission . . . . .	21
2.5.2	Tunnelemission . . . . .	21
2.5.3	Thermisch assistiertes Tunneln . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Kapazitätsspektroskopie</b>	<b>26</b>
3.1	Grundlagen der Kapazitätsspektroskopie . . . . .	26
3.2	Kapazitätsspektroskopie an InAs-QP . . . . .	27
3.2.1	Additionsenergien und Coulombblockade . . . . .	29
3.2.2	Bildladungseffekte . . . . .	30
3.2.3	Abschirmung des Feldes durch Ladung in den QP . . . . .	31
3.2.4	Einfluss der Verarmungslänge im Rückkontakt . . . . .	31
3.2.5	Bestimmung der Grundzustands-Bindungsenergie . . . . .	34
3.3	Messungen im Magnetfeld . . . . .	36

<b>4</b>	<b>Deep Level Transient Spectroscopy</b>	<b>38</b>
4.1	DLTS-Grundlagen	39
4.1.1	DLTS-Arbeitszyklus	40
4.1.2	Kapazitätstransienten	41
4.1.3	Auswertung der Kapazitätstransienten	42
4.1.4	Double-Boxcar Methode	43
4.2	DLTS-Messungen an InAs-QP	49
4.2.1	Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik	49
4.2.2	Bestimmung der Dotierdichte in der Detektionsschicht – CV-Profiling	51
4.2.3	Bestimmung der Emissionsenergien–Arrheniusauswertung	52
4.2.4	Besetzungsabhängigkeit der Emissionsfeldstärke– thermisch assistiertes Tunneln	54
4.2.5	Detektionsspannungsabhängigkeit der Emissionsfeldstärke– thermisch assistiertes Tunneln	57
4.2.6	Vergleich mit Kapazitätsspektroskopie	59
4.2.7	Überlegungen zur Coulomb Blockade	60
4.2.8	Inhomogene Verbreiterung des QP-Ensembles	60
4.2.9	Bestimmung der Dichte der Quantenpunkte	62
4.2.10	Selektives Laden von Quantenpunkten	62
4.2.11	Einfluss der Quantenpunktdichte	64
4.3	DLTS-Messungen im Magnetfeld	65
4.3.1	Senkrecht zur QP-Ebene orientiertes Magnetfeld	65
4.3.2	Parallel zur QP-Ebene orientiertes Magnetfeld	66
4.4	Fehlerursachen und sonstige Einflüsse	68
4.4.1	Einfluss von Temperaturfehlern	68
4.4.2	Temperaturabhängigkeit der Fermienergie	69
4.4.3	Einfluss der Dotierdichte der Detektionsschicht	71
<b>5</b>	<b>Admittanzspektroskopie</b>	<b>72</b>
5.1	Grundlagen der Admittanzspektroskopie	72
5.2	Admittanzmessungen an InAs-QP	73
5.2.1	Bestimmung von Emissionsenergien	75
<b>6</b>	<b>InAs-Quantenpunkte als Speicher</b>	<b>77</b>
6.1	CV-Hysterese	77
6.2	Speicherung von Elektronen über lange Zeit	79
6.3	Tunnel-DLTS	80
<b>7</b>	<b>Laplace-DLTS</b>	<b>83</b>
7.1	Grundlagen von Laplace-DLTS	83
7.2	Laplace-DLTS-Messungen an InAs-QP	84
7.2.1	Zweifach besetztes s-Niveau	84

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	vii
7.2.2 Minimal besetztes s-Niveau . . . . .	86
<b>8 Zusammenfassung</b>	<b>88</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>92</b>
<b>A Probenübersicht</b>	<b>100</b>





# Kapitel 1

## Einleitung

In Halbleiter-Heterostrukturen kann die Bewegungsfreiheit von Elektronen durch Kombination verschiedener Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Bandlücken eingeschränkt werden. Liegt die Ausdehnung des resultierenden einschließenden Potentials in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen, spielen Quanteneffekte eine Rolle und das quasikontinuierliche Energiespektrum der Elektronen kondensiert auf diskrete Energieniveaus. Es entstehen sogenannte niedrigdimensionale Elektronensysteme. Bei Quantisierung in einer Raumrichtung bilden sich zweidimensionale Elektronensysteme (2DES) [And82] und bei Quantisierung in zwei Raumrichtungen bilden sich eindimensionale Elektronensysteme (1DES). Bei Quantisierung in allen drei Raumrichtungen spricht man von nulldimensionalen Elektronensystem bzw. Quantenpunkten (QP) [Ash96, Kou97]. QP weisen atomähnliche Energiespektren auf und werden oft als künstliche Atome (artificial atoms) bezeichnet. QP können sowohl durch lithographische Methoden [Kou97] als auch durch Selbstorganisationsmechanismen beim verspannten epitaktischen Wachstum hergestellt werden [Bim99].

Lithographisch definierte QP basieren auf lateral strukturierten 2DES. Derartige QP können sehr gut elektrisch kontaktiert und ihre Einschlusspotentiale über Feldeffektelektroden (Gates) modifiziert werden. Dies ermöglicht eine Vielzahl von Experimenten. Es können Effekte wie Coulombblockade, Leitwertquantisierung oder resonantes Tunneln an ihnen studiert werden [Ash96, Kou97].

Sogenannte selbstorganisiert gewachsene QP lassen sich zwar schwieriger elektrisch kontaktieren, sie können jedoch im Gegensatz zu lithographisch definierten QP epitaktisch überwachsen und in komplexe Heterostrukturen für spezifische Untersuchungen und Anwendungen eingebettet werden [Bim99]. Dadurch sind sie von großem Interesse sowohl hinsichtlich ihrer elektronischen als auch optischen Eigenschaften. So finden Selbstorganisierte QP z.B. Anwendung in QP-Laserdioden [Gru00] oder Einzelphotonenquellen [Yua02, Ben05]. Weiterhin existieren Konzepte zur Speicherung von Ladung und damit von Informationen [Yus97, Fin98, Bod99, Bal04].

In dieser Arbeit werden die Bindungsenergien von Elektronen in selbstorganisiert

gewachsenen InAs-QP in GaAs mit Kapazitätsspektroskopie [Dre94, Fri96, Mil97, Sch04a, Reu05], Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS, Kapazitätstransientenspektroskopie) [Lan74, Ana98, Kap99, Kap00a, Kap00b, Eng03] und Admittanzspektroskopie [Los75, MR97, Luy99, Cha01, Cha02] studiert und die Ergebnisse der einzelnen Methoden verglichen. Die gefundenen Bindungsenergien stehen dabei in guter Übereinstimmung. Der Schwerpunkt liegt in der Anwendung von DLTS und der Untersuchung von Emissionsprozessen von Elektronen aus InAs-QP. Es stellt sich heraus, dass thermische- und Tunnelemission schon bei moderaten elektrischen Feldstärken konkurrieren und sich mit einem kombinierten Prozess, dem thermisch assistierten Tunneln (TAT) beschreiben lassen [Vin79, Sch04c, Sch05]. Mit dem TAT können auch die in der Literatur teilweise kontroversen Angaben bezüglich der mit DLTS bestimmten Bindungsenergien [Kap99, Eng03] erklärt werden.

Weiterhin werden erstmals DLTS-Messungen an InAs-QP im Magnetfeld vorgestellt. Messungen im senkrecht zur QP-Ebene orientierten Magnetfeld zeigen dabei die mit Kapazitätsspektroskopie [Fri96, Mil97, War98] gefundenen Magnetfelddispersionen der Elektronenenergien. Bei DLTS-Messungen im parallel zur QP-Ebene orientierten Magnetfeld wird eine Unterdrückung der Tunnelemission nachgewiesen.

Es wird ein Konzept zur Speicherung von Elektronen in InAs-QP vorgestellt, bei dem Schreiben, Löschen und Lesen über einen einzigen Kontakt realisiert werden. Bei niedriger elektrischer Feldstärke und tiefer Temperatur können Elektronen über mehrere Tage in QP gespeichert werden. Weiterhin wird eine spezielle DLTS-Methode vorgestellt (hier Tunnel-DLTS genannt) bei der im Gegensatz zur konventionellen DLTS ausschließlich die Tunnelemission zur Bestimmung der Bindungsenergien herangezogen wird.

Abschließend werden Laplace-DLTS-Messungen [Dob04] an InAs-QP vorgestellt, die im Rahmen eines Gastaufenthaltes an der Universität von Manchester/England in der Arbeitsgruppe von Prof. A. R. Peaker durchgeführt wurden [Sch04b]. Es stellt sich heraus dass die Anwendung dieses hochauflösenden DLTS-Verfahrens auf InAs-QP offenbar trotz der relativ schmalen inhomogenen Energieverbreiterung der InAs-QP erschwert wird. Laplace-DLTS eignet sich somit nur bedingt zum Studieren von InAs-QP.

# Kapitel 2

## Physikalische Grundlagen

### 2.1 Das Materialsystem

Die in dieser Arbeit untersuchten Heterostrukturproben mit InAs-Quantenpunkten bestehen aus Kombinationen der III-V-Verbindungshalbleiter Galliumarsenid (GaAs), Indiumarsenid (InAs) und Aluminiumarsenid (AlAs). GaAs und InAs weisen eine direkte Bandlücke, AlAs hingegen eine indirekte Bandlücke auf. Von diesen drei Materialien besitzt InAs die kleinste Bandlücke, gefolgt von GaAs und AlAs. Sämtliche Heteroübergänge zwischen diesen Materialien sind Typ-I Übergänge.

Parameter	Symbol	GaAs	InAs	Einheit
Bandlücke (T=4 K)	$E_g$	1.519	0.417	eV
Bandlücke (T=300 K)	$E_g$	1.427	0.354	eV
effektive Elektronenmasse	$m^*$	0.067	0.026	$m_0$
statische Permittivitätszahl	$\epsilon$	13.18	14.6	
Gitterkonstante	$a$	0.5653	0.6058	nm

**Tabelle 2.1:** Wichtige Materialparameter von GaAs und InAs. Die Werte gelten für  $T = 300$  K, falls nicht anders angegeben. Quellen: [Lan82, Ada92, Vur01].

In Tabelle 2.1 sind die für diese Arbeit relevanten Materialparameter von GaAs und InAs angegeben. Die Werte beziehen sich auf  $T = 300$  K, sofern nicht anders angegeben. Für die Auswertung von Kapazitätsdaten ist die genaue Kenntnis der Permittivitätszahl  $\epsilon$  von GaAs wichtig. Diese ist bei tiefen Temperaturen kleiner als bei Raumtemperatur [Cha68], so wurde für den in dieser Arbeit relevanten Temperaturbereich von  $4.2\text{ K} < T < 120\text{ K}$  ein Wert von  $\epsilon_{GaAs} = 13.0$  angenommen.

## 2.2 Selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) gewachsen. In den folgenden Abschnitten wird zunächst die Molekularstrahlepitaxie erläutert [Far95, Her96], anschließend wird auf das Wachstum von InAs-QP eingegangen [Leo94, Mad94, Moi94]. In Abschnitt 2.2.2 wird die elektronische Struktur von InAs-QP anhand eines Modells von Warburton *et al.* [War98] dargestellt.

Auch mit anderen Materialsystemen lassen sich selbstorganisierte Quantenpunkte realisieren, z.B. Ge/Si [Eag90, Kap00b], GaSb/GaAs [Ben96, MK01, Gel03] oder InP/GaInP [Car94, Ana95, Ana98, Per04]. Die verschiedenen Materialsysteme unterscheiden sich signifikant bezüglich ihrer Einschlusspotentiale für Ladungsträger in den QP. InAs/GaAs-QP besitzen aufgrund des Typ-I Heteroübergangs Einschlusspotentiale für Elektronen und Löcher. QP in Materialsystemen mit Typ-II Übergängen weisen hingegen nur Einschlusspotentiale für eine Sorte Ladungsträger auf. So bieten etwa Ge/Si-QP sowie GaSb/GaAs-QP ausschließlich Einschlusspotentiale für Löcher.

### 2.2.1 Wachstum von InAs-Quantenpunkten

#### Molekularstrahlepitaxie

Molekularstrahlepitaxie (MBE) ist ein Verfahren zum hochreinen epitaktischen Wachstum von Halbleitermaterialien und Halbleiter-Heterostrukturen [Far95, Her96]. Das Substrat befindet sich dabei im Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) auf einem heiz- und rotierbarem Substrathalter (Manipulator). Die auf das Substrat gerichteten Molekular- bzw. Atomdampfstrahlen der jeweiligen Element-Materialien werden in sogenannten Effusionszellen erzeugt. Die Materialien werden dabei in einem von einer Heizwendel umgebenen Tiegel thermisch verdampft. Die MBE-Anlage am Institut für Angewandte Physik in Hamburg (Riber 32P) ist bestückt mit den Gruppe-III Elementen Gallium, Aluminium, Indium und dem Gruppe-V Element Arsen. Zum Wachstum von n-dotierten Schichten ist zusätzlich eine Silizium-Zelle vorhanden. Die Wachstumsgeschwindigkeiten (proportional zu den Gruppe-III Zellenflüssen) werden durch die Zellentemperaturen bestimmt. Zum schnellen Schalten der Zellenflüsse befinden sich vor der Mündungsöffnung der Zellen mechanisch betriebene Shutter. So können Schichtenfolgen der verschiedenen Materialien mit abrupten Übergängen gewachsen werden. Zur Verbesserung des Vakuums und damit der Reinheit der gewachsenen Schichten ist die Innenwand der Wachstumskammer mit Flüssig-Stickstoff durchflossenen Kühlschilden ausgekleidet. Diese dienen auch zur Abfuhr der Strahlungswärme von Effusionszellen und Manipulator.

Zur in-situ Charakterisierung der gewachsenen Schichten dient ein RHEED System (Reflection High Energy Electron Diffraction). Ein hochenergetischer Elektronenstrahl trifft unter streifendem Einfall ( $\approx 4$  Grad) auf das Substrat und wird dort gebeugt bzw. reflektiert. Das Beugungsbild ist auf einem RHEED-Schirm gegenüber

der RHEED-Kanone sichtbar und beinhaltet Informationen über die Oberflächenmorphologie des Substrats bzw. der aufgewachsenen Schichten. Mittels RHEED-Intensitäts-Oszillationen werden die Wachstumsgeschwindigkeiten vor dem Wachstum der eigentlichen Probe kalibriert.

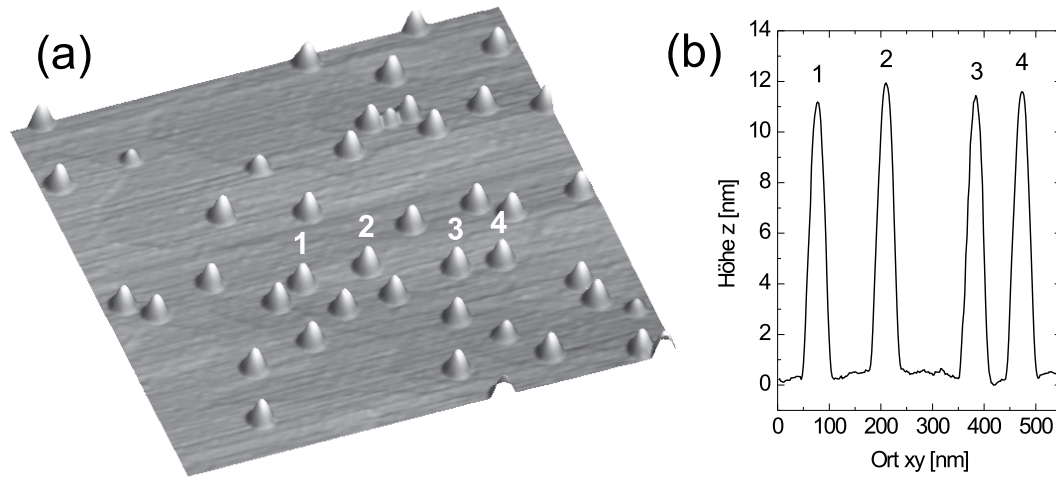
### InAs-Quantenpunkte

InAs-QP wachsen auf GaAs(001) im sogenannten Stranski-Krastanow-Wachstumsmodus [Str37, Bim99]. Hierbei spielt die Gitterfehlpassung beider Materialien und damit die Verspannung eine wesentliche Rolle. Die Gitterkonstante von InAs ist 7% größer als die von GaAs. Die erste Monolage InAs wächst pseudomorph verspannt und gitterangepasst auf GaAs auf. Sie wird als Wettinglayer (WL) bzw. Benetzungsschicht bezeichnet. Ab einer kritischen Bedeckung von  $\theta_c \approx 1.5$  ML [Ger92, Leo94, Hey01] wird die Verspannungsenergie durch spontane Bildung von dreidimensionalen InAs-Inseln (QP) versetzungsfrei abgebaut. Dieser abrupte Übergang wird als 2D/3D-Übergang bezeichnet und kann mit RHEED während des Wachstums verfolgt werden. Ab einer Schichtdicke von 2.5 bis 3 ML InAs beginnen die QP zusammenzuwachsen (zu koaleszieren). Dabei entstehen Versetzungen, die QP sind dann für elektronische Untersuchungen nicht mehr geeignet.

Die QP wachsen hochgradig homogen bezüglich ihrer Größenverteilung [Leo93, Leo94, Moi94]. Diese Eigenschaft zeichnet gerade den Stranski-Krastanow Wachstumsmodus aus. Größe, Form und Dichte der QP hängen von den Wachstumsparametern As-Zellenfluss, In-Zellenfluss, Substrat-Temperatur und InAs-Bedeckung ab. Die QP-Dichte  $N_Q$  hängt im Bereich der kritischen Bedeckung  $\theta_c$  sehr stark von der Bedeckung ab [Leo94, Hey01], was gerade das Wachstum von Proben mit geringer QP-Dichte (wichtig für DLTS-Messungen:  $N_Q \approx 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ) erschwert. Die besten Ergebnisse werden erzielt, wenn der In-Fluss manuell bei Beobachtung des in-situ RHEED-Bildes gestoppt wird.

In Abb. 2.1(a) ist eine bei Raumtemperatur an Luft gemessene AFM-Aufnahme (Rasterkraftmikroskopie) von InAs-QP (Probe #1466) dargestellt. Die QP wurden bei einer Substrattemperatur von etwa  $485^\circ\text{C}$ , einem In-Zellenfluss von  $0.01 \text{ ML/s}$  und einer InAs-Bedeckung von etwa  $1.8 \text{ ML}$  gewachsen. Die QP-Dichte beträgt  $N_Q = 4.3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  und die Höhe bzw. der Durchmesser etwa  $11 \text{ nm}$  bzw.  $50 \text{ nm}$ . In Abb. 2.1(b) ist ein Höhenprofil durch vier in (a) abgebildeten QP dargestellt. Es verdeutlicht die scharfe Höhenverteilung.

Der Durchmesser wird aufgrund der Faltung mit der AFM-Spitzengeometrie systematisch zu groß abgeschätzt. Form und Facettierung der QP erscheinen verschmiert und abgerundet. Deshalb sind Aussagen über den Durchmesser und die Form sehr unsicher. Messungen mit einem UHV-STM (UHV Rastertunnelmikroskop (Scanning Tunneling Microscope)) lassen hingegen höhere Auflösungen zu. In [Mar01] sind STM-Bilder eines atomar aufgelösten InAs-QP vorgestellt, in denen die Form und Facettierung der QP erkennbar ist.



**Abbildung 2.1:** (a) AFM-Aufnahme von InAs-QP auf GaAs (Probe #1466). Das Scanfeld umfasst  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ . Die QP-Dichte beträgt  $N_Q = 4.3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ , die Höhe etwa  $h_Q \approx 11 \text{ nm}$  und der Durchmesser etwa  $d_Q \approx 50 \text{ nm}$ . (b) Höhenprofil der in (a) mit 1 – 4 gekennzeichneten QP.

### Epitaktisches Überwachsen der QP

Für elektronische Messungen werden die InAs-QP mit einer GaAs-Deckschicht epitaktisch überwachsen. Die QP sind dann vollständig in GaAs eingeschlossen und es ergibt sich ein dreidimensionales Einschlusspotential.

Auf alle in dieser Arbeit untersuchten Heterostrukturen mit eingebetteten QP wurde auf die Oberfläche eine 2. Schicht QP unter nominell identischen Wachstumsbedingungen abgeschieden, um die Möglichkeit zur topographischen Vorcharakterisierung mit dem AFM an sehr ähnlichen QP wie den Überwachsenen zu schaffen. Überwachsene QP unterscheiden sich in ihrer Form deutlich von freistehenden QP, was z.B. an STM-Aufnahmen an Bruchkanten erkennbar ist [Wu97]. Von den topographischen Daten der freistehenden QP kann lediglich die Dichte als verlässlicher Parameter auf die elektronischen Eigenschaften der überwachsenen QP übertragen werden.

### 2.2.2 Elektronische Zustände in InAs-Quantenpunkten

Im Folgenden wird die Energiestruktur von überwachsenen InAs-Quantenpunkten anhand des Modells eines zweidimensionalen harmonischen Oszillators beschrieben. Dieses Modell ist sehr einfach, es beschreibt jedoch die Dispersion der Energieniveaus im Magnetfeld sehr gut. Es berücksichtigt jedoch keine Parameter wie Verspannungsfelder, Form und Größe der QP und es ermöglicht keine direkten Aussagen über die Anzahl der gebundenen Zustände. Berechnungen zur elektronischen Struktur

von InAs-QP, die diese Parameter berücksichtigen, wurden in [Pry98, Sti99] mittels Achtband  $k \cdot p$ -Theorie durchgeführt.

Die Annahme eines zweidimensionalen harmonischen Potentials ist sinnvoll, da die QP in lateraler Richtung eine deutlich größere Ausdehnung besitzen als in Wachstumsrichtung. Somit wird in Wachstumsrichtung ausschließlich der Grundzustand besetzt und die Energiestruktur ist hauptsächlich durch das laterale Einschlusspotential bestimmt. Für das Potential eines zweidimensionalen harmonischen Oszillators gilt:

$$V = \frac{1}{2}m^*\omega_0(x^2 + y^2). \quad (2.1)$$

Die Energieeigenwerte für dieses Potential lauten [Foc28]:

$$E_{n,l} = (2n + |l| + 1)\hbar\omega_0. \quad (2.2)$$

Hier ist  $n$  die radiale Quantenzahl und  $l$  die Drehimpulsquantenzahl.

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.

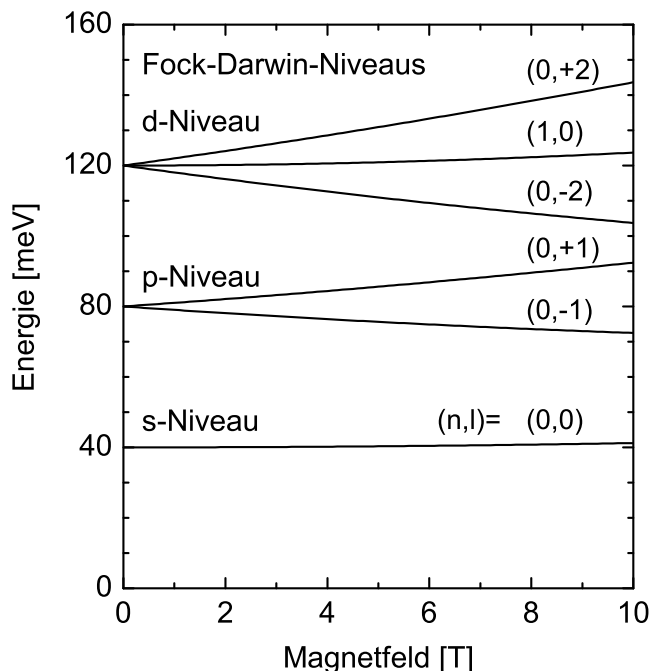
### 2.2.3 Harmonischer Oszillator im Magnetfeld – Fock-Darwin-Niveaus

Ein äußeres Magnetfeld senkrecht zur QP-Ebene bewirkt die Aufhebung der  $l$ -Entartung und die Niveaus aus Gl. (2.2) spalten in die sogenannten Fock-Darwin-Niveaus [Foc28] auf. Für die Energie-Eigenwerte gilt:

$$E_{n,l} = (2n + |l| + 1)\hbar\Omega + \frac{1}{2}\hbar\omega_c l. \quad (2.3)$$

Hier 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  $\omega_0$  und  $\omega_c$  zusammensetzt. Für  $B > 0$  ist die  $l$ -Entartung aufgehoben, somit kann jedes spinentartete Fock-Darwin-Niveau genau zwei Elektronen aufnehmen.

In Abb. 2.2 sind die Fock-Darwin-Niveaus für  $\hbar\omega_0 = 40$  meV und  $m^* = 0.058 m_0$ . Diese Werte sind typisch für Elektronen in InAs-QP [Fri96, Mil97, War98]. In dieser Arbeit wurde mittels Kapazitätsspektroskopie ein Niveauabstand von  $E_{sp} = \hbar\omega_0 = 39.5$  meV und eine effektive Masse von  $m^* = 0.058 m_0$  bestimmt (s. Kapitel 3 auf Seite 26).



**Abbildung 2.2:** Fock-Darwin-Niveaus eines zweidimensionalen harmonischen Oszillators im Magnetfeld. ( $\hbar\omega_0 = 40 \text{ meV}$ ,  $m^* = 0.058 m_0$ )

## 2.2.4 Coulomb-Blockade

Das im letzten Abschnitt beschriebene Modell des harmonischen Oszillators ist ein Einteilchen-Modell. In einem QP sind zusätzlich Vielteilcheneffekte wie die Coulombblockade-Energie (CBE) und die Austauschwechselwirkung zu beachten. Die CBE ist die elektrostatische Energie, die aufgebracht werden muss, um ein weiteres Elektron in den QP zu laden. Sie kann abgeschätzt werden durch:

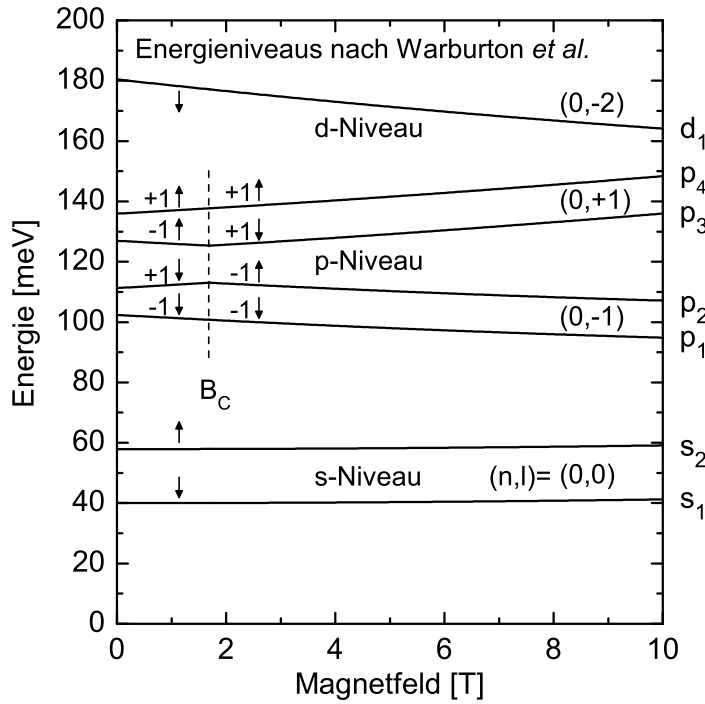
$$E^C = \frac{e^2}{C} \quad \text{mit} \quad C = 4\epsilon\epsilon_0 d. \quad (2.4)$$

Dabei stellt  $C$  die Kapazität eines QP dar und kann angenähert werden durch die Kapazität einer metallischen Kreisscheibe mit dem Durchmesser  $d$ :  $C = 4\epsilon\epsilon_0 d$ . Hieraus ergibt sich mit einem Durchmesser von  $d = 20 \text{ nm}$  eine Kapazität von  $C \approx 9 \text{ aF}$  und eine CBE von  $E^C \approx 17 \text{ meV}$ .

Diese Abschätzung ist sehr grob und zur genaueren Beschreibung der Energiestruktur von QP müssen aufwendigere Modelle herangezogen werden [Woj96, War98]. Warburton *et al.* [War98] haben die Energiestruktur von QP in einem störungstheoretischen Modell unter Berücksichtigung von Coulomb- und Austauschwechselwirkung berechnet.

In Abb. 2.3 sind nach Warburton *et al.* berechnete Energieniveaus eines QP für die Parameter  $\hbar\omega_0 = 40 \text{ meV}$ ,  $E_{ss}^C = 17.9 \text{ meV}$  und  $m^* = 0.058 m_0$  gegen das Magnetfeld aufgetragen. Die Energie des 1. Elektrons im s-Niveau ( $s_1$ ) wird danach durch das Fock-Darwin-Niveau für  $n = 0, l = 0$  beschrieben. Um ein 2. Elektron





**Abbildung 2.3:** Nach Warburton *et al.* [War98] berechnete Energieniveaus der ersten 7 Elektronen in einem Quantenpunkt für einen Niveauabstand von  $E_{sp} = \hbar\omega_0 = 40$  meV, einer Coulombblockade von  $E_{ss}^C = 17.9$  meV und einer effektiven Masse von  $m^* = 0.058 m_0$ .

in das s-Niveau zu Laden, muss die CBE des s-Niveau  $E_{ss}^C$  aufgebracht werden. Im folgenden sei die benötigte Energie zum hinzufügen eines weiteren Elektrons zum QP als Additionsenergie  $E^A$  bezeichnet. Sie entspricht innerhalb eines Niveaus gerade der CBE, beim Hinzufügen in ein höheres Niveau trägt zusätzlich zur CBE noch der Niveauabstand bei.

Die Additionsenergie des  $p_1$ -Elektrons ist z.B. gegeben durch den Niveauabstand  $E_{sp} = \hbar\omega_0$  und der CBE für das  $p_1$ -Elektron  $E_{sp}^C$ . Diese ist aufgrund des geringeren Überlapps der Wellenfunktionen von s- und p-Niveau deutlich kleiner als die CBE des s-Niveau:  $E_{sp}^C = 1/4 E_{ss}^C$ .

Das p-Niveau wird bei  $B = 0$  T aufgrund der Hund'schen Regel zunächst mit zwei Elektronen ( $p_1, p_2$ ) gleichen Spins und unterschiedlicher Drehimpulsquantenzahl  $l$  besetzt (s. Pfeile in Abb. 2.3), die nächsten beiden Elektronen ( $p_3, p_4$ ) haben dazu einen entgegengesetzten Spin. Aufgrund der Austauschwechselwirkung ist so die CBE für das  $p_3$ -Elektron größer als für das  $p_2$ - bzw.  $p_4$ -Elektron.

Oberhalb eines kritischen Magnetfeldes von  $B_c \approx 1.7$  T ist es aufgrund der Zyklotronenergie günstiger, das p-Niveau zunächst mit zwei Elektronen gleicher Drehimpulsquantenzahl  $l = -1$  und entgegengesetztem Spin zu besetzen. Aus diesem Grund kommt es zu einer Abstoßung (Anticrossing) der Energiedispersionen der  $p_2$ - und  $p_3$ -Elektronen. Das kritische Magnetfeld ist dabei gegeben durch  $\hbar e B_c / m^* = 3/16 E_{ss}^C$ .

In Tabelle 2.2 sind die CBE für die ersten 6 Elektronen nach dem Warburton-Modell bei  $B = 0$  zusammengefasst. Die CBE sind dabei in Vielfachen von  $E_{ss}^C$

Elektron $i$	Coulombblockade- Energie:	Betrag in Einheiten von $E_{ss}^C$
1 : $s_1$	–	–
2 : $s_2$	$E_{ss}^C$	1
2 : $p_1$	$E_{sp}^C$	1/4
4 : $p_2$	$E_{p1p2}^C$	1/2
5 : $p_3$	$E_{p2p3}^C$	7/8
6 : $p_4$	$E_{p3p4}^C$	1/2

**Tabelle 2.2:** Coulombblockadeenergien der ersten 6 Elektronen in einem QP nach dem Modell von Warburton *et al.* [War98]. (Angaben in Einheiten der Coulombblockadeenergie des s-Niveau  $E_{ss}^C$ )

angegeben.

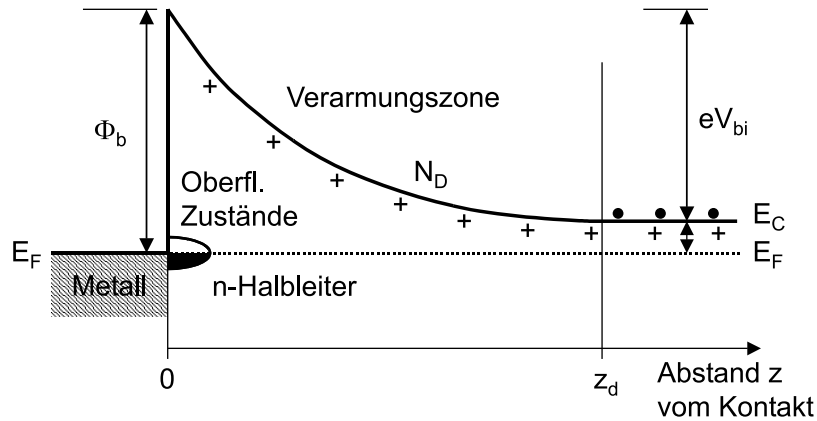
## 2.3 Schottkydiode

In diesem Abschnitt werden die physikalischen Grundlagen von homogen dotierten Schottkydioden hinsichtlich Verarmungslänge, Verarmungskapazität und elektrischer Feldverteilung erläutert. Für DLTS-Messungen (s. Kapitel 4) werden die InAs-QP in solche Dioden eingebettet. Die Verarmungslänge ist hierbei abhängig von der Ladung in den QP und fungiert als Ladungssensor bei Messung der Verarmungskapazität.

### 2.3.1 Homogen dotierte Schottkydiode

In Abb. 2.4 ist der Leitungsbandverlauf einer n-Schottkydiode mit der homogenen Dotierdichte  $N_D$  im thermischen Gleichgewicht dargestellt, wie er sich z.B. beim Aufbringen von Metall (Gate) auf n-dotiertes GaAs oder Si einstellt [Iba02, Sze85, Blo92]. Die Fermienergie ist an der Oberfläche des Halbleiters im Bereich der sehr großen Oberflächenzustandsdichte festgesetzt (fermi level pinnig) [Mar99], diese befindet sich bei GaAs und Si in der Nähe der Mitte der Bandlücke. Daraus resultiert im Kontaktbereich die sogenannte Schottkybarriere  $\phi_b$ . Sie beträgt bei n-GaAs etwa  $\phi_b \approx 0.8$  eV und ist kaum abhängig vom verwendeten Metall [Myb98].

Im thermischen Gleichgewicht stimmen die Fermienergien von Metall und Halbleiter überein. Daraus resultiert im Kontaktbereich eine Bandverbiegung, die durch Diffusion von Elektronen aus dem Leitungsband in die Oberflächenzustände und die damit verbundenen elektrischen Felder aufgrund der Ladungstrennung hervorgerufen wird. Dabei bleiben die positiv ionisierten ortsfesten Donatoren zurück und bilden eine homogene positive Raumladung. Dieses Gebiet wird als Raumladungszone bzw. Verarmungszone (depletion zone) bezeichnet. In der Verarmungszone befinden



**Abbildung 2.4:** Leitungsbandverlauf einer n-Schottkydiode mit einer Schottkybarrierenhöhe  $\phi_b$  und einer homogenen Dotierdichte  $N_D$  im thermischen Gleichgewicht. Die Fermienergie ist an der Oberfläche des Halbleiters im Bereich sehr großer Oberflächenzustandsdichte festgesetzt.

sich keine freien Elektronen. Im Metall bildet sich aufgrund der sehr großen Elektronendichte keine nennenswerte Verarmungszone aus, so kann die auch im Metall auftretende Bandverbiegung vernachlässigt werden.

Die Bandverbiegung im thermischen Gleichgewicht wird auch als Diffusionsspannung (built-in voltage) bezeichnet und ist gegeben durch die Schottkybarrierenhöhe  $\phi_b$  und die Lage der Fermienergie bezüglich der Leitungsbandkante  $E_C - E_F$  außerhalb der Verarmungszone (s. Abb. 2.4):

$$\phi_b = eV_{bi} + (E_C - E_F). \quad (2.5)$$

Durch Anlegen einer externen Gatespannung  $V_G$  zwischen Metall und Halbleiter kann die Bandverbiegung beeinflusst werden. Für eine n-Schottkydiode ist:

$$V = V_{bi} - V_G. \quad (2.6)$$

Der Betrag der Bandverbiegung wird im Folgenden als Potentialhub  $V$  bezeichnet.  $V$  bezieht sich dabei immer auf die Lage der Leitungsbandkante außerhalb der Verarmungszone und nicht auf die Lage der Fermienergie.

### 2.3.2 Verarmungslänge und Verarmungskapazität

Die Ausdehnung der Verarmungszone (s. Abb. 2.4) wird auch als Verarmungslänge  $z_d$  bezeichnet. Sie ist abhängig vom Potentialhub  $V$  und der Nettodotierdichte  $N_D - N_A$  des Halbleiters. Aufgrund von Verunreinigungen sind in realen Halbleitern häufig Donatoren ( $N_D$ ) als auch Akzeptoren ( $N_A$ ) vorhanden. Somit wird evtl. eine gewünscht eingebrachte Dotierung durch eine residuelle Dotierung des anderen Typs (Hintergrunddotierung) teilweise oder vollständig kompensiert. MBE-gewachsenes

GaAs z.B. ist immer leicht mit Kohlenstoff p-dotiert [Far95]. Bei den folgenden Betrachtungen für n-dotierte Schottkydioden sei jedoch eine residuelle Akzeptordichte vernachlässigt.

Durch Integration der eindimensionalen Poissongleichung über den Bereich der Verarmungszone ergibt sich ein parabelförmiger Leitungsbandverlauf und für den Potentialhub kann geschrieben werden:

$$-\phi(z) = V(z) = \frac{1}{2} \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z)^2 \quad \text{für} \quad 0 \leq z \leq z_d. \quad (2.7)$$

Für den Potentialhub am Schottkykontakt ( $z = 0$ ) ist nun:

$$V = \frac{1}{2} \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} z_d^2 \quad (2.8)$$

Damit kann die Verarmungslänge als Funktion des Potentialhubes bzw. der Gatespannung geschrieben werden:

$$z_d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{eN_D} V} = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{eN_D} (V_{bi} - V_G)} \quad (2.9)$$

Die elektrische Feldstärke  $F$  in der Verarmungszone ist zum Schottkykontakt gerichtet und nimmt linear Richtung Kontakt zu:

$$-F(z) = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z) \quad (2.10)$$

Die hier beschriebenen Zusammenhänge gelten unter der Annahme eines abrupten Endes der Verarmungszone (depletion approximation [Sze85, Blo92]). In der Realität ist der Übergang jedoch ausgedehnt in der Größenordnung der Debye-Länge (auch als Debye-Abschirm-Länge bezeichnet):

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{e^2 N_D}} \quad (2.11)$$

Die Depletion Approximation beschreibt die Gegebenheiten im Halbleiter hinreichend genau für  $z_d \gg L_D$  bzw.  $V \gg kT/2e$ , also effektiv bei hinreichend großem Potentialhub.

Die Verarmungslänge  $z_d$  ist direkt messbar über die Verarmungskapazität  $C$  (kurz: Kapazität). Beide Größen sind direkt gekoppelt über die Plattenkondensatorgleichung  $C = \epsilon\epsilon_0 A/z_d$ . Dabei ist  $A$  die Fläche des Kontakts (Gatefläche). Mit Gl. (2.9) kann die Kapazität als Funktion des Potentialhubes bzw. der Gatespannung geschrieben werden:

$$C = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{z_d} = A \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 e N_D}{2V}} \quad \text{mit} \quad V = V_{bi} - V_G. \quad (2.12)$$

### 2.3.3 Schottkydiode mit InAs-Quantenpunkten

Innerhalb der Verarmungszone einer Schottkydiode befindliche geladene QP können als homogene Flächenladung  $\sigma_Q$  beschrieben werden, wenn ihr Abstand zum Verarmungszonenrand viel größer ist als ihr Abstand untereinander. Sind die QP mit Elektronen geladen, ist diese Ladung negativ und man kann schreiben:

$$\sigma_Q = -en_Q = -i eN_Q \quad (2.13)$$

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

Befinden sich die QP innerhalb der Verarmungszone in einem Abstand  $z_Q$  vom Schottkykontakt, gilt für den Potentialverlauf:

$$V(z) = \frac{1}{2} \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z)^2 - \begin{cases} 0 & z_Q \leq z \leq z_d \\ \frac{en_Q}{\epsilon\epsilon_0} (z_Q - z) & z \leq z_Q \end{cases} \quad (2.14)$$

Für den Potentialhub am Schottkykontakt ist dann ( $z = 0$ ):

$$V = \frac{1}{2} \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} z_d^2 - \frac{en_Q}{\epsilon\epsilon_0} z_Q \quad (2.15)$$

Die Verarmungslänge kann nun geschrieben werden:

$$z_d = \sqrt{\frac{2}{eN_D} (\epsilon\epsilon_0 V + en_Q z_Q)} \quad \text{mit} \quad V = V_{bi} - V_G, \quad (2.16)$$

und für die Kapazität ist:

$$C = \epsilon\epsilon_0 A \sqrt{\frac{eN_D}{2(\epsilon\epsilon_0 V + en_Q z_Q)}}. \quad (2.17)$$

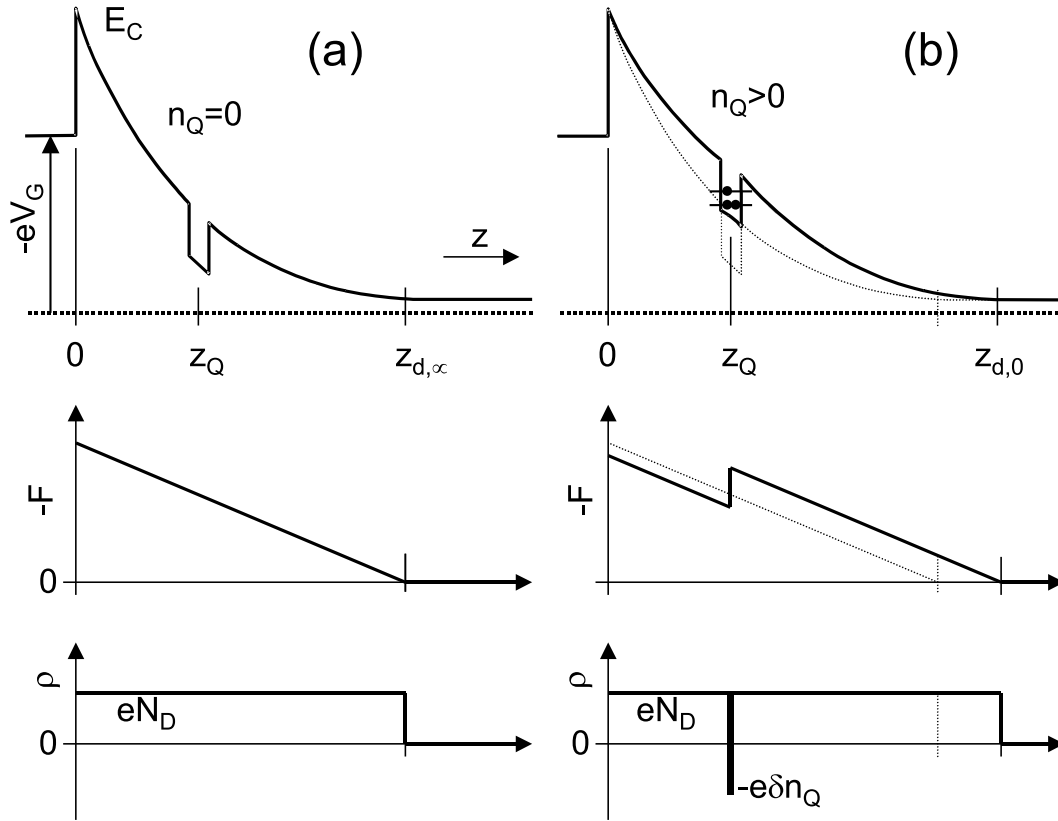
Die Kapazität hängt also bei konstanter Gatespannung von der Ladung in den QP ab. Dieser Effekt wird bei DLTS-Messungen (s. Kapitel 4) zur Bestimmung des Ladezustands der QP ausgenutzt.

In Abb. 2.5 sind die Bandverläufe einer n-Schottkydiode für leere QP (a) als auch für mit Elektronen geladene QP dargestellt (b). Die Flächenladung  $-en_Q$  bewirkt einen Feldstärkesprung in der QP-Ebene um den Betrag  $en_Q/\epsilon\epsilon_0$ , dabei ist die Feldstärke auf der dem Substrat zugewandten Seite ( $z > z_Q$ ) dem Betrage nach größer als auf der der Oberfläche zugewandten Seite:

$$-F(z) = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z) \begin{cases} -\frac{en_Q}{\epsilon\epsilon_0} & z < z_Q \\ 0 & z_Q \leq z \leq z_d \end{cases} \quad (2.18)$$

Für Experimente zur Elektronenemission ist nur die Feldstärke auf der dem Substrat zugewandten Seite der QP-Ebene relevant. Sie wird im Folgenden als Emissionsfeldstärke  $F_Q$  bezeichnet und sei positiv definiert. Mit Gl. (2.18) ist dann:

$$F_Q = -F(z_Q) = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z_d - z_Q) \quad \text{mit} \quad z_Q \leq z_d \quad (2.19)$$



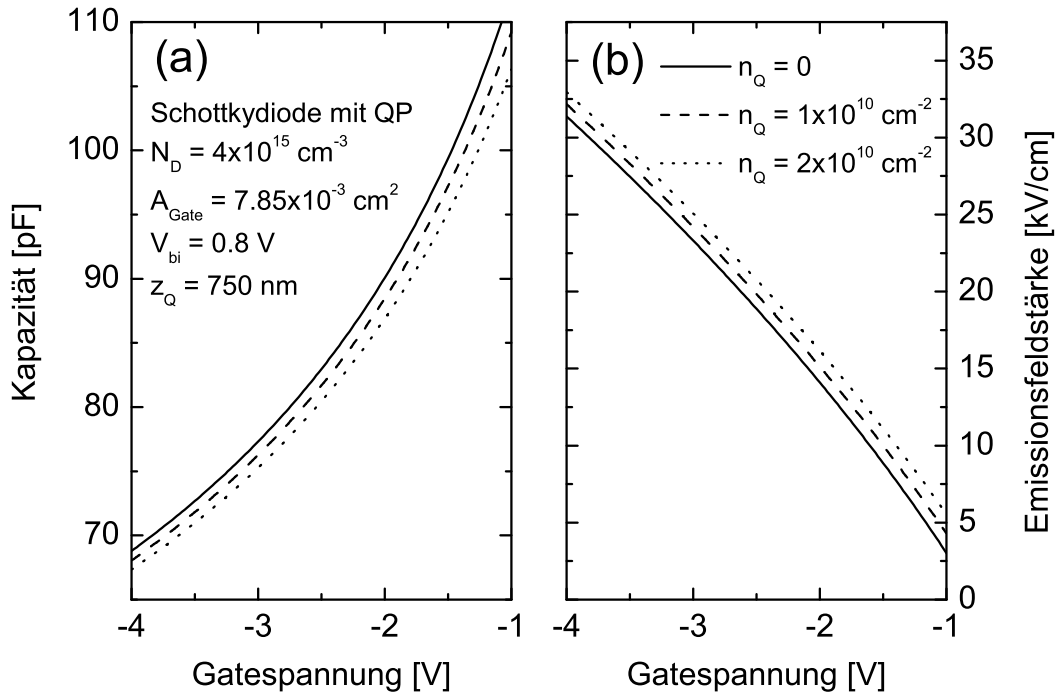
**Abbildung 2.5:** Leitungsbandverlauf  $E_C$ , Feldstärke  $F$  und Ladungsverteilung  $\rho$  einer n-Schottkydiode mit eingebetteten Quantenpunkten. (a) QP entladen. (b) QP mit Elektronen geladen. Die gepunkteten Kurven entsprechen den Verläufen in (a).

Diese Gleichung gilt nur unter der Annahme, dass sich die QP innerhalb der Verarmungszone befinden ( $z_Q < z_d$ ). Die Emissionsfeldstärke ist also proportional zum Abstand des Verarmungszonenrandes von der QP-Ebene ( $z_d - z_Q$ ).

Die Verarmungslänge hängt sowohl von der Gatespannung als auch von der Besetzung der QP ab (s. Gl. (2.16)). So steigt die Emissionsfeldstärke mit zunehmendem Potentialhub und zunehmender Besetzung (Einsetzen von Gl. (2.16) in Gl. (2.19)):

$$F_Q = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} \left( \underbrace{\sqrt{\frac{2}{eN_D}(\epsilon\epsilon_0(V_{bi} - V_G) + en_Q z_Q)} - z_Q}_{z_d} \right) \quad \text{mit} \quad n_Q = i \cdot N_Q \quad (2.20)$$

In Abb. 2.6 ist die Abhängigkeit der Kapazität (a) und der Emissionsfeldstärke (b) für verschiedene Besetzungen der QP in Abhängigkeit der Gatespannung aufgetragen (Gl. (2.17) und Gl. (2.20)). Bei Annahme einer QP-Dichte von  $N_Q = 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$



**Abbildung 2.6:** Kapazität (a) und Emissionsfeldstärke (b) einer Schottkydiode mit eingebetteten Quantenpunkten. Die durchgezogenen Kurven entsprechen ungeladenen QP, die gestrichelten bzw. gepunkteten Kurven gelten für negative Ladungsdichten  $n_Q$  in der QP-Ebene von  $1 \times 10^{10}$  bzw.  $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Die im Diagramm angegebenen Parameter entsprechen den experimentellen Größenordnungen in dieser Arbeit.

und einer Änderung der Besetzung um  $\Delta i = \pm 1$  ist eine Kapazitätsänderung um etwa 1% zu erwarten.

### 2.3.4 Lineare Näherung für kleine Ladungsänderungen

Die Kapazität hängt wurzelförmig von der Ladungsdichte in der QP-Ebene ab. Für kleine  $n_Q$  kann Gl. (2.17) linear bzgl.  $n_Q$  genähert werden:

$$C = \underbrace{\epsilon \epsilon_0 A \cdot \sqrt{\frac{e N_D}{2 \epsilon \epsilon_0 V}}}_{C_\infty} \cdot \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{e n_Q z_Q}{\epsilon \epsilon_0 V} \right) \quad (2.21)$$

Der Term vor der Klammer ist gerade die Kapazität der Diode für ungeladene QP und wird im Folgenden mit  $C_\infty$  bezeichnet (Ruhekapazität). Der Index  $\infty$  deutet hier thermisches Gleichgewicht an (entladene QP, die QP befinden sich hier über der Fermienergie).

Der Nenner in der Klammer kann durch die Ruheverarmungslänge  $z_{d\infty}$  und die Dotierdichte  $N_D$  ausgedrückt werden ( $eN_D z_{d\infty}^2 = 2\epsilon\epsilon_0 V$ ):

$$C = C_\infty \cdot \left( 1 - \frac{n_Q z_Q}{z_{d\infty}^2 N_D} \right) \quad (2.22)$$

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

$$\frac{\Delta C}{C_\infty} = \frac{C_\infty - C}{C_\infty} = \frac{n_Q z_Q}{N_D z_{d\infty}^2} \quad (2.23)$$

Mit Gl. (2.23) kann nun bei einem Emissionsexperiment (DLTS) direkt aus einer gemessenen Kapazitätsänderung die emittierte Ladungsmenge bestimmt werden. Diese Näherung ist jedoch nur für Kapazitätsänderungen im Prozentbereich gültig. Diese Bedingung ist bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben gegeben, sofern die QP-Dichte nicht zu groß ist (vgl. letzten Abschnitt).

## 2.4 Tiefe Störstellen

In diesem Abschnitt wird die Wechselwirkung von Ladungsträgern an den Bandkanten mit tiefen Störstellen (auch Deep Levels oder Traps genannt) innerhalb der Bandlücke beschrieben. Energiezustände in der Bandlücke werden als tief bezeichnet, wenn ihr Abstand zu den Bandkanten bei Raumtemperatur einige  $kT$  beträgt. Mit tiefen Störstellen sind hier die sogenannten Punktdefekte gemeint, welche nicht räumlich ausgedehnt sind. Solche Defekte werden im Kristall üblicherweise verursacht durch Fremdatome, Fehlstellen (Vacancies) oder Atomen auf Zwischengitterplätzen (Interstitials) [Pan92]. Neben Punktdefekten existieren auch ausgedehnte Defekte wie z.B. Versetzungen. Derartige Defekte können eine Vielzahl von Ladungsträgern aufnehmen und sogar als leitende Kanäle wirken. Ihre Beschreibung ist beliebig kompliziert und nicht Gegenstand dieser Arbeit. In [Pan96] z.B. sind Versetzungen in relaxierten InGaAs/GaAs-Quantentrögen u.a. mittels DLTS untersucht worden.

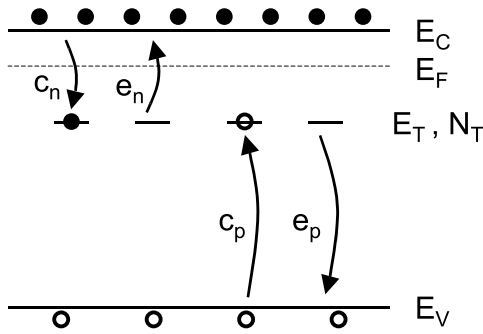
InAs-QP können bezüglich ihrer Ladungsträgerdynamik wie Punktdefekte beschrieben werden. Sie bestehen zwar aus Tausenden Atomen aber ihre Wellenfunktionen sind lokalisiert und ein QP kann nur wenige Elektronen aufnehmen.

### 2.4.1 Ladungsträgerdynamik

Tiefe Störstellen wechselwirken mit den freien Ladungsträgern an den Bandkanten über vier grundlegende Prozesse [Blo92]: Elektroneinfang, Elektronemission, Locheneinfang und Lochemission.

In Abb. 2.7 sind diese vier Prozesse schematisch dargestellt. Die 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





**Abbildung 2.7:** Grundlegende Einfang- und Emissionsprozesse von tiefen Störstellen mit der Energie  $E_T$  und einer Dichte  $N_T$ .

Löcher. Deshalb wird im Folgenden 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  $\sigma_n$  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 (RMS):

$$c_n = \sigma_n v_n n \quad \text{mit} \quad v_n = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}} \quad (2.24)$$

Sei nun  $n_T$  die Dichte der mit Elektronen besetzten Störstellen. Die Änderung  $dn_T/dt$  der Besetzung resultiert aus den Raten der 4 einzelnen Prozesse:

$$\frac{dn_T}{dt} = (c_n + e_p)(N_T - n_T) - (e_n + c_p)n_T \quad (2.25)$$

Locheinfang bzw. -Emission entspricht 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 tiefen Störstellen konstant ( $dn_T/dt = 0$ ). Weiterhin müssen die Gesamtmengen der emittierten und aufgenommenen Ladungsträger in die jeweiligen Bänder gleich sein, sonst würden sich die Dichten der freien Ladungsträger  $n, p$  in den Bändern ändern (Principle of detailed balance). Daraus folgt:

$$e_n n_T = c_n (N_T - n_T) \quad \text{und} \quad c_p n_T = e_p (N_T - n_T) \quad (2.26)$$

Mit diesen Bedingungen und Gl. (2.25) ergibt sich dann die Gleichgewichtsbesetzung  $\hat{n}_T$ :

$$\frac{\hat{n}_T}{N_T} = \frac{c_n}{c_n + e_n} = \frac{e_p}{e_p + c_p} \quad (2.27)$$

Befinden sich die tiefen Störstellen bei der Energie  $E_T$  in der Bandlücke (s. Abb. 2.7), gilt für die Gleichgewichtsbesetzung nach der Fermi-Dirac-Statistik:

$$\frac{\hat{n}_T}{N_T} = \frac{1}{1 + \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right)} \quad (2.28)$$

$g_0$  ist hier der Entartungsfaktor für den nichtbesetzten Fall und  $g_1$  ist der Entartungsfaktor im Falle der Besetzung [Blo92]. Für ein übliches Spin-entartetes Niveau ist dann  $g_0/g_1 = 1/2$ . Durch Einsetzen von Gl. (2.28) in Gl. (2.27) können nun die Verhältnisse von Emissions- zu Einfangraten ausgedrückt werden durch:

$$\frac{e_n}{c_n} = \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right) \quad \text{bzw.} \quad \frac{e_p}{c_p} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(\frac{E_F - E_T}{kT}\right). \quad (2.29)$$

So ist die Störstelle also mit Elektronen besetzt, wenn die Fermienergie über der Energie  $E_T$  liegt. Für Löcher gilt der umgekehrte Fall.

### Elektronfalle und Lochfalle

Wechselwirkt eine Störstelle hauptsächlich mit dem Leitungsband, bezeichnet man sie als Elektronfalle (electron trap), andernfalls als Lochfalle (hole trap). Der Übergang  $E_{T,e/p-trap}$  liegt dabei näherungsweise in der Mitte der Bandlücke und ist abhängig von den Wirkungsquerschnitten, den effektiven Massen, den Entartungsfaktoren und der Temperatur [Blo92]:

$$E_{T,e/p-trap} = \left(\frac{E_C + E_V}{2}\right) + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{\sigma_p v_p N_V g_1^2}{\sigma_n v_n N_C g_0^2}\right) \quad (2.30)$$

### 2.4.2 Emissionsrate

Mit den Gleichungen (2.24) und (2.29) kann ein Ausdruck für die Emissionsrate als Funktion der Temperatur gefunden werden:

$$e_n(T) = \sigma_n v_n n \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right) \quad (2.31)$$

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:

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad \text{mit} \quad N_C = g_s g_v \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.32)$$

hierbei bedeuten  $g_s$ : Spinentartung,  $g_v$ : Valleyentartung und  $m^*$ : effektive Elektronenmasse an der Leitungsbandkante (GaAs:  $g_v = 1$ ,  $g_s = 2$ ,  $m^* = 0.067 m_0$ ).

Für die Emissionsrate kann man nun schreiben:

$$e_n(T) = \sigma_n v_n \frac{g_0}{g_1} N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right). \quad (2.33)$$

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

$$e_n(T) = \sigma_n \gamma_n \frac{g_0}{g_1} T^2 \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right). \quad (2.34)$$

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

$$\gamma_n = g_s g_v \sqrt{3} (2\pi)^{\frac{3}{2}} k^2 m^* h^{-3} \quad (2.35)$$

### 2.4.3 Aktivierungsenergie und Wirkungsquerschnitt

Der Einfangwirkungsquerschnitt  $\sigma_n$  kann je nach Art der Störstelle temperaturabhängig sein. Nimmt man an, die Temperaturabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes folgt einem einfachen Arrheniusgesetz, kann man schreiben:

$$\sigma_n = \sigma_{n\infty} \exp\left(-\frac{E_{\sigma na}}{kT}\right). \quad (2.36)$$

Hierbei wird  $E_{\sigma na}$  als die Aktivierungsenergie des Wirkungsquerschnittes bezeichnet. Mit Gl. (2.34) kann dann für die Emissionsrate geschrieben werden:

$$e_n(T) = \sigma_{n\infty} \gamma_n \frac{g_0}{g_1} T^2 \exp\left(-\frac{(E_C - E_T) + E_{\sigma na}}{kT}\right) \quad (2.37)$$

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 einem effektiven Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{na} = \sigma_{n\infty} \frac{g_0}{g_1}$  zusammengefasst, so dass man Gl. (2.37) schreiben kann:

$$e_n(T) = \sigma_{na} \gamma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_{na}}{kT}\right) \quad (2.38)$$

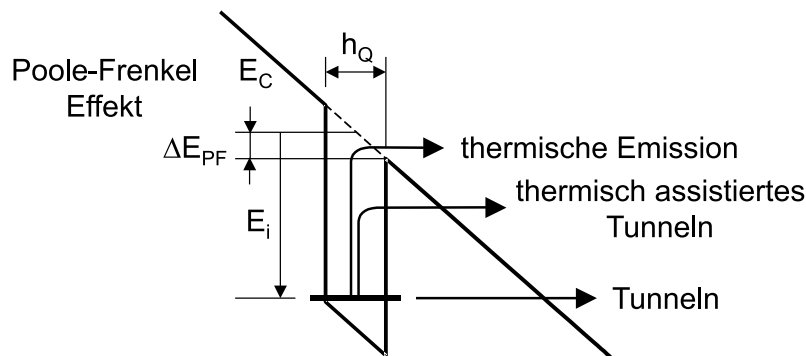
und analog für Löcher:

$$e_p(T) = \sigma_{pa} \gamma_p T^2 \exp\left(-\frac{E_{pa}}{kT}\right) \quad (2.39)$$

Die Größen  $E_{na}$  und  $\sigma_{na}$  bzw.  $E_{pa}$  und  $\sigma_{pa}$  sind experimentell zugänglich und werden als Charakteristika tiefer Störstellen angegeben. Die Aktivierungsenergie des Wirkungsquerschnittes ist meistens deutlich kleiner als die Bindungsenergie der Störstelle, so dass  $E_{na} \approx E_C - E_T$ . Im Rahmen dieser Arbeit wird daher der Wirkungsquerschnitt der QP als temperaturunabhängig angenommen. Eine im Experiment bestimmte Aktivierungsenergie entspricht dann bei rein thermischer Emission der Bindungsenergie  $E_i = E_C - E_T$  eines Elektrons.

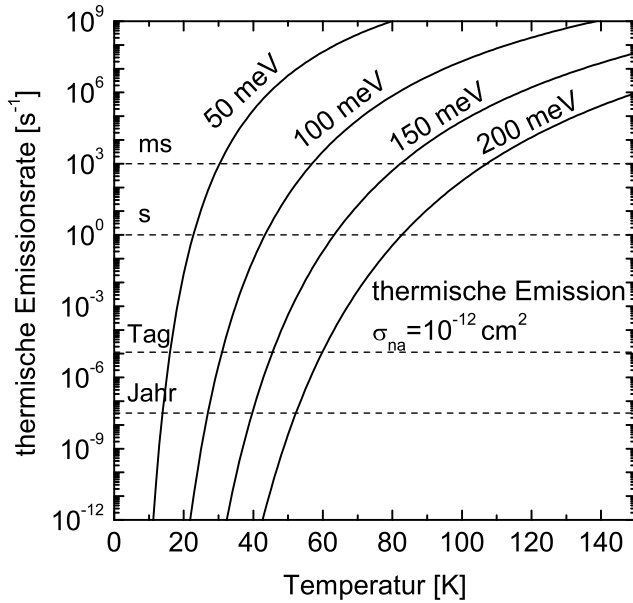
## 2.5 Emissionsprozesse

In den letzten Abschnitten wurde die Ladungsträgerdynamik für thermisches Gleichgewicht hergeleitet. Das Halbleitermaterial wurde dabei als feldfrei und elektrisch neutral angenommen. Wird nun durch eine negative Gatespannung an einer n-Schottkydiode das Leitungsband und damit auch tiefe Störstellen über die Fermienergie angehoben, befinden sich diese nicht mehr im thermischen Gleichgewicht. In der Verarmungszone sind keine freien Elektronen mehr vorhanden. Somit finden nur noch Emissionsprozesse, jedoch keine Einfangprozesse statt. Eventuell in tiefen Störstellen befindliche Elektronen werden nun mit der durch Gl. (2.38) gegebenen Emissionsrate thermisch emittiert und fließen Richtung Verarmungszone ab. Durch das in der Verarmungszone entstehende elektrische Feld können die Elektronen auch direkt ins Leitungsband tunneln (s. Abb. 2.8). Die Tunnelemissionsrate ist dabei bestimmt durch die Breite und tiefe der Barriere, also durch die Emissionsfeldstärke und die Bindungsenergie.



**Abbildung 2.8:** Emissionsprozesse von Elektronen aus einer tiefen Störstelle mit der Bindungsenergie  $E_i$ . Die grundlegenden Prozesse sind die thermische Emission und die Tunnelemission. Einen Mischprozess stellt das thermisch assistierte Tunneln dar. Die Erniedrigung der Barriere durch den Poole-Frenkel-Effekt ist ebenfalls skizziert.

Weiterhin ist ein Mischprozess von thermischer und Tunnelemission möglich, der als thermisch assistiertes Tunneln (TAT) oder thermionisches Tunneln bezeichnet wird [Vin79, Pon79, ME80, ME82a, ME82b]. Da bei Emissionsexperimenten grundsätzlich ein elektrisches Feld vorhanden ist, spielt das TAT eine wichtige Rolle und muss bei der Interpretation von gemessenen Emissionsraten berücksichtigt werden. Als weiterer Feldstärkeeffekt sei hier der Poole-Frenkel-Effekt [Fre38, Har68] angeführt. Er bewirkt die Verkleinerung der Emissionsbarriere aufgrund der Verkipfung des endlich ausgedehnten Einschlusspotentials im elektrischen Feld. In den folgenden Abschnitten werden die genannten Effekte im einzelnen beschrieben.



**Abbildung 2.9:** Emissionsraten für thermische Emission von Elektronen aus tiefen Störstellen in GaAs mit einem Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_{na} = 10^{-12} \text{ cm}^2$  und Aktivierungsenergien  $E_{na}$  von 50 bis 200 meV.

### 2.5.1 Thermische Emission

Die rein thermische Emission von Elektronen findet mit der durch Gl. (2.38) gegebenen Emissionsrate statt. In Abb. 2.9 ist die Temperaturabhängigkeit der Emissionsrate für verschiedene Aktivierungsenergien dargestellt. Dabei kann die Emissionsrate mehrere Größenordnungen bei einer Temperaturänderung von nur 10 K überstreichen.

Mit elektronischen Messmethoden (z.B. DLTS) sind Emissionsraten bis etwa  $10^4 \text{ s}^{-1}$  zugänglich. Deshalb wird im Experiment jede Störstelle in einem charakteristischen Temperaturbereich beobachtet. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{na}$  tritt nur im Vorfaktor von Gl. (2.38) auf, so ist die Abhängigkeit vom Wirkungsquerschnitt im Vergleich zur Aktivierungsenergie bzw. Temperatur marginal. Die angenommenen Aktivierungsenergien und der Wirkungsquerschnitt entsprechen den für InAs-QP in GaAs üblichen Werten.

### 2.5.2 Tunnelemission

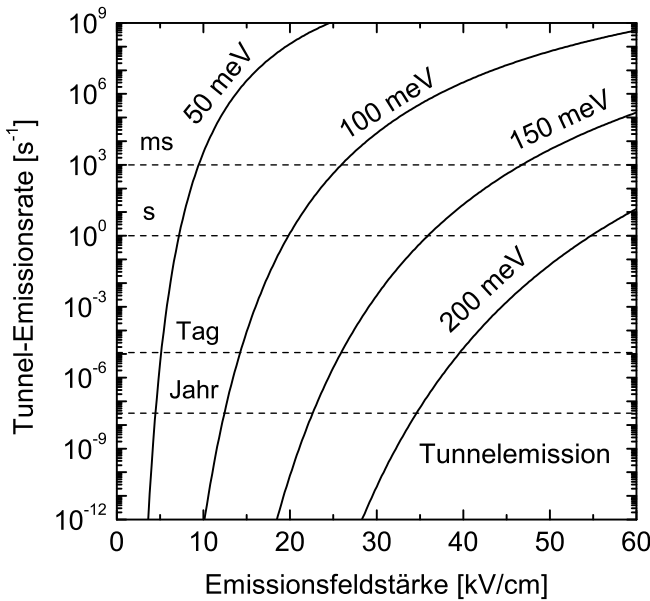
Als Tunnelbarriere für die Elektronen kann im konstanten elektrischen Feld eine Dreiecksbarriere angenommen werden. (s. Abb. 2.8). Diese Annahme ist gültig für im nichtbesetzten Zustand neutrale Störstellen bzw. QP. Andernfalls müsste noch das zusätzliche Coulombpotential der geladenen Störstelle bzw. QP berücksichtigt werden, welches sich zum linearen externen Potential addiert.

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 die Formel von Korol [Kor77]:

$$e_{n,tunn} = \frac{e F}{4\sqrt{2m^*E_i}} \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*} E_i^{3/2}}{e\hbar F}\right). \quad (2.40)$$

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



**Abbildung 2.10:** Tunnel-emissionsraten für Elektronen in GaAs durch eine Dreiecksbarriere, gerechnet nach Gl. (2.40) für Bindungsenergien  $E_i$  von 50 bis 200 meV.

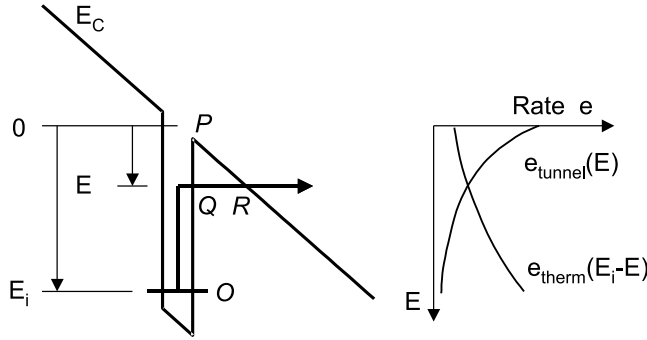
In Abb. 2.10 sind die Tunnelraten für Elektronen in GaAs in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke für verschiedene Bindungsenergien  $E_i$  nach Gl. (2.40) dargestellt. Die Tunnelraten sind in Analogie zur thermischen Emission exponentiell abhängig von der Emissionsfeldstärke. So kann auch durch Messung von Tunnel-emissionsraten in Abhängigkeit der Emissionsfeldstärke die Bindungsenergie bestimmt werden (s. Abschnitt 6.3).

### 2.5.3 Thermisch assistiertes Tunneln

Neben der thermischen Emission und der Tunnelemission ist auch ein Mischprozess möglich, der als thermisch assistiertes Tunneln (TAT) (thermally assisted tunneling) oder auch thermionisches Tunneln bezeichnet wird [Vin79, Pon79, ME80, ME82a, ME82b]. Ein Elektron wird dabei 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 gegenüber der rein thermischen Emissionsrate.

Im Folgenden wird das Modell von Vincent *et al.* [Vin79] beschrieben (Vincent-Modell), ein relativ einfaches eindimensionales Modell, welches die experimentellen

Befunde in dieser Arbeit jedoch sehr gut beschreibt. Aufwendigere quantenmechanische Modelle berücksichtigen Elektron-Phonon-Wechselwirkung sowie Multiphonon-Prozesse [Pon79, ME82b].



**Abbildung 2.11:**  
Zum thermisch assistierten Tunneln (TAT).

In Abb. 2.11 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  $e_{QR} = e_{n,tunn}(E)$  ins Leitungsband. Eine Barrierenerniedrigung durch den Poole-Frenkel-Effekt sei an dieser Stelle vernachlässigt (Dirac-Trog). Die gesamte Emissionsrate  $e_{OQR}$  kann nach Vincent nun geschrieben werden als Produkt der Rate für die thermische Emission und dem Exponentialterm in der Korol-Formel, also dem Transmissionskoeffizienten der Barriere bei der Energie  $E$ :

$$e_{OQR} = \sigma_n \gamma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_i - E}{kT}\right) \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*} E^{3/2}}{e\hbar F}\right) \quad (2.41)$$

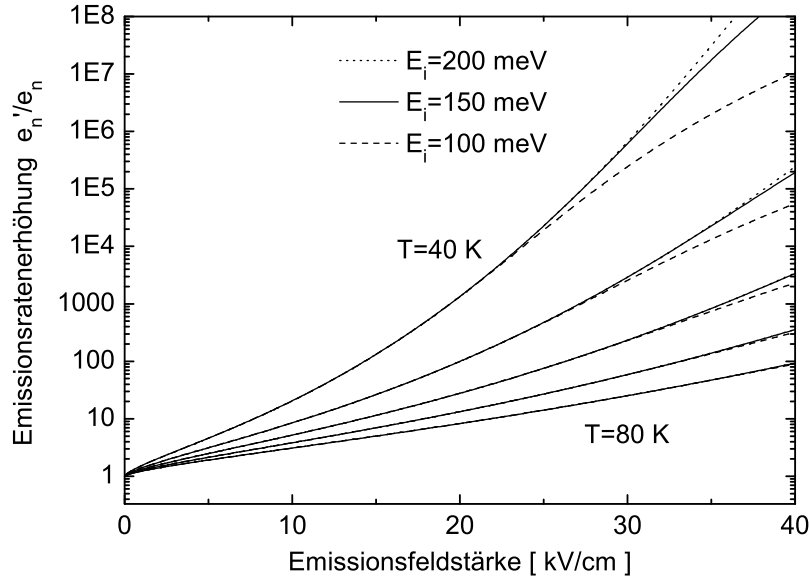
$$= \underbrace{\sigma_n \gamma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)}_{e_n(E_i)} \exp\left(\frac{E}{kT} - \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*} E^{3/2}}{e\hbar F}\right) \quad (2.42)$$

Hier ist  $e_n(E_i)$  die rein thermische Emissionsrate für die Emission über die gesamte Barriere nach Gl. (2.38). 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 Quantentropes mit Zuständen des Leitungsbandkontinuums und erstreckt sich über die gesamte Tiefe des Potentials.

Durch Integration über die gesamte Tiefe des Potentials erhält man die effektive Emissionsrate  $e'_n$ , welche letztendlich im Experiment gemessen wird:

$$\frac{e'_n}{e_n} = 1 + \int_0^{E_i} dE \underbrace{\frac{1}{kT} \exp\left(\frac{E}{kT} - \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*} E^{3/2}}{e\hbar F}\right)}_{\Gamma(E)} \quad (2.43)$$

Der Faktor  $e'_n/e_n$  sei im Folgenden als Emissionsratenerhöhung (ERE) bezeichnet. In Abb. 2.12 ist die ERE für verschiedene Temperaturen und Bindungsenergien  $E_i$  dargestellt. Sie kann schon bei moderaten Emissionsfeldstärken einige Größenordnungen betragen.



**Abbildung 2.12:** Emissionsratenerhöhung im elektrischen Feld, berechnet nach Gl. (2.43) für Temperaturen von 40 K bis 80 K und Bindungsenergien  $E_i$  von 100, 150 und 200 meV.

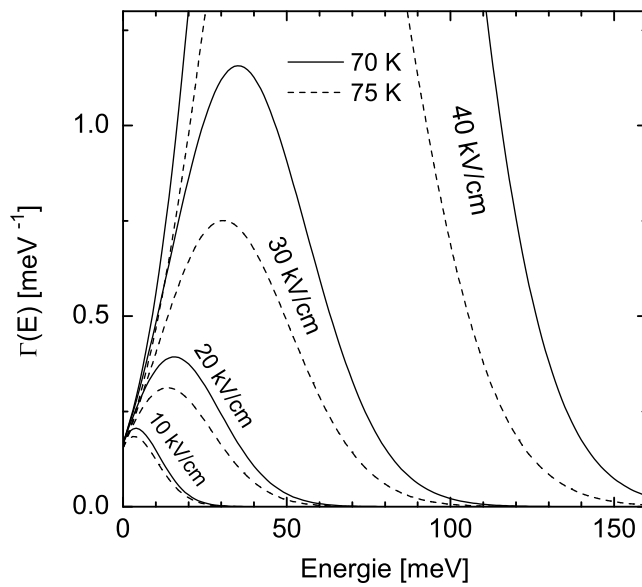
Die ERE ist bei kleineren Feldern und höheren Temperaturen unabhängig von  $E_i$ . In diesem Fall existiert eine analytische Lösung für Gl. (2.43) [Vin79]:

$$\frac{e'_n}{e_n} = 2\pi^{1/2} \frac{1}{kT^{3/2}} \frac{e\hbar F}{2\sqrt{2m^*}} \exp \left[ \frac{1}{3} \frac{1}{kT^3} \left( \frac{e\hbar F}{2\sqrt{m^*}} \right)^2 \right]. \quad (2.44)$$

In Abb. 2.13 ist der Integrand  $\Gamma(E)$  in Gl. (2.43) für Feldstärken von 10 bis 40 kV/cm und Temperaturen 70 K bzw. 75 K aufgetragen. Im Maximum ist die Wahrscheinlichkeit für die Emission jeweils am größten (vgl. Abb. 2.11 rechts). Die Maximumposition  $E_m$  ist dabei gegeben durch:

$$E_m = \left( \frac{e\hbar F}{2k\sqrt{2m^*} T} \right)^2 \quad (2.45)$$





**Abbildung 2.13:**  $\Gamma(E)$  aufgetragen gegen die Energie  $E$  bezüglich der Leitungsbandkante. Die Fläche unter den Kurven entspricht gerade der Emissionsratenerhöhung  $e'_n/e_n$ . Im Maximum ist die Wahrscheinlichkeit der Emission am größten.

# Kapitel 3

## Kapazitätsspektroskopie

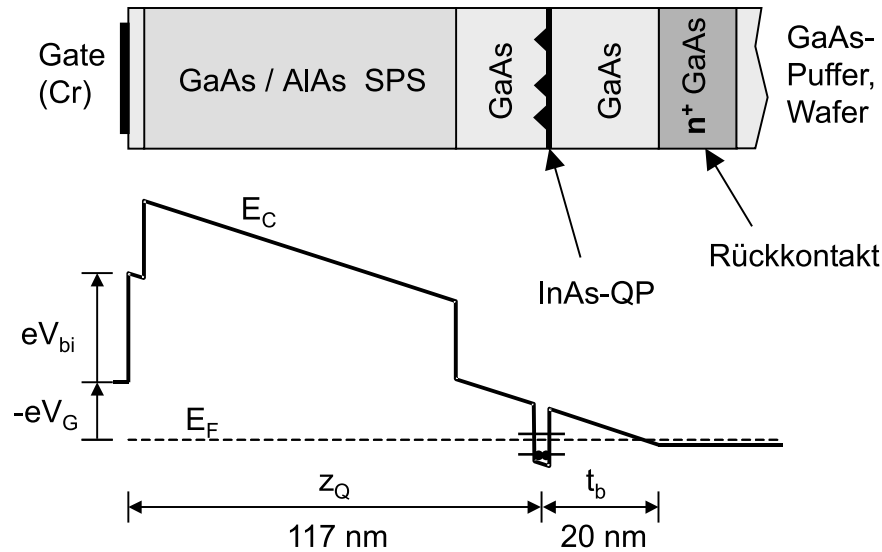
Die Kapazitätsspektroskopie bzw. Kapazitäts-Spannungs-Spektroskopie (CV-Spektroskopie) wurde 1994 erstmals von Drexler *et al.* [Dre94] an InAs-QP eingesetzt und hat sich seitdem als eine leistungsstarke elektronische Methode zur Untersuchung von QP etabliert [Mil97, MR97, Fri96, Luy99, Sch04a, Boc03b, Reu04, Reu05]. In dieser Arbeit wird die Kapazitätsspektroskopie herangezogen, um Vergleiche zu Ergebnissen von DLTS- und Admittanzmessungen (s. Kapitel 4 und Kapitel 5) an InAs-QP zu ermöglichen.

### 3.1 Grundlagen der Kapazitätsspektroskopie

Für kapazitätsspektroskopische Messungen werden die QP in sogenannte MIS-Dioden (Metal Insulator Semiconductor) eingebettet (s. Abb. 3.1). Die QP befinden sich hier in nominell undotiertem GaAs zwischen dem Schottkykontakt (Gate) und dem hochdotierten Rückkontakt (Backgate). Über eine Tunnelbarriere mit der Dicke  $t_b$  befinden sich die QP im thermischen Gleichgewicht mit den Elektronen im Rückkontakt. Ein Ladungsaustausch zwischen QP und Rückkontakt ist somit möglich. Zwischen QP-Ebene und Schottkykontakt befindet sich ein AlAs/GaAs-Übergitter (short period superlattice, SPS). Diese wirkt als Isolierschicht und verhindert bei positiven Gatespannungen ein Abfließen von Elektronen zum Schottkykontakt.

Durch Anlegen einer Gatespannung  $V_G$  gegenüber dem ohmsch kontaktierten Rückkontakt kann die energetische Lage der QP bezüglich der Fermienergie eingestellt werden. Der Rückkontakt wirkt wie ein großes Elektronreservoir und legt daher die Fermienergie fest. Der Zusammenhang zwischen Energieverschiebung der QP und der Änderung der Gatespannung ist durch das Hebelarmverhältnis (HAV)  $\lambda = z_Q/(z_Q + t_b)$  gegeben (bei Probe #1540:  $\lambda = 6.85$ ). Der näherungsweise ortsfeste "Drehpunkt" des Hebelarms befindet sich am Rand des Rückkontaktes, also am Übergang vom hochdotierten zum undotierten GaAs. Sei nun  $E$  die Lage der Fermienergie im QP bezüglich des Potentialminimums, so kann man schreiben:

$$\Delta E = e \lambda^{-1} \Delta V_G \quad (3.1)$$



**Abbildung 3.1:** Schichtfolge und schematischer Leitungsbandverlauf der MIS-Diode #1540 mit eingebetteten InAs-QP, wie sie für Kapazitätsspektroskopie verwendet wird. Das Hebelarmverhältnis beträgt hier  $\lambda = 6.85$ .

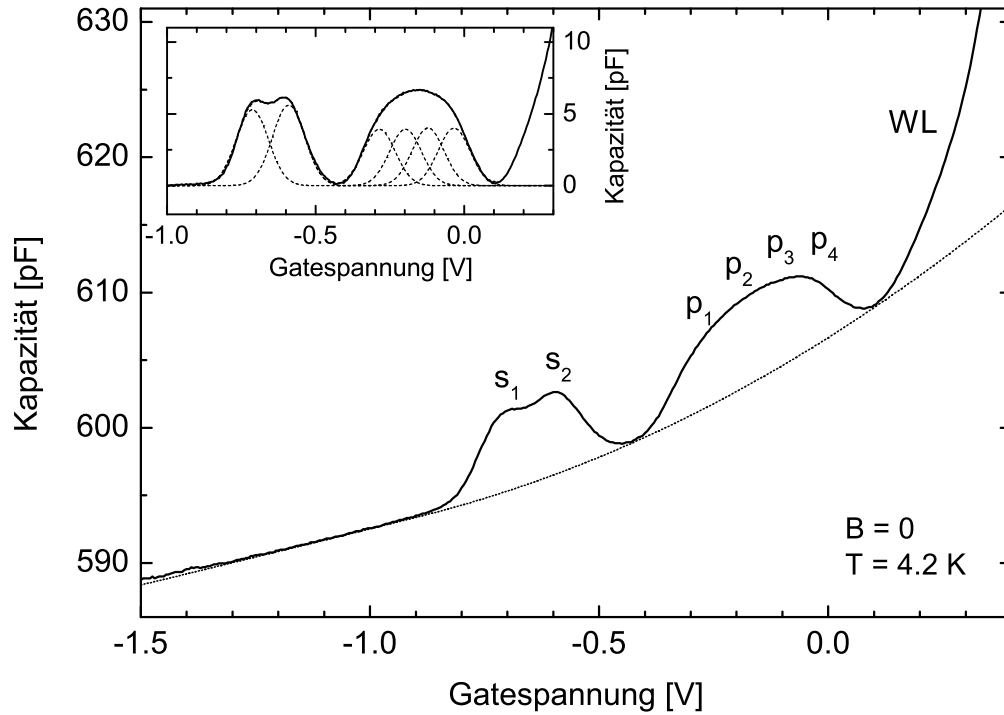
Stimmt die Fermienergie im QP bei einer bestimmten Gatespannung mit einem nach Warburton *et al.* [War98] beschriebenen Niveau überein, können die Elektronen aus dem Rückkontakt in die QP tunneln. Dies bewirkt eine Erhöhung der Kapazität. Beim Durchfahren der Gatespannung (CV-Messung) wird so das gesamte Energiespektrum der QP von der Fermienergie überstrichen. Damit können Energiestruktur und Coulombblockade studiert werden.

## 3.2 Kapazitätsspektroskopie an InAs-QP

In Abb. 3.2 ist ein Kapazitäts-Spannungsspektrum (kurz: Kapazitätsspektrum) von Probe #1540 dargestellt (durchgezogene Linie im Hauptdiagramm). Deutlich sind zwischen  $-0.8$  und  $-0.5 \text{ V}$  zwei Kapazitätsmaxima erkennbar. Diese entsprechen dem Laden des s-Niveaus mit zwei Elektronen (gekennzeichnet durch  $s_1$  und  $s_2$ ). Das Laden der beiden Elektronen ist wegen der Coulombblockadeenergie (CBE) aufgelöst.

Das breite Maximum zwischen  $-0.4 \text{ V}$  und  $0.0 \text{ V}$  entspricht dem Laden des p-Niveaus mit 4 Elektronen (gekennzeichnet durch  $p_1$  bis  $p_4$ ). Aufgrund der kleineren CBE des p-Niveaus sind keine einzelnen Maxima erkennbar. Der starke Anstieg der Kapazität oberhalb von  $+0.1 \text{ V}$  wird verursacht durch das Laden der Wettinglayer, in der sich ein zweidimensionales Elektronensystem (2DES) ausbildet [Wei00, Wei04].

Das Kapazitätssignal ist überlagert durch die geometrische Kapazität  $C_{geo}$  der MIS-Diode (gepunktete Kurve in Abb. 3.2). Diese ist nach der Plattenkondensatorgleichung gegeben durch den Abstand zwischen Schottky- und Rückkontakt so-



**Abbildung 3.2:** Kapazitätsspektrum von MIS-Diode #1540 mit eingebetteten InAs-QP (durchgezogene Kurve). Die Lademaxima des s-Niveaus sind mit  $s_1, s_2$  gekennzeichnet, die des p-Niveaus mit  $p_1$  bis  $p_4$ . Der starke Kapazitätsanstieg oberhalb von 0.1 V wird verursacht durch das Laden der Wettinglayer (WL). Die gepunktete Kurve stellt die geometrische Kapazität der MIS-Diode dar. Im eingesetzten Diagramm ist das Kapazitätsspektrum nach Abzug der geometrischen Kapazität aufgetragen. Die gestrichelten Kurven stellen das Ergebnis einer Gaußanpassung mit 6 Maxima dar. Die Überlagerung dieser Kurven stimmt mit dem Spektrum überein.

wie durch die Verarmungslänge im Rückkontakt (s. Abschnitt 3.2.4). Die Verarmungslänge im Rückkontakt nimmt mit steigender Gatespannung ab (s. Gl. (3.6)). Folglich nimmt die geometrische Kapazität mit steigender Gatespannung zu.

Der Kapazitätsverlauf wird im Gatespannungsbereich  $-1.5 \text{ V} < V_G < -0.9 \text{ V}$  sehr gut im Rahmen der *depletion approximation* beschrieben. Daraus konnte die Dotierdichte  $N_D$  im Rückkontakt mit der Methode des *CV-Profilings* (Abschnitt 4.2.2) bestimmt werden zu:  $N_D = 2.18 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Dieser Wert stimmt gut mit dem beim MBE-Wachstum durch die Si-Zellentemperatur anhand vorhandener Kalibrierdaten vorgegebenen Dotierdichte überein.

Für  $V_G > -0.9 \text{ V}$  reicht der im Rahmen der *depletion approximation* extrapolierte Kapazitätsanstieg nicht aus, um die Kapazitätsminima zwischen s-Niveau, p-Niveau und Wettinglayer zu verbinden (hier nicht gezeigt). Deshalb wurde eine empirisch durch eine Parabel beschriebene geometrische Kapazität angenommen, die diese Kapazitätsminima verbindet (gepunktete Linie in Abb. 3.2). Diese Tatsache belegt, dass die *depletion approximation* bei höherer Gatespannung die geometrische Kapazität nicht hinreichend beschreibt (vgl. Abschnitt 3.2.4).

Im eingesetzten Diagramm in Abb. 3.2 ist das Kapazitätsspektrum nach Subtraktion der geometrischen Kapazität dargestellt (durchgezogene Kurve). Die gestrichelten Kurven stellen das Ergebnis einer Anpassung dieses Spektrums mit 6 überlagerten Gaußkurven dar. Dabei wurde für die 4 Kurven des p-Niveaus aus Symmetriegründen gleiche Höhe und gleiche Breite festgelegt.

Aus den Maximumpositionen  $V_{G,i}$  der Gaußkurven ergibt sich nun das Energiespektrum der QP. Dieses wird im nächsten Abschnitt analysiert.

### 3.2.1 Additionsenergien und Coulombblockade

Elektr. # $i$	Position $V_{G,i}$ [mV]	Differenz $\Delta V_{G,i-1,i}$ [mV]	Additions- Energie*	Add. En. Betrag $E_{i-1,i}^A$ [meV]
1 : $s_1$	-710.2	-	-	-
2 : $s_2$	-587.8	122.3	$E_{ss}^A = E_{ss}^C$	17.9
3 : $p_1$	-286.2	301.7	$E_{sp}^A = \hbar\omega_0 + \frac{1}{4}E_{ss}^C$	44.0
4 : $p_2$	-197.9	088.3	$E_{p1p2}^A = \frac{1}{2}E_{ss}^C$	12.9
5 : $p_3$	-120.7	077.1	$E_{p2p3}^A = \frac{7}{8}E_{ss}^C$	11.3
6 : $p_4$	-034.1	086.7	$E_{p3p4}^A = \frac{1}{2}E_{ss}^C$	12.7

**Tabelle 3.1:** Auswertung des Kapazitätsspektrums von Probe #1540 in Abb. 3.2. Das Hebelarmverhältnis beträgt  $\lambda = 6.85$ . \*Berechnet nach dem Warburton-Modell [War98] (s. Abschnitt 2.2.4).

Aus den Differenzen der Maximumpositionen  $V_{G,i}$  der angepassten Gaußkurven (s. letzter Abschnitt) kann nun über das Hebelarmverhältnis das (Additions-)

Energiespektrum der QP ermittelt werden. In Tabelle 3.1 sind die so ermittelten Additionsenergien  $E^A$  für das Laden der ersten 6 Elektronen in den QP zusammengefasst (5. Spalte). Weiterhin ist angegeben, wie sich die Additionsenergien nach dem Warburton-Modell [War98] zusammensetzen (4. Spalte).

Die CBE des s-Niveau ergibt sich so zu  $E_{ss}^C = 17.9$  und für den Niveauabstand zwischen s- und p-Niveau erhält man daraus  $\hbar\omega_0 = E_{sp} = 39.5$  meV. Die CBE für Elektronen innerhalb des p-Niveaus ( $p_2, p_3, p_4$ ) sind nach Warburton *et al.* aufgrund der Hundschen Regel unterschiedlich. So sollte  $E_{p_2p_3}^A$  größer sein als  $E_{p_1p_2}^A$  bzw.  $E_{p_3p_4}^A$ . Wegen der mangelhaften Auflösung des Kapazitätsspektrums konnte dieses Verhalten jedoch nicht nachgewiesen werden. Die Gaußanpassung liefert sogar ein entgegengesetztes Verhalten. So ist die Bestimmung der CBE des p-Niveaus sehr unsicher. Deshalb wird an dieser Stelle, eine mittlere CBE für das p-Niveau  $E_{p,av}^C$  angegeben, das sich aus dem Mittelwert der drei Additionsenergien  $E_{p_1p_2}^A \dots E_{p_3p_4}^A$  ergibt:  $E_{p,av}^C = 12.3$  meV.

Coulomb Blockade s-Niveau	$E_{s_1s_2}^C$	17.9 meV
mittlere Coulomb Blockade p-Niveau	$E_{p,av}^C$	12.3 meV
Coulomb Blockade s-p	$E_{s_2p_1}^C$	4.5 meV
Niveauabstand s-p	$E_{sp} = \hbar\omega_0$	39.5 meV
Dicke der Deckschicht	$z_Q$	117 nm
Dicke der Tunnelbarriere	$t_b$	20 nm
Fläche der Gates	$A$	$7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$
Dichte der QP (AFM)	$N_Q$	$1.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$
Höhe der QP (AFM)	$h_Q$	$\approx 11 \text{ nm}$

**Tabelle 3.2:** oberer Teil: Zusammenfassung der kapazitätsspektroskopischen Ergebnisse von Probe #1540 . unterer Teil: Angaben zur Probengeometrie und den freistehenden InAs-QP an der Oberfläche.

In Tabelle 3.2 sind die gefundenen Werte für CBE und Niveauabstand der oben beschriebenen Messung zusammengefasst. Weiterhin sind zur Übersicht auch Angaben zur Schichtenfolge und den InAs-QP notiert.

Der hier bestimmte Niveauabstand  $E_{sp}$  ist ein wenig kleiner als die in der Literatur angegebenen Werte [Dre94, Fri96, Mil97]. Eine mögliche Erklärung hierzu könnte die Größe der QP sein. Größere QP weisen kleinere Niveauabstände auf. Üblicherweise nimmt die Größe der QP mit geringer werdender Dichte zu. bei der vorgestellten Probe #1540 ist die QP-Dichte viel kleiner als die QP-Dichten in [Dre94, Fri96, Mil97].

### 3.2.2 Bildladungseffekte

Die im letzten Abschnitt gefundenen CBE gelten für die in Probe #1540 befindlichen QP. Diese QP befinden sich effektiv in einem Plattenkondensator mit den

Abständen  $z_Q$  und  $t_b$  zu den jeweiligen Platten (Schottky- und Rückkontakt). Ein geladener QP bewirkt eine Umverteilung der Ladung auf den Kontakten, was sich mittels Bildladungen im jeweils doppelten Abstand zu jedem Kontakt beschreiben lässt. Dadurch vergrößert sich die Kapazität eines QP, woraus eine kleinere CBE resultiert (linke Gleichung in Gl. (2.4)). Ein freier QP in unendlichem Abstand zu den Kontakten hat somit eine größere CBE als ein QP in einem Kondensator. Nach [Boc03b, Sch04a] ist dieser Unterschied gegeben durch:

$$E_{frei}^C = E_{Kondensator}^C + \underbrace{\frac{e^2}{8\pi\epsilon\epsilon_0} \left( \frac{1}{t_b} + \frac{1}{z_Q} \right)}_{\Delta E^{C,im}} \quad \text{mit} \quad \frac{e^2}{8\pi\epsilon\epsilon_0} = 55.4 \text{ meV}\cdot\text{nm}. \quad (3.2)$$

Für Probe #1540 ( $z_Q = 117 \text{ nm}$ ,  $t_b = 20$ ) ergibt sich somit ein Unterschied der CBE von  $\Delta E^{C,im} = 3.2 \text{ meV}$ . Diese Korrektur sollte die Bestimmung des Niveauabstandes  $\hbar\omega_0$  (s. Tabelle 3.1) jedoch nicht beeinflussen, da bei Änderung der Kontaktabstände die Additionsenergien entsprechend den CBE skalieren.

### 3.2.3 Abschirmung des Feldes durch Ladung in den QP

An dieser Stelle sei die Ladung in der QP-Ebene als homogene Flächenladung  $n_Q = iN_Q$  betrachtet, unabhängig von Coulombblockade-Effekten schirmt diese Ladung einen Teil des durch die Gatespannung induzierten elektrischen Feldes ab. Dies bewirkt ein ‘‘Abknicken‘‘ des Hebelarms an der QP-Ebene (vgl. Abschnitt 2.3.3).

Bei konstanter Lage der QP bezüglich der Fermienergie bewirkt die negative Flächenladung einen Abfall des Potentialhubes  $V$  am Schottkykontakt bzw. einen Anstieg der anzulegenden Gatespannung  $V_G$  (s. Gl. (2.15)):

$$\Delta V_G^{scr}(i) = -\Delta V^{scr}(i) = \frac{e i N_Q z_Q}{\epsilon\epsilon_0} \quad (3.3)$$

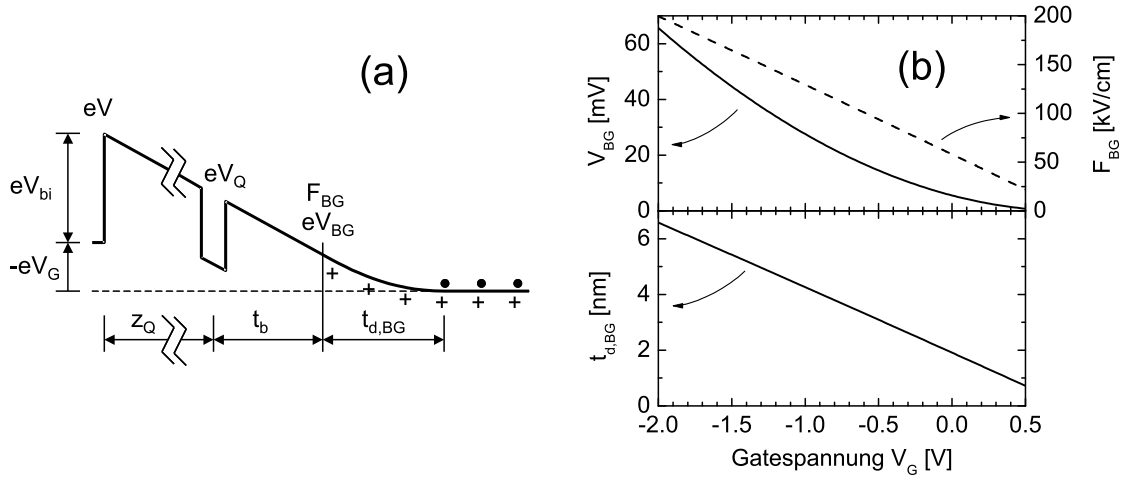
Eine Additionsenergie wird danach um den Betrag  $\Delta E^{A,scr} = e\lambda^{-1} \Delta V_G^{scr}(i=1)$  zu groß abgeschätzt:

$$\Delta E^{A,scr} = \frac{e^2 N_Q z_Q}{\lambda\epsilon\epsilon_0} = \frac{e^2 N_Q}{\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{z_Q t_b}{z_Q + t_b} \quad (3.4)$$

Dieser Effekt skaliert proportional mit der Dichte der QP und beträgt für Probe #1540 etwa  $\Delta E^{A,scr} = 0.33 \text{ meV}$  ( $N_Q = 1.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ). Somit wurden die CBE in Tabelle 3.2 um  $0.33 \text{ meV}$  zu groß abgeschätzt. Dieser Fehler ist somit vergleichsweise gering. Bei QP-Dichten von  $\approx 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  ergeben sich jedoch einige meV.

### 3.2.4 Einfluss der Verarmungslänge im Rückkontakt

Im Rückkontakt bildet sich eine Verarmungszone aus, deren Länge  $t_{d,BG}$ , wenn auch sehr schwach, von der Gatespannung abhängt (s. Abb. 3.3(a)). Dadurch verlagert sich der Ansatzpunkt des Hebelarms bei steigenden Gatespannungen Richtung Schottkykontakt und das Hebelarmverhältnis (HAV) nimmt zu.



**Abbildung 3.3:** (a) Zur Verarmungslänge im Rückkontakt einer MIS-Diode. (b) Potentialhub  $V_{BG}$ , elektrische Feldstärke  $F_{BG}$  am Rand des Rückkontakts sowie Verarmungslänge  $t_{d,BG}$  im Rückkontakt. Die Größen wurden berechnet im Rahmen der depletion approximation für Probe #1540.

Im Folgenden wird die Abhängigkeit des HAV von der Gatespannung im Rahmen der *depletion approximation* hergeleitet. Der Potentialhub am Rand des Rückkontakts ist danach gegeben durch:  $V_{BG} = \frac{1}{2} \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} t_{d,BG}^2$  (s. Gl. (2.8)). Hier ist  $N_D$  die Dotierdichte im Rückkontakt. Für die Feldstärke ist dann:  $F_{BG} = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} t_{d,BG}$ . Diese Feldstärke gilt im gesamten undotierten Bereich der MIS-Diode unter Annahme von entladenen QP. Vom Rand des Rückkontakts bis zur Oberfläche steigt das Leitungsband also linear um den Betrag  $F_{BG}(z_Q + t_b)$  an, so dass sich der gesamte Potentialhub  $V$  am Schottkykontakt ergibt zu:

$$V = F_{BG}(z_Q + t_b) + V_{BG} = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} \left( t_{d,BG}(z_Q + t_b) + \frac{1}{2} t_{d,BG}^2 \right). \quad (3.5)$$

Daraus kann nun die Verarmungslänge im Rückkontakt  $t_{d,BG}$  berechnet werden:

$$t_{d,BG} = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{eN_D} V + (z_Q + t_b)^2} - (z_Q + t_b) \quad (3.6)$$

Für das HAV gilt nun:

$$\lambda_{BG} = \frac{z_Q + t_b + t_{d,BG}}{t_b + t_{d,BG}}. \quad (3.7)$$

In Abb. 3.4 ist das durch Gl. (3.7) beschriebene HAV gegen die Gatespannung aufgetragen (gestrichelte Linie). Für die Berechnung wurde eine Dotierung im Rückkontakt von  $N_D = 2.18 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  angenommen und eine Diffusionsspannung von  $V_{bi} = 0.8 \text{ V}$ . Die Dotierdichte des Rückkontakts wurde ermittelt aus dem Kapazitätsspektrum in Abb. 3.2 für  $V_G < -0.9 \text{ V}$  nach der Methode des *CV-Profiling*



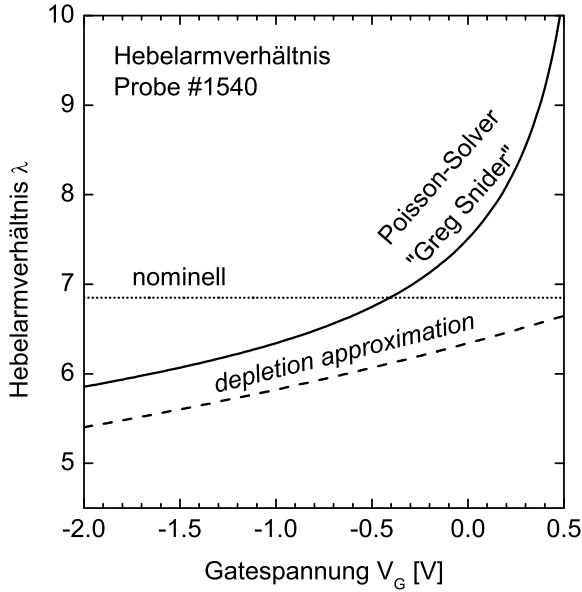


Abbildung 3.4: Hebelarmverhältnis (HAV) von Probe #1540 in Abhängigkeit der Gatepannung. gestrichelte Kurve: Berechnet nach Gl. (3.7). durchgezogene Kurve: Berechnet mit dem Poisson-Schrödinger Solver von Greg Snider. Die gepunktete Linie kennzeichnet das nominelle HAV, welches ausschließlich durch die Schichtdicken gegeben ist.

(Abschnitt 4.2.1). Eine Diffusionsspannung von  $V_{bi} = 0.8 \pm 0.030$  V hat sich im Rahmen dieser Arbeit aus CV-Messungen an verschiedenen homogen dotierten Schottkydioden mit Chrom-Kontakten ergeben. Das HAV  $\lambda_{BG}$  ist deutlich kleiner als das nominell durch die Schichtdicken gegebene HAV (gepunktete Linie). Ein kleineres HAV bewirkt dabei eine größere Abschätzung der Additionsenergien.

Die durchgezogene Kurve stellt das Ergebnis einer Rechnung mit dem Poisson-Schrödinger Solver von Greg Snider [Sni] dar (vgl. Abschnitt 3.2.5). Das HAV  $\lambda_{PS}$  wurde hier durch die Änderung der Lage der Leitungsbandkante am Ort der QP ausgewertet. Die Werte stimmen bei niedrigen Spannungen besser mit dem nominellen HAV überein als die Berechnung nach der *depletion approximation*.

Eine mögliche Erklärung hierfür ist das Eindringen von Elektronen in die Verarmungszone aufgrund der starken Entartung im Rückkontakt wegen der hohen Dotierung. Dies führt effektiv zu einer Verkürzung der Verarmungslänge. Der starke Anstieg bei positiven Spannungen kann durch den sehr flachen Verlauf des Leitungsbandes in diesem Spannungsbereich erklärt werden. Elektronen können dann in den undotierten Bereich eindringen, was eine verstärkte Verlagerung des Ansatzpunktes des Hebelarms in Richtung Schottkykontakt bedeutet.

Hebelarmverhältnis	$\lambda_s(-0.65 \text{ V})$	$E_{ss}^C$	$\lambda_p(-0.16 \text{ V})$	$E_{p,av}^C$
nominell	6.85	17.9	6.85	12.3
<i>depletion approximation</i>	5.95	20.6	6.43	13.1
Poisson-Solver	6.60	18.5	7.95	10.7

**Tabelle 3.3:** Mit unterschiedlichen HAV ermittelte CBE für das s- und p-Niveau (Probe #1540).

In Tabelle 3.3 sind die mit den unterschiedlichen HAV berechneten CBE für das s- und p-Niveau zusammengefasst (Probe #1540). Für das s-Niveau wurde jeweils das HAV bei  $V_G = -0.65$  V berücksichtigt und für das p-Niveau das HAV bei  $V_G = -0.16$  V (vgl. Abb. 3.2).

Möglicherweise beschreibt der Poisson-Solver den Leitungsbandverlauf am besten. Es wird sowohl die Entartung im Rückkontakt berücksichtigt, als auch selbstkonsistent der Bandverlauf und die Elektronendichte berechnet.

### 3.2.5 Bestimmung der Grundzustands-Bindungsenergie

Im Rahmen der oben beschriebenen Methode der Kapazitätsspektroskopie wurden bis hier nur Energiedifferenzen wie CBE und Niveauabstand bestimmt, nicht jedoch die Grundzustands-Bindungsenergie  $E_{s1}$ .

Im einfachsten Ansatz kann eine Abschätzung mit Hilfe der Hebelarm-Methode unter der Annahme gemacht werden, dass die Fermienergie mit der Leitungsbandkante im Rückkontakt übereinstimmt (gepunktete Kurve in Abb. 3.5). Danach ergibt sich eine Bindungsenergie von  $E_{s1} = e(V_{bi} - V_{G,s1})/\lambda = 220$  meV. Dabei wurden folgende Parameter angenommen:  $V_{bi} = 0.8$  V,  $V_{G,s1} = -0.71$  V (s. Tabelle 3.2).

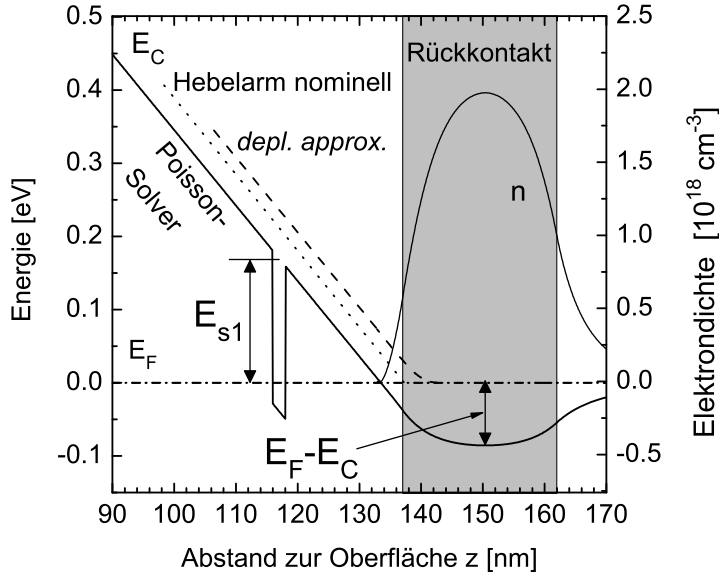
Im Rahmen der *depletion approximation* unter der Annahme der Übereinstimmung von Fermienergie und Leitungsbandkante im Rückkontakt ergibt sich eine etwas größere Bindungsenergie von  $E_{s1} = 237$  meV. Der Unterschied ist im Wesentlichen gegeben durch den Potentialhub am Rand des Rückkontakts (s. Abb. 3.5).

Eine weitere Möglichkeit stellt die Berechnung der Bindungsenergie mit dem Poisson-Solver [Sni] dar. Dieser berücksichtigt die Entartung im Rückkontakt. Aufgrund der Entartung besetzen die Elektronen nicht nur Zustände an der Leitungsbandkante, sondern auch höherliegende Zustände [Sze85]. Die Leitungsbandkante befindet sich dann deutlich unter der Fermienergie. (s. Abb. 3.5).

Der Abstand zwischen Leitungsbandkante und Fermienergie im Rückkontakt ist demnach  $E_F - E_C = 86$  meV. Dieser Wert ergibt sich gerade durch die Integration der 3D-Zustandsdichte des Leitungsbandes [Sze85] bis zur Elektronendichte von  $n = N_D = 2.18 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  unter Annahme vollständiger Ionisation der Donatoren. Temperaturabhängige Hallmessungen belegen, dass die Dichte der Elektronen im Rückkontakt nicht abnimmt bei tiefen Temperaturen. Somit ist die Annahme vollständiger Ionisation der Donatoren gerechtfertigt.

Die Bindungsenergie kann nun direkt aus dem Leitungsbandverlauf abgelesen werden (s. Abb. 3.5). Sie beträgt  $E_{s1} = 170$  meV. Dieser Wert liegt deutlich unter den Abschätzungen mit der Hebelarm-Methode bzw. der *depletion approximation*. In Tabelle 3.4 sind die mit diesen drei Methoden bestimmten Grundzustands-Bindungsenergien zusammengefasst.

Die Ergebnisse sind also extrem davon abhängig, mit welchem Modell der Leitungsbandverlauf zwischen QP-Ebene und Rückkontakt beschrieben wird. Eine Unsicherheit der Diffusionsspannung spielt im Vergleich dazu eine untergeordnete Rolle.



**Abbildung 3.5:** Zur Berechnung der Grundzustands-Bindungsenergie. Durchgezogene Kurve: Leitungsbandverlauf berechnet mit dem Poisson-Solver von Greg Snider für  $V_G = V_{G,s1} = -0.71$  V. Gestrichelte Kurve: *depletion approximation*. gepunktete Kurve: Hebelarm-Methode.

Methode	$E_{s1}$ [meV]
Hebelarm nominell	220
<i>depletion approximation</i>	237
Poisson-Solver	170

**Tabelle 3.4:** Grundzustands-Bindungsenergien  $E_{s1}$  von Probe #1540, ausgewertet mit Hilfe der gekennzeichneten Methoden aus der Maximumposition  $V_{G,s1}$  im Kapazitätsspektrum.

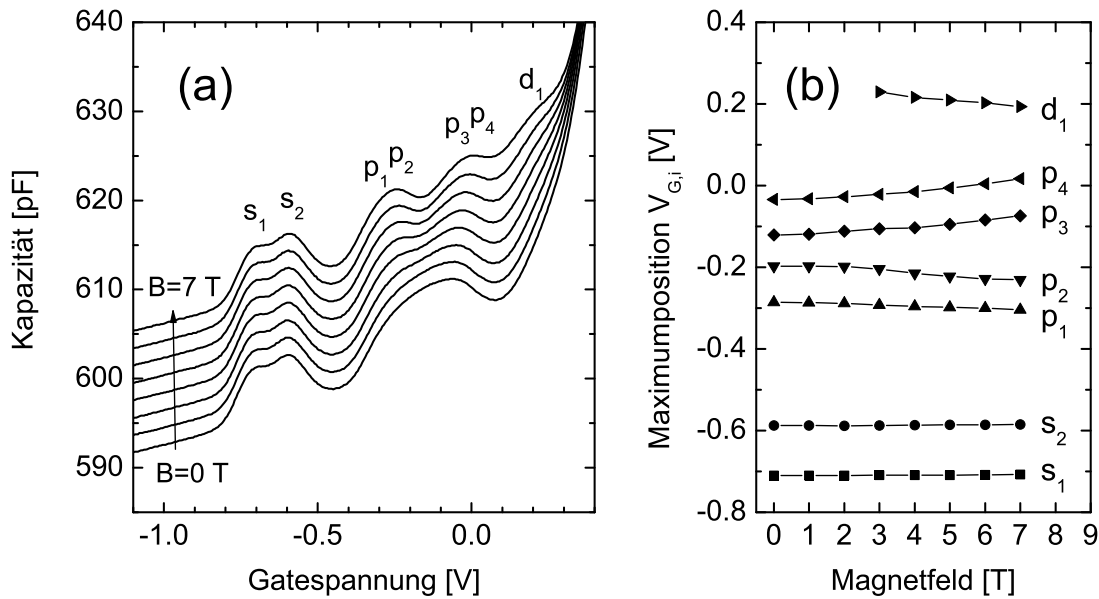
Diese skaliert mit dem HAV in der Form:  $\Delta E_{s1} = \lambda^{-1} \Delta V_{bi}$ . So ergibt sich für eine Unsicherheit der Diffusionsspannung von  $\pm 30$  meV ein Fehler der Bindungsenergie von etwa  $\pm 5$  meV.

In [Boc03a] wird sowohl die Grundzustands-Bindungsenergie als auch die Diffusionsspannung durch Auswerten der Maximumposition  $V_{G,s1}$  in Abhängigkeit der Deckschichtdicke  $z_Q$  bestimmt. Die Deckschichtdicke wurde dabei durch selektives Abätzen des Übergitters sukzessiv reduziert. Dabei wurden Bindungsenergien von  $193 \pm 12$  meV bzw.  $214 \pm 12$  meV bei Berücksichtigung der Verarmungszone im Rückkontakt gefunden. Die Diffusionsspannung wurde zu  $0.720 \pm 0.027$  V bestimmt. Die gefundenen Bindungsenergien sind etwa 10% kleiner als die in dieser Arbeit bestimmten Bindungsenergien. Möglicherweise kann diese Abweichung durch unterschiedliche QP-Größen erklärt werden.

Weitere Unsicherheiten resultieren aus Fluktuationen der Schichtdicken beim Wachstum sowie durch evtl. vorhandene Hintergrunddotierung. Durch Segregation von Silizium während des Wachstums Richtung Oberfläche [Far95] wird zusätzlich der Übergang vom Rückkontakt zur Tunnelbarriere verschmiert.

### 3.3 Messungen im Magnetfeld

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der QP-Energieniveaus vom Magnetfeld untersucht. In Abb. 3.6(a) sind Kapazitätsspektren von Probe #1540 für verschiedene Magnetfelder aufgetragen. Die Kurven sind zur besseren Übersicht versetzt dargestellt. In (b) sind die Positionen der Maxima für jedes Elektron gegen das Magnetfeld aufgetragen.

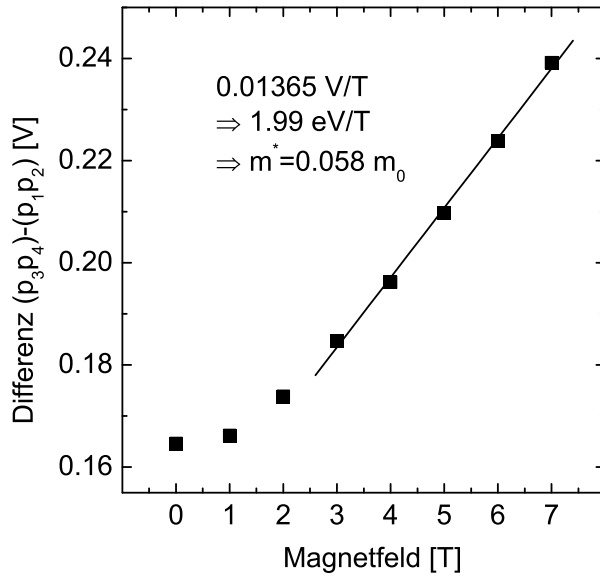


**Abbildung 3.6:** (a) Kapazitätsspektren von MIS-Diode #1540 für Magnetfelder von  $B = 0\text{ T}$  bis  $B = 7\text{ T}$  in Schritten von  $1\text{ T}$ . Die Kurven sind versetzt gezeichnet zur besseren Übersicht. (b) Magnetfelddispersion der Kapazitätsmaxima in (a).

Das Magnetfeld hat kaum Einfluss auf die Positionen der s-Maxima, wohl aber auf die Positionen der p-Maxima. Es beeinflusst im Wesentlichen die Zustände mit einer Drehimpulsquantenzahl  $l \neq 0$ , also die p-Zustände sowie die d-Zustände mit  $l \neq 0$ .

Das verbreiterte p-Maximum spaltet mit ansteigendem Magnetfeld in zwei Maxima auf. Diese entsprechen den Zuständen mit  $l = -1$  ( $p_1, p_2$ ) bzw.  $l = +1$  ( $p_3, p_4$ ). Weiterhin bildet sich bei höheren Magnetfeldern aus der Flanke des Einsatzes der Wettinglayer ( $V_G \approx 0.2\text{ V}$ ) ein weiteres Maximum heraus, welches dem ersten d-Elektron (oder den ersten beiden d-Elektronen) zugeordnet werden kann. Es wird im Folgenden mit  $d_1$  bezeichnet. Das Anticrossing bei  $B_c \approx 1.7\text{ T}$  wird hier nicht beobachtet (s. Abb. 2.3).

Durch quantitative Auswertung der Magnetfelddispersion der p-Maxima kann ausgehend von den Fock-Darwin-Zuständen die effektive Masse bestimmt werden (s. Gl. (2.3)).



**Abbildung 3.7:** Differenz der gemittelten Gatespannungspositionen  $(V_{p1} + V_{p2})/2 - (V_{p3} + V_{p4})/2$  aus Abb. 3.6 in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Für  $B \geq 3$  T ergibt sich aus der Steigung eine effektiven Masse für Elektronen von  $m^* = 0.058 m_0$ .

In Abb. 3.7 ist die Differenz der gemittelten Gatespannungspositionen  $(V_{p1} + V_{p2})/2$  und  $(V_{p3} + V_{p4})/2$  aus Abb. 3.6 gegen das Magnetfeld aufgetragen. Bei Magnetfeldern oberhalb des Anticrossings bei  $B_c \approx 1.7$  T entspricht diese Differenz ausgehend vom Fock-Darwin-Modell gerade der Zyklotronenergie  $\hbar e B / m^*$ . Aus der Steigung kann so die effektive Masse bestimmt werden. Für  $B \geq 3$  T ergibt sich unter Berücksichtigung des HAV eine Steigung von  $1.99$  meV/T und damit eine effektive Masse von  $m^* = 0.058 m_0$ .

Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Drexler *et al.* [Dre94] ( $m^* = 0.07 m_0$ ) und Miller *et al.* [Mil97] ( $m^* = 0.057 m_0$ ). Er liegt jedoch deutlich über der von InAs ( $m_{InAs}^* = 0.023 m_0$ ). Dieses Verhalten deutet auf ein tiefes Eindringen der Wellenfunktion in das Barrierenmaterial (GaAs) hin. Möglicherweise spielt auch die während des Wachstums auftretende Interdiffusion von Substratmaterial in die QP eine Rolle [Hey05a].

# Kapitel 4

## Deep Level Transient Spectroscopy

Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS), auch Kapazitätstransientenspektroskopie genannt, wurde 1974 von D.V. Lang [Lan74] als neue Methode zur Charakterisierung tiefer Störstellen in Halbleitern eingeführt. Sie beruht auf temperaturabhängiger Messung von Emissionsraten von Ladungsträgern, welche aus tiefen Störstellen innerhalb der Verarmungszone von Dioden aus dem zu untersuchenden Material emittieren. Aus der Temperaturabhängigkeit der Emissionsraten können Aktivierungsenergie und Wirkungsquerschnitt (s. Abschnitt 2.4) nach Gl. (2.38) bestimmt werden, welche charakteristisch sind für die jeweilige tiefe Störstelle und so eine Unterscheidung bzw. Zuordnung möglich macht. Einen Überblick über elektronische Methoden zur Charakterisierung von Halbleitern geben die Bücher von Blood und Orton [Blo92] bzw. Look [Loo92]. Über Defekte in Halbleitern allgemein gibt Pantelides [Pan92] einen guten Überblick.

In den letzten Jahren wurde DLTS zunehmend zur Untersuchung von selbstorganisierten QP herangezogen. So untersuchten Anand *et al.* [Ana95, Ana98] InP-QP in GaInP, Kapteyn *et al.* [Kap99, Kap00a] und Engström *et al.* [Eng03] InAs-QP in GaAs sowie Geller *et al.* [Gel03, Gel04] GaSb-QP in GaAs. InAs/GaAs-QP stellen das am meisten studierte System dar. Dabei wird teilweise von sehr kontroversen Ergebnissen berichtet. Kapteyn *et al.* [Kap99] finden eine Emissionsenergie von 94 meV für das s-Niveau. Engström *et al.* [Eng03] finden 160 meV für das einfach besetzte s-Niveau. In dieser Arbeit werden Emissionsenergien um 150 meV gefunden.

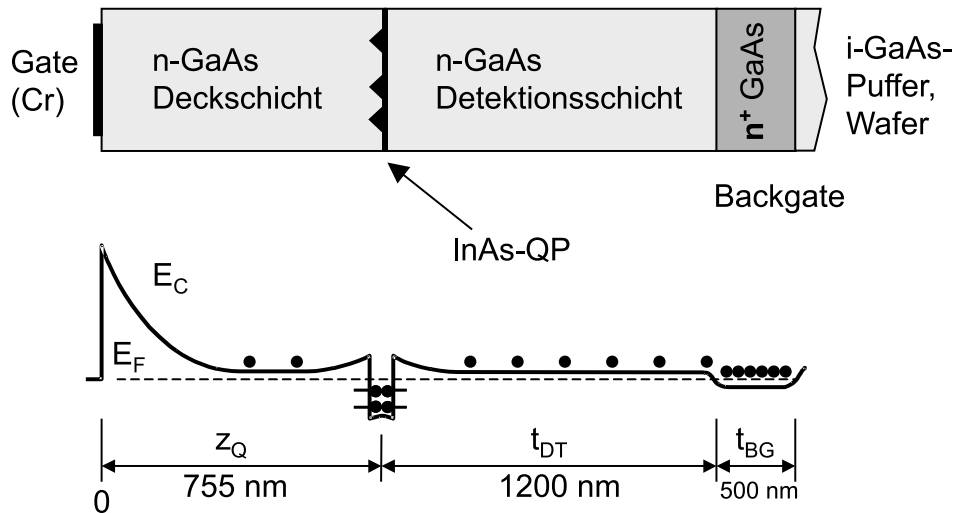
Hinsichtlich dieser Datenlage ist es von großer Wichtigkeit, den Emissionsprozess der Elektronen genauer zu verstehen und zu untersuchen, in wie weit er rein thermischer Natur ist oder von anderen Effekten wie dem Poole-Frenkel-Effekt oder dem thermisch assistierten Tunneln (TAT) überlagert wird. Kapteyn *et al.* [Kap99] gehen davon aus, dass die Elektronen durch ein höherliegendes diskretes QP-Niveau ins Leitungsband gelangen. Wir [Sch04c, Sch05] vermuten anhand der Feldstärkeabhängigkeit von Emissionsenergien, dass die Elektronen im Rahmen des TAT-Modells von Vincent *et al.* [Vin79] durch ein fiktives Niveau eines kontinuierlichen Bandes emittiert werden (s. Abschnitt 2.5.3).

In Bezug auf QP stellt DLTS ein gänzlich von der Kapazitätsspektroskopie ab-

weichendes Verfahren dar. Die Energiestruktur der QP wird hier durch Auswerten von Emissionsraten der Elektronen aus den QP ermittelt. Bei der klassischen Auswertung unter Annahme rein thermischer Emission sind die Emissionsraten durch Gl. (2.38) gegeben. Damit sind sie charakteristisch für jedes QP-Niveau und durch Arrheniusanalyse der Emissionsraten können die Bindungsenergien bestimmt werden.

In der Regel konkurrieren thermische Emission und Tunnelemission. Dies führt bei der oben beschriebenen Auswertung zu einer Unterschätzung der Bindungsenergien. Aus diesem Grund werden im Folgenden die ausschließlich nach Gl. (2.38) bestimmten Energien als Emissionsenergien  $E_a$  bezeichnet.

## 4.1 DLTS-Grundlagen



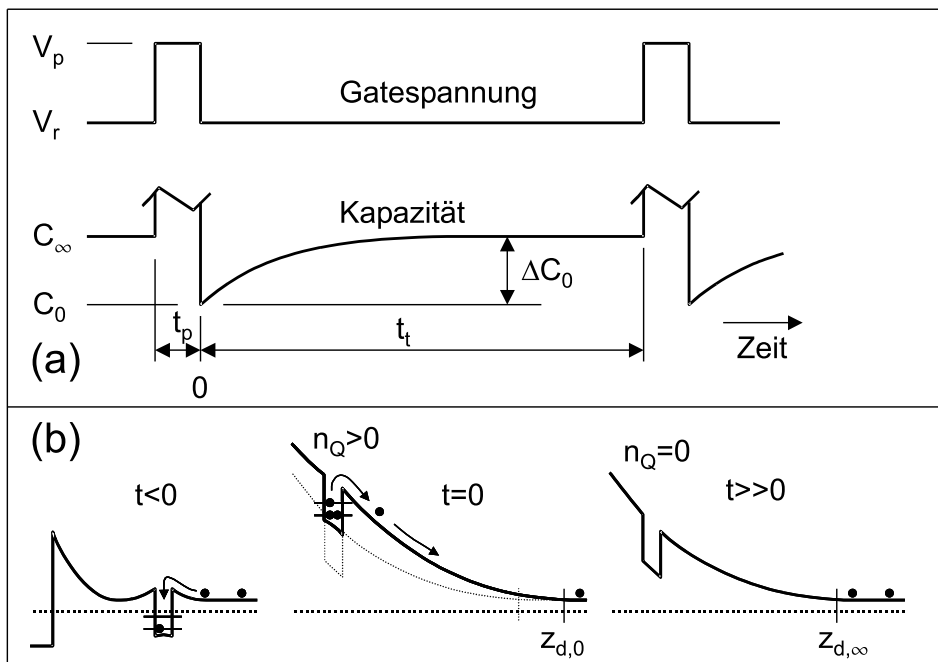
**Abbildung 4.1:** Schichtenfolge und schematischer Leitungsbandverlauf einer homogen n-dotierten Schottkydiode mit eingebetteten InAs-QP, wie sie für DLTS-Messungen verwendet wird (Probe #1495). Die Dotierdichte in der Deck- und Detektionsschicht beträgt  $N_D = 3.27 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Die QP befinden sich 755 nm unter der Oberfläche.

Für DLTS-Messungen wurden die QP im Rahmen dieser Arbeit in besonders niedrig dotierte Schottkydioden eingebettet ( $N_D \approx 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ). In solchen Dioden ist die Emissionsfeldstärke sehr gering ( $F_Q \approx 10 \text{ kV/cm}$ ), so dass die Tunnelemission gehemmt wird und die thermische Emission bei hinreichender Temperatur den dominanten Prozess darstellt. In Gegensatz zu vorangegangenen Arbeiten [Ana95, Ana98, Kap99] konnte erstmals die thermische Emission vom p-Niveau studiert werden [Sch04c].

In Abb. 4.1 ist die Schichtenfolge und der schematische Leitungsbandverlauf von Probe #1495 mit eingebetteten QP für  $V_G = 0$  V dargestellt (s. Anhang A). Die QP befinden sich zwischen der n-GaAs Deckschicht und der n-GaAs Detektionsschicht in einem Abstand  $z_Q = 755$  nm unter dem Schottkykontakt (Gate). Sie sind eingebettet in dünne, 5 – 10 nm starke intrinsische GaAs-Schichten, um ein Dotieren der QP beim Wachstum zu vermeiden (hier nicht gezeigt, vgl. Anhang A auf Seite 100). Deck- und Detektionsschicht sind homogen n-Dotiert mit einer Dichte von  $N_D = 3.27 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Zur niederohmigen rückseitigen Kontaktierung der Struktur befindet sich unter der 1200 nm starken Detektionsschicht der 500 nm dicke hochdotierte Rückkontakt (Backgate). Die Dotierdichte beträgt hier  $N_{D,BG} \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

### 4.1.1 DLTS-Arbeitszyklus

In dieser Arbeit wird ausschließlich mit der von Lang [Lan74] beschriebenen Methode der sogenannten Kapazitäts-DLTS (kurz: DLTS) gearbeitet. Hierbei wird die Abhängigkeit der Verarmungskapazität von der Ladung in der QP-Ebene zur Bestimmung des Ladezustandes der QP und damit der Emissionsraten ausgenutzt.



**Abbildung 4.2:** (a) DLTS-Arbeitszyklus: Zeitlicher Verlauf von Gatespannung und Kapazität. (b) Leitungsbandverlauf einer Schottkydiode mit eingebetteten QP während eines Arbeitszyklusses.  $t < 0$ : Füllpuls mit der Spannung  $V_G = V_p$ .  $t = 0$ : Beginn der Emission bei Anlegen der Detektionsspannung  $V_G = V_r$ .  $t \gg 0$ : Gleichgewichtszustand ( $C = C_\infty$ ).



In Abb. 4.2 ist der Arbeitszyklus einer DLTS-Messung dargestellt. Es werden periodisch Füllpulse mit der Pulsspannung  $V_G = V_p$  und einer typischen Pulsdauer von  $t_p = 1$  ms an die Diode gelegt, um die QP mit Elektronen aus dem Leitungsband zu füllen ( $t < 0$ ). Der Verarmungszonenrand befindet sich während des Füllpulses in der Deckschicht ( $z_d < z_Q$ , Abb. 4.2(b) links). Anschließend werden die QP mit der Revers- bzw. Detektionsspannung  $V_G = V_r$  über die Fermienergie gehoben. Die Emission von Elektronen beginnt ( $t = 0$ , Abb. 4.2(b) mitte). Der Verarmungszonenrand befindet sich nun in der Detektionsschicht. Die Verarmungslänge  $z_{d,0}$  ist zu diesem Zeitpunkt aufgrund der in die QP-Ebene eingefüllten Elektronen mit der Dichte  $n_Q$  größer als die Ruheverarmungslänge  $z_{d,\infty}$  für leere, ungeladene QP (s. Gl. (2.16)). Die Emission von Elektronen bewirkt nun eine Verkleinerung der Verarmungslänge  $z_d$  und damit eine Vergrößerung der Kapazität. Der zeitliche Verlauf der Kapazität nach dem Füllpuls wird als Kapazitätstransiente bezeichnet (kurz: Transiente).

Zur Messung der Emissionsraten in Abhängigkeit der Temperatur wird die Temperatur langsam ( $dT/dt \leq 1$  K/min) über den für InAs-QP relevanten Bereich von  $5 \text{ K} \leq T \leq 120 \text{ K}$  gerammt. Dabei wird für die Dauer der Aufnahme einer Kapazitätstransienten (meistens  $t_t \leq 2$  s) die Temperatur als konstant angenommen. In der Praxis wird zur Rauschunterdrückung zusätzlich über mehrere (typisch 20–100) Transienten gemittelt.

### 4.1.2 Kapazitätstransienten

Im Idealfall nimmt die Elektronendichte  $n_Q$  in der QP-Ebene nach dem Füllpuls exponentiell mit der Zeit ab, bestimmt durch die Emissionsrate  $e_n$ :  $n_Q(t) = n_{Q,0} \exp(-e_n t)$ . Für kleine emittierte Ladungsmengen ist die Kapazitätsänderung  $\Delta C$  proportional zu  $n_Q$ . So wird die Kapazitätstransiente beschrieben durch (s. Gl. (2.23)):

$$\Delta C(t) = C_\infty - \Delta C_0 \exp(-e_n t) \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $\Delta C_0$  die Gesamtänderung der Kapazität und  $C_\infty$  die Ruhekapazität bei ungeladenen QP ( $t = \infty$ ).  $\Delta C_0$  ist durch die eingefüllte Ladungsmenge  $n_{Q,0}$  nach Gl. (2.23) gegeben:

$$\frac{\Delta C_0}{C_\infty} = \frac{n_{Q,0} z_Q}{N_D z_{d,\infty}^2}. \quad (4.2)$$

Durch Ersetzen der Ruheverarmungslänge  $z_{d,\infty}$  durch die Ruhekapazität  $C_\infty$  kann man auch schreiben:

$$\Delta C_0 = \frac{n_{Q,0} z_Q}{N_D} \frac{C_\infty^3}{(\epsilon \epsilon_0 A)^2}. \quad (4.3)$$

Bei Kenntnis von  $\Delta C_0$  und  $C_\infty$  kann im Experiment die Dichte der QP bestimmt werden. Diese Gleichung kann auch in Abhängigkeit der Detektionsspannung ausgedrückt werden:

$$\Delta C_0 = n_{Q,0} z_Q A \sqrt{\frac{e^3 N_D}{8 \epsilon \epsilon_0}} (V_{bi} - V_r)^{-3/2}. \quad (4.4)$$

Hiermit lassen sich die zu erwartenden Kapazitätsänderungen bei einer gegebenen Detektionsspannung abschätzen.

### 4.1.3 Auswertung der Kapazitätstransienten

Aus den Kapazitätstransienten müssen bei der Messung die enthaltenen Emissionsraten bzw. Zeitkonstanten extrahiert werden. Prinzipiell könnte man sie direkt aus einer exponentiellen Anpassung ermitteln. In der Praxis ist dies jedoch nicht möglich, da die Anzahl der zur Transiente beitragenden Zeitkonstanten oft nicht bekannt ist. Weiterhin wird eine Anpassung dadurch erschwert, dass die Ruhekapazität bei tieferen Temperaturen während einer Periode des Arbeitszyklus nicht erreicht wird. Tragen kontinuierlich verteilte Zeitkonstanten zur Transienten bei, z.B. verursacht durch die Größenverteilung der QP, ist eine exponentielle Anpassung unmöglich.

Aufgrund dieser Schwierigkeiten bedient man sich der Methode des Ratenfensters (rate window) [Lan74, Blo92], einer Filtermethode, die in Analogie zum Bandpass ein großes Ausgangssignal  $S$  erzeugt, wenn zu einer Transienten Zeitkonstanten in der Größenordnung der Referenzzeit  $\tau_{ref} = 1/e_{ref}$  des Filters beitragen. Jede gefilterte Transiente ergibt einen Datenpunkt. So erhält man bei Auftragung gegen die Temperatur das sogenannte DLTS-Spektrum  $S(T)$ . Es zeigt bei der Temperatur  $T_m$  ein Maximum, bei der die Emissionszeitkonstante der QP gerade mit der (vom Experimentator) vorgegebenen Referenzzeit übereinstimmt.

Die Filterung kann man beschreiben durch Multiplikation der Transiente  $C(t, T)$  mit einer Korrelations- bzw. Gewichtungsfunktion  $W(t)$  und Integration über die Zeit:

$$S(T) = \frac{1}{t_g} \int_0^{t_g} C(t, T) \cdot W(t) dt \quad (4.5)$$

Die obere Integrationsgrenze  $t_g$  ist bestimmt durch die verwendete Gewichtungsfunktion und der gewählten Referenzrate. Seit Einführung von DLTS von Lang [Lan74] haben sich verschiedene Korrelationsmethoden etabliert. Die beiden am häufigsten verwendeten Methoden sind die von Lang eingeführte Double-Boxcar Methode und die Lock-In Methode (z.B. [Day79]), seltener wurde die Exponential-Korrelator Methode [Mil75] benutzt. Die verschiedenen Methoden unterscheiden sich hinsichtlich der Trennung benachbarter Emissionsraten (und damit Emissionsenergien), Signal zu Rausch Verhältnis (SRV) und Einfachheit in der Implementation. In [Blo92] werden diese Methoden sehr ausführlich beschrieben.

In dieser Arbeit wird ausschließlich die Double-Boxcar Methode angewandt. Sie wird im nächsten Abschnitt beschrieben und stellt einen guten Kompromiss bezüglich Auflösung und Signal-Rausch-Verhältnis (SRV) dar und lässt sich sehr einfach implementieren.

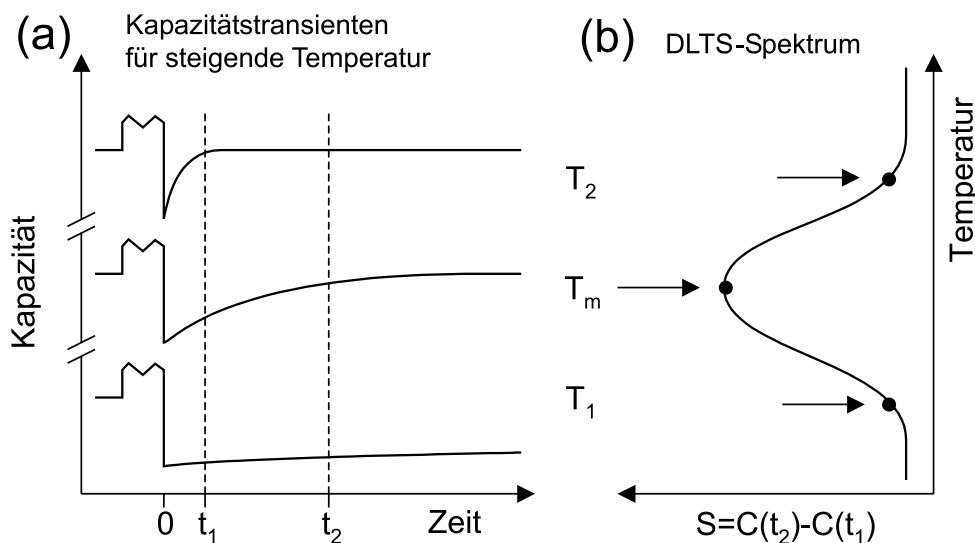
Ein gänzlich unterschiedliches und jüngeres Verfahren ist Laplacetransform-DLTS (Kurz: Laplace-DLTS oder LDLTS) [Dob04]. Hierbei werden mittels Laplace-Transformation direkt die in den Transienten enthaltenen Emissionsraten ermittelt. Die

(Energie)-Auflösung ist dabei deutlich höher als bei konventioneller DLTS mit den Ratenfenster-Methoden.

Laplace-DLTS stellt jedoch hohe Anforderungen an den experimentellen Aufbau bezüglich SRV und Temperatur-Stabilität. Die die Implementation der Laplace-Transformation ist mathematisch sehr aufwendig [Dob04]. Im Rahmen eines Gastaufenthaltes an der Universität von Manchester in England wurden Laplace-DLTS Untersuchungen an InAs-QP in der Gruppe von Prof. A. R. Peaker durchgeführt. Ergebnisse dieser Messungen werden in Abschnitt 7 erläutert.

#### 4.1.4 Double-Boxcar Methode

Die Double-Boxcar Methode (auch 2-Punkt Subtraktions-Methode genannt) [Lan74] hat ihren Namen aus der Zeit der Analogtechnik. Zwei Boxcar-Integratoren wurden verwendet, um die Kapazität an zwei vorgegebenen Zeitpunkten  $t_2$  und  $t_1$  aus der Transiente zu extrahieren und anschließend zu subtrahieren. Die Gewichtungsfunktion besteht also aus zwei im Vorzeichen unterschiedlichen Delta-Peaks bei den Zeitpunkten  $t_1$  bzw  $t_2$ .  $W(t) = \delta_{t_2} - \delta_{t_1}$ . Die Differenz  $C(t_2) - C(t_1)$  ergibt dann das DLTS-Signal  $S$  bzw. bei Auftragung gegen die Temperatur das DLTS-Spektrum  $S(T)$ .



**Abbildung 4.3:** Auswertung der Kapazitätstransienten nach der Double-Boxcar Methode: (a) Kapazitätstransienten für von unten nach oben steigende Temperatur,  $t_1$  und  $t_2$  definieren dabei das Ratenfenster. (b) Auftragung der Differenzen  $S = C(t_2) - C(t_1)$  gegen die Temperatur ergibt das DLTS-Spektrum.

In Abb. 4.3 ist die Auswertung nach der Double-Boxcar Methode dargestellt. Links (a) sind Kapazitätstransienten für 3 verschiedene Temperaturen  $T_1 < T_m < T_2$

dargestellt. Rechts (b) ist das resultierende DLTS-Signal

$$S(T) = C(t_2, T) - C(t_1, T) \quad (4.6)$$

$$= \Delta C_0 [-\exp(-t_2/\tau_n(T)) + \exp(-t_1/\tau_n(T))] \quad (4.7)$$

aufgetragen. Es zeigt bei der Temperatur  $T_m$  ein Maximum, bei der die Emissionszeitkonstante  $\tau_n = e_n^{-1}$  gleich der Referenzzeit  $\tau_{ref}$  des Double-Boxcar Ratenfensters ist. Zur Anschaulichkeit: Ein Großteil der Transiente fällt hierbei zwischen den Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  ab. Unter der Annahme, dass die Transiente rein exponentiell mit der Zeitkonstanten  $\tau_n = e_n^{-1}$  verläuft, ergibt sich die Referenzzeit  $\tau_{ref}$  durch Ableiten und Nullsetzen von Gl. (4.7) zu:

$$\tau_{ref} = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)}. \quad (4.8)$$

Die Lage der DLTS-Maxima auf der Temperaturskala ist abhängig von der gewählten Referenzzeit. Durch Bestimmung der Maxima  $T_m$  für verschiedene Referenzzeiten kann so mittels einer Arrheniusauswertung nach Gl. (2.38) die Emissionsenergie  $E_a$  bzw. der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_a$  Des QP-Niveaus bestimmt werden. Durch Logarithmieren dieser Gleichung erhält man:

$$\ln(\tau_{ref} T_m^2) = -\ln(\sigma_a \gamma) + \frac{E_a}{k T_m} \quad (4.9)$$

Die logarithmische Auftragung von  $\ln(\tau_{ref} T_m^2)$  gegen die reziproken Temperaturen  $1/T_m$  wird als Trapsignatur bezeichnet. Bei rein thermischer Emission verläuft die Trapsignatur linear. Aus der Steigung kann die Emissionsenergie  $E_a$  und aus dem Achsenabschnitt der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_a$  bestimmt werden. Bei nicht rein thermischer Emission kann die Trapsignatur auch einen nichtlinearen Verlauf zeigen. Dieses Verhalten wurde bei der Emission vom 4-fach besetzten p-Niveau beobachtet. Hierbei ist der Einfluss des TAT sehr stark (s.Abb. 4.9).

Zu Zeiten der Analog-Technik bestand das Ratenfenster aus einer Hardware-Lösung, die nur eine oder wenige Raten gleichzeitig Filtern konnten, so musste die Temperatur im Gegensatz zu heute zur Erstellung einer Trapsignatur mehrfach durchfahren werden. Heutzutage werden die Transienten digital gespeichert, so kann die Filterung nachträglich durchgeführt werden mit einer Softwarelösung, die eine beliebige Filterung zulässt. Die möglichen Referenzzeiten des Software-Ratenfensters ergeben sich dann aus der Abtastrate und der Dauer der Transientenaufnahme  $t_t$ , über die die Transiente digitalisiert wird. In dieser Arbeit wurden pro Transiente 1000 bis 4000 Messpunkte über Zeiten  $t_t$  von 100 bis 2000 ms digitalisiert. Die aus einer Transienten extrahierbaren Emissionsraten erstrecken sich somit über 2 bis 3 Größenordnungen.

### Rauschunterdrückung

Zur Verbesserung des SRV kann die Transiente jeweils an den Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  über ein Intervall der Länge  $\Delta_t$  gemittelt werden [Day79, Blo92] (Gatelänge beim

Boxcar-Integrator). Dadurch ändert sich die Referenzzeit, die durch folgende Gleichung in guter Näherung beschrieben werden kann (Fehler  $< 1\%$  bei  $\Delta t < 1/6 t_1$ ):

$$\tau_{ref} = \frac{t_2 - t_1}{\ln\left(\frac{t_2 + 1/2 \Delta t}{t_1 + 1/2 \Delta t}\right)} \quad (4.10)$$

Das SRV ist dann proportional zu  $\sqrt{\Delta t}$ .

### Übertragungsfaktor des Double-Boxcar Filters

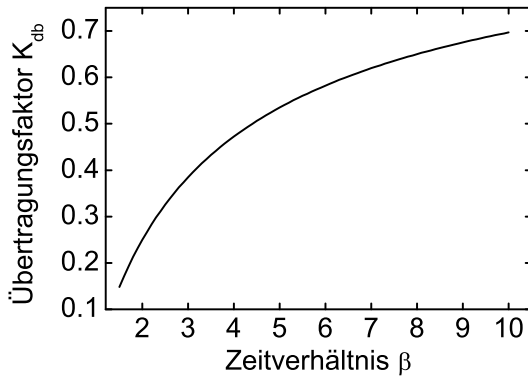
Die Amplitude  $S_m = S(T_m)$  des DLTS-Signals bei der Maximumtemperatur  $T_m$  ( $\tau = \tau_{ref}$ ) ist gegeben durch (Gl. (4.6)):

$$S_m = \Delta C_0 [-\exp(-t_2/\tau_{ref}) + \exp(-t_1/\tau_{ref})] \quad (4.11)$$

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

$$\frac{S_m}{\Delta C_0} = K_{db} = \exp\left(-\frac{\ln \beta}{\beta - 1}\right) - \exp\left(-\frac{\beta \ln \beta}{\beta - 1}\right) \quad (4.12)$$

Das Verhältnis  $S_m/\Delta C_0$  sei im Folgenden als Übertragungsfaktor  $K_{db}$  des Double-Boxcar Filters bezeichnet.  $K_{db}$  ist ausschließlich abhängig von  $\beta$ , so dass die Amplitude von DLTS-Maxima bei konstantem  $\beta$  unabhängig von der Referenzzeit ist.



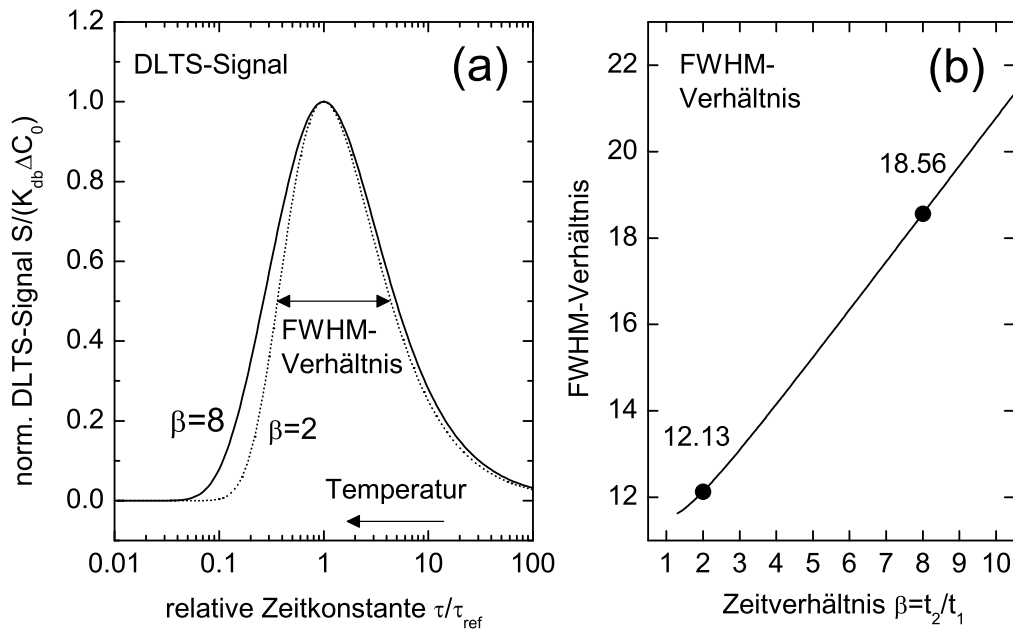
**Abbildung 4.4:** Übertragungsfaktor  $K_{db}$  des Double-Boxcar Filters in Abhängigkeit des Zeitverhältnisses  $\beta = t_2/t_1$ .

In Abb. 4.4 ist der Übertragungsfaktor  $K_{db}$  gegen das Zeitverhältnis  $\beta$  aufgetragen. Man erhält also ein größeres DLTS-Signal für größeres  $\beta$ . Dieser Effekt lässt sich gut anhand Abb. 4.3 nachvollziehen: Je weiter  $t_1$  und  $t_2$  auseinander liegen, desto größer ist die Kapazitätsdifferenz. Bei der Berechnung von QP-Dichten aus der Signalamplitude muss dieser Übertragungsfaktor berücksichtigt werden (s. Gl. (4.3)):

$$S_m = K_{db} \Delta C_0 = K_{db} \frac{n_{Q,0zQ}}{N_D} \frac{C_\infty^3}{(\epsilon \epsilon_0 A)^2} \quad (4.13)$$

### Breite des DLTS-Signals

Sämtliche Ratenfenster-Methoden erzeugen auch bei rein exponentieller Emission mit einer diskreten Zeitkonstante keine scharfen Maxima im DLTS-Spektrum. Die Breite der Maxima sind für jede Korrelationsmethode charakteristisch. Bei der Double-Boxcar Methode ist die Breite zusätzlich abhängig vom Zeitverhältnis  $\beta = t_2/t_1$ .



**Abbildung 4.5:** (a) Normalisiertes DLTS-Signal  $S/(K_{db}\Delta C_0)$  nach Gl. (4.6) aufgetragen gegen die relative Zeitkonstante  $\tau/\tau_{ref}$  für  $\beta = 2$  und  $\beta = 8$ . Kleinere Zeitkonstanten entsprechen dabei höherer Temperatur. (b) Halbwertsbreitenverhältnis (FWHM-Verhältnis) des DLTS-Signals in Abhängigkeit des Zeitverhältnisses  $\beta = t_2/t_1$ . Die Punkte entsprechen den Breiten der Maxima in (a).

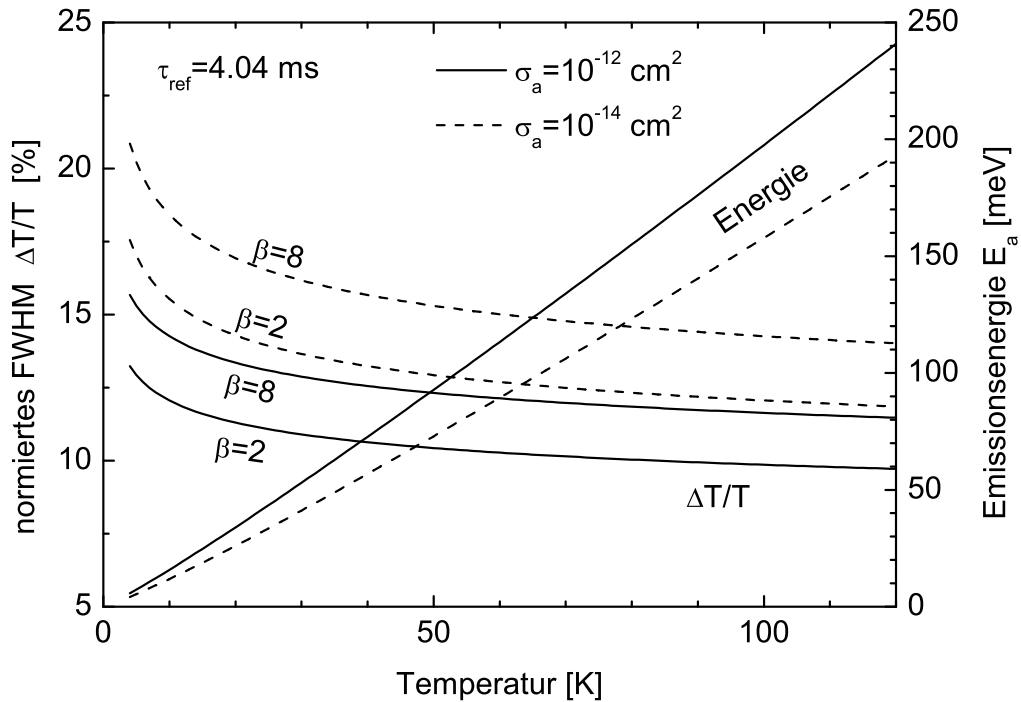
In Abb. 4.5(a) ist das Double-Boxcar DLTS-Signal normalisiert bezüglich  $K_{db}$  und  $\Delta C_0$  gegen die relative Zeitkonstante  $\tau/\tau_{ref}$  aufgetragen. Die gepunktete Kurve wurde für  $\beta = 2$  berechnet und die durchgezogene Kurve für  $\beta = 8$ . Kleinere Zeitkonstanten entsprechen im Experiment dabei einer höheren Temperatur. Das FWHM-Verhältnis (FWHM: Full Width at Half Maximum) des DLTS-Maximums nimmt mit steigendem  $\beta$  zu (s. Abb. 4.5(b)).

So ist es sinnvoll, ein möglichst kleines  $\beta$  zur Double-Boxcar-Auswertung heranzuziehen. Bei kleinem  $\beta$  wird jedoch der Übertragungsfaktor  $K_{db}$  klein. Dabei verschlechtert sich das SRV. Bei schwachen Signalen stellt die Wahl von  $\beta$  also einen Kompromiss zwischen der Auflösung und dem SRV dar. In dieser Arbeit wurde mei-

stens  $\beta = 8$  zur Auswertung der Transienten verwendet. Es hat sich als guter Kompromiss herausgestellt. Der Übertragungsfaktor beträgt dann  $K_{db}(\beta = 8) = 0.65$ .

### Energieauflösung

Über das Halbwertsbreitenverhältnis kann nach Gl. (2.38) die Temperatur- bzw. Energie-Halbwertsbreite bzw. Auflösung der Double-Boxcar Methode berechnet werden. Dieses lässt sich jedoch nicht universell angeben wie auf der Zeitbasis. Es hängt neben  $\beta$  auch von der Temperatur, der Emissionsenergie und dem Wirkungsquerschnitt ab.



**Abbildung 4.6:** Normierte Halbwertsbreite (FWHM)  $\Delta T/T$  des DLTS-Signals (linke Skala) aufgetragen gegen die Temperatur für  $\beta = 2$  und  $\beta = 8$  sowie  $\sigma_a = 10^{-12} \text{ cm}^2$  und  $\sigma_a = 10^{-14} \text{ cm}^2$ . Auf der rechten Skala sind die zur jeweiligen Temperatur gehörigen Emissionsenergien  $E_a$  für  $\tau_{ref} = 4.04 \text{ ms}$  und  $\sigma_a = 10^{-12}$  bzw.  $10^{-14} \text{ cm}^2$  aufgetragen.

In Abb. 4.6 ist die normierte Temperatur-Halbwertsbreite  $\Delta T/T$  des DLTS-Signals (linke Skala) gegen die Temperatur aufgetragen für die Zeitverhältnisse  $\beta = 2$  und  $\beta = 8$  sowie die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_a = 10^{-12} \text{ cm}^2$  und  $\sigma_a = 10^{-14} \text{ cm}^2$ . Die Halbwertsbreite wird kleiner für kleinere  $\beta$  und für größere  $\sigma_a$ . Auf der rechten Skala sind die zur jeweiligen Temperatur gehörigen Emissionsenergien  $E_a$  für  $\tau_{ref} = 4.04 \text{ ms}$  aufgetragen. Diese wurden nach Gl. (4.9) berechnet. Die Emissionsenergien

hängen im Wesentlichen linear von der Temperatur ab. Die leichte Nichtlinearität wird durch die Temperaturabhängigkeit des Terms auf der linken Seite von Gl. (4.9) beschrieben.

Die bessere Energieauflösung (kleineres  $\Delta T/T$ ) bei größerem Wirkungsquerschnitt kann man dadurch verstehen, dass bei einem größeren preexponentiellen Faktor in Gl. (2.38) die Emissionszeitkonstante den gleichen Bereich in einem kleineren Temperaturintervall überstreicht.

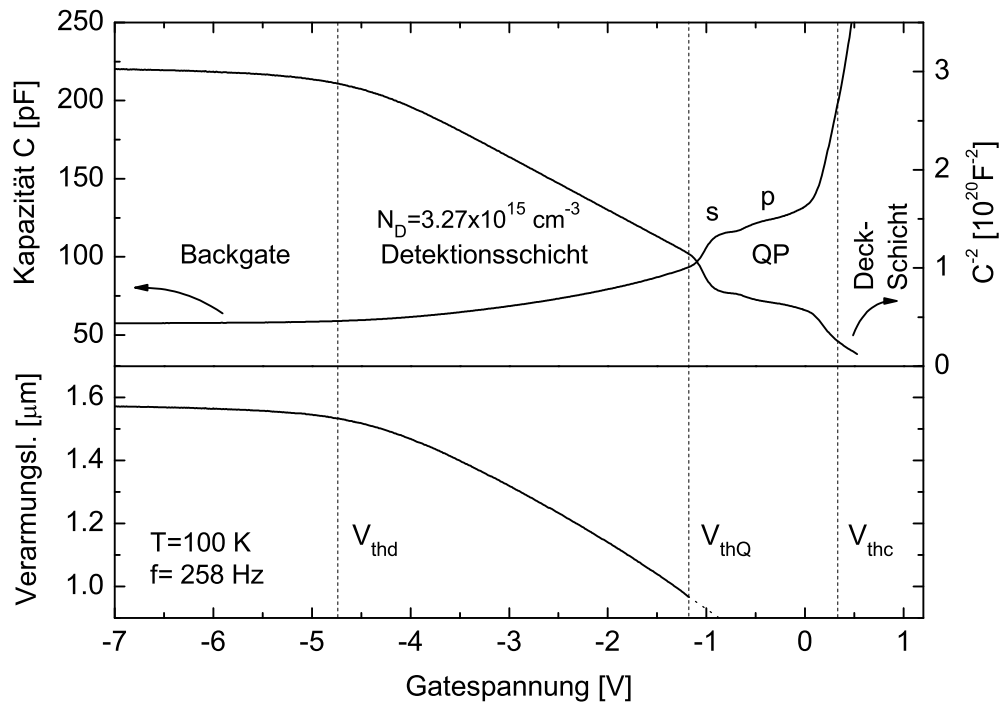
Die dargestellten Wirkungsquerschnitte  $10^{-12} \text{ cm}^2$  bis  $10^{-14} \text{ cm}^2$  entsprechen dem in dieser Arbeit für InAs-QP gefundenen Bereich. Punktdefekte in Halbleitern weisen üblicherweise wesentlich kleinere Wirkungsquerschnitte auf als InAs-QP. So beträgt der Wirkungsquerschnitt des  $\text{Ti}^{3+}/\text{Ti}^{2+}$ -Akzeptors in GaAs nur etwa  $3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  [Sch90].



## 4.2 DLTS-Messungen an InAs-QP

### 4.2.1 Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik von Schottkydioden mit InAs-QP

Bevor DLTS-Messungen an Schottkydioden mit InAs-QP durchgeführt werden können, müssen die Werte für die Puls bzw. Detektionsspannungen mittels Kapazitäts-Spannungs-Messungen (CV-Messungen) bestimmt werden. Wie bei der Kapazitätsspektroskopie (s. Kapitel 3) an MIS-Dioden wird die Kapazität der Probe gegen die Gatespannung gemessen. Die CV-Kurven an homogen dotierten Schottkydioden unterscheiden sich stark von denen der MIS-Dioden, da die geometrische Kapazität (Verarmungskapazität) aufgrund der niedrigen Dotierdichte stark von der Gatespannung abhängt. Somit hängt auch das effektive Hebelarmverhältnis stark von der Gatespannung ab, sofern man es überhaupt definieren kann. Aus diesen Gründen sind Schottkydioden nicht gut für kapazitätsspektroskopische Untersuchungen geeignet.



**Abbildung 4.7:** CV-Messung von Schottkydiode #1495 mit eingebetteten InAs-QP durchgeführt im thermischen Gleichgewicht bei einer Temperatur von  $T = 100$  K und einer Anregungsfrequenz von 258 Hz. Aufgetragen sind die Kapazität  $C$ , das reziproke Kapazitätsquadrat  $C^{-2}$ , sowie die Verarmungslänge  $z_d$  (berechnet aus  $C$ ).

In Abb. 4.7 ist eine CV-Messung von Schottkydiode #1495 mit eingebetteten InAs-QP dargestellt. Die Messung wurde bei einer Temperatur von  $T = 100$  K, einer

Anregungsfrequenz von  $f = 258$  Hz und einer Anregungsamplitude von  $\delta V = 10$  mV durchgeführt. Die QP befinden sich bei diesen Bedingungen im thermischen Gleichgewicht mit den Elektronen in der Detektionsschicht. Neben der Kapazität sind das reziproke Kapazitätsquadrat  $C^{-2}$  und die Verarmungslänge  $z_d$  aufgetragen.

Der aufgetragene Gatespannungsbereich lässt sich dabei in 4 Bereiche einteilen: Für  $V_G < V_{thd}$  ist die Probe bis zum hochdotierten Rückkontakt verarmt. Die Kapazität hängt in Analogie zur MIS-Diode nur schwach von der Spannung ab. Sie ist im Wesentlichen gegeben durch die Summe aus Deckschicht- und Detektionsschichtdicke. Dieser Spannungsbereich ist also für DLTS-Messungen ungeeignet, da die Kapazität hier extrem schwach von der Ladung in den QP abhängt.

Für  $V_{thd} < V_G < V_{thQ}$  wandert der Verarmungszonenrand durch die Detektionsschicht in Richtung QP, die Detektionsschicht wird mit Elektronen gefüllt. Die QP-Niveaus befinden sich in diesem Bereich noch oberhalb der Fermienergie, somit ist die Kapazität ausschließlich durch die Verarmungslänge gegeben. In diesem Spannungsbereich wird bei DLTS-Messungen die Detektionsspannung  $V_r$  gewählt. Hier ist auch aufgrund der niedrigen Dotierung die Abhängigkeit der Kapazität von der Ladung in den QP hinreichend groß.

Oberhalb der Einsatzspannung der Quantenpunkte  $V_{thQ}$  im Bereich  $V_{thQ} < V_G < V_{thc}$  gelangen die QP-Niveaus unter die Fermienergie und werden mit Elektronen gefüllt. Befinden sie sich im thermischen Gleichgewicht, tragen sie zum Kapazitätssignal in Analogie zur Kapazitätsspektroskopie bei und bewirken einen Kapazitätsanstieg. Die Verarmungslänge kann in diesem Fall nicht direkt aus der Kapazität berechnet werden, deshalb ist die Verarmungslänge in Abb. 4.7 nur für  $V_G \leq V_{thQ}$  aufgetragen. Der Verarmungszonenrand liegt bei der Einsatzspannung  $V_G = V_{thQ}$  noch deutlich in der Detektionsschicht ( $z_d(V_{thQ}) \approx 950$  nm,  $z_Q = 755$  nm), da die QP-Niveaus aufgrund der endlichen Bindungsenergie schon unter die Fermienergie gelangen, bevor das Leitungsband im Bereich der QP flach verläuft.

Der Verarmungszonenrand wandert beim Laden der QP mit steigender Gatespannung nur schwach in Richtung QP, da die Ladung in den QP einen Teil des elektrischen Feldes vom Gate abschirmt. Aus diesem Grunde zeigt die Kapazität einen plateauartigen Verlauf und nicht einfach einen von QP-Signal überlagerten Anstieg der Kapazität nach Gl. (2.12). Innerhalb des Plateaus ist eine Substruktur erkennbar, welche dem Laden des s-Niveaus (bei  $V_G \approx -0.9$  V) und dem Laden des p-Niveaus  $V_G \approx -0.5$  V zugeordnet werden kann. Die Auflösung ist hierbei deutlich schlechter als bei der Kapazitätsspektroskopie. Dies wird offenbar verursacht durch die hohe Temperatur von  $T = 100$  K. Diese hohe Temperatur ist jedoch notwendig um einen thermisch aktivierten Elektronenaustausch zwischen QP und Leitungsband zu gewährleisten. In Kapitel 5 wird die Temperaturabhängigkeit von CV- und Leitwertmessungen diskutiert.

Oberhalb der Spannung  $V_{thc}$  steigt die Kapazität stark an, da die QP nun vollständig geladen sind und der Verarmungszonenrand die QP-Ebene Richtung Schottkykontakt passiert. Das Leitungsband verläuft nun wie in Abb. 4.1 dargestellt. Spannungen in diesem Bereich eignen sich für Füllpulse  $V_p > V_{thc}$  zum Laden der QP mit

einer maximalen Anzahl Elektronen.

### 4.2.2 Bestimmung der Dotierdichte in der Detektionsschicht – CV-Profilng

Zur Berechnung der Emissionsfeldstärke und zur Bestimmung der QP-Dichte anhand von DLTS-Messungen ist die genaue Kenntnis der Dotierdichte in der Detektionsschicht notwendig. Diese lässt sich beim MBE-Wachstum durch die Si-Zellentemperatur einstellen. Aufgrund von Fluktuationen der Zellenflüsse variiert die Dotierdichte jedoch von Probe zu Probe um maximal 15%, so dass sie für jede Probe einzeln nach dem Wachstum experimentell bestimmt wird. Dies geschieht mit der Methode des CV-Profilng [Blo92].

Die Abhängigkeit der Kapazität von der Gatespannung bei homogener Dotierdichte  $N_D$  ist gegeben durch (Gl. (2.12)):

$$C(V_G) = A \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 e N_D}{2(V_{bi} - V_G)}}. \quad (4.14)$$

Durch umstellen nach  $C^{-2}$  erhält man:

$$C^{-2}(V_G) = \frac{2}{A^2 \epsilon \epsilon_0 e N_D} (V_{bi} - V_G). \quad (4.15)$$

$C^{-2}$  hängt also bei homogener Dotierung linear von  $V_G$  ab. Durch Ableiten nach  $V_G$  kann man nun schreiben:

$$\frac{d(C^{-2})}{dV_G} = -\frac{2}{A^2 \epsilon \epsilon_0 e N_D} \quad \text{bzw.} \quad N_D(V_G) = -\frac{2}{A^2 \epsilon \epsilon_0 e} \left( \frac{d(C^{-2})}{dV_G} \right)^{-1} \quad (4.16)$$

$N_D$  kann nun aus der Steigung von  $C^{-2}(V)$  bestimmt werden. Gl. (4.16) ist auch für nichthomogene Dotierprofile gültig.  $N_D(V_G)$  ergibt jeweils die Dotierdichte am Rand  $z_d$  der Verarmungszone. So kann ein Dotierprofil ( $N_D(z)$ ) der Probe erstellt werden [Blo92]. Die Ortsauflösung ist jedoch durch die Debye-Länge (s. Gl. (2.11)) begrenzt.

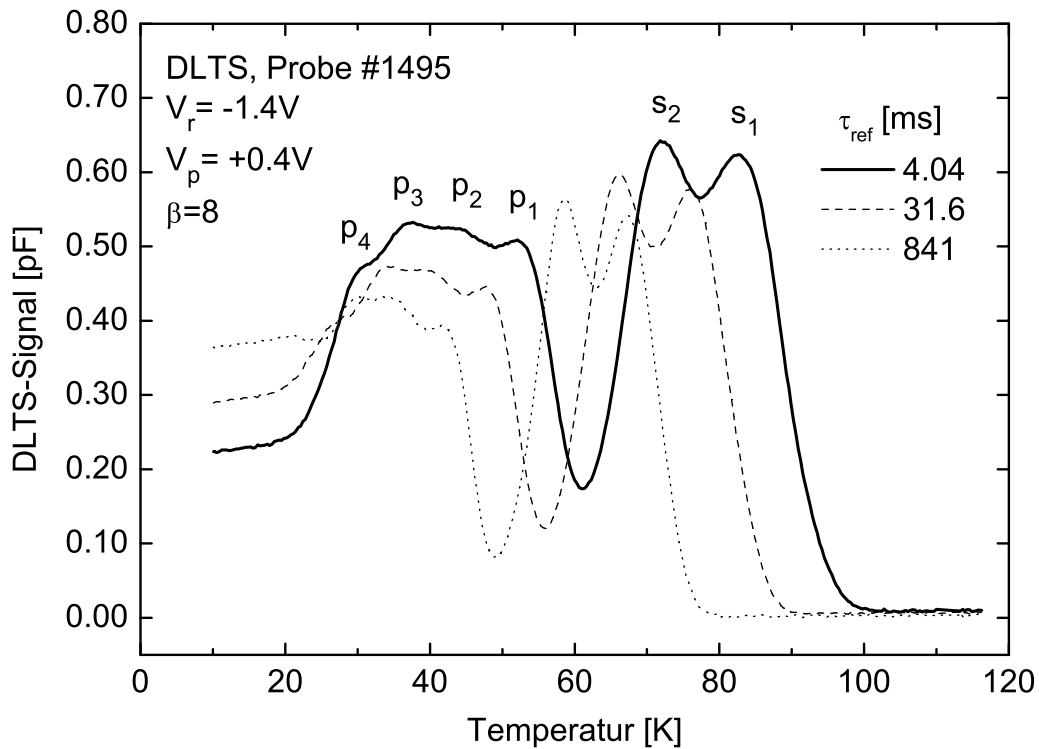
Generell wird mit Gl. (4.16) die Netto-Dotierdichte  $N_D - N_A$  bestimmt. Da jedoch in den MBE-gewachsenen Proben die Hintergrunddotierdichte  $N_A$  klein ist im Vergleich zur gewollt eingebrachten Dotierdichte  $N_D$ , wird  $N_A$  im Folgenden nicht mit angeführt. Sämtliche Angaben bezüglich  $N_D$  beziehen sich auf die Nettodotierdichte  $N_D - N_A$ . Diese ist auch relevant für die Berechnung der Emissionsfeldstärke (s. Abschnitt 4.2.4) und der QP-Dichte (s. Abschnitt 4.2.9).

Mit Hilfe temperaturabhängiger Hall-Messungen an niedrig dotierten Volumenproben ist es möglich, sowohl die Donatordichte  $N_D$  als auch die Akzeptordichte  $N_A$  separat zu bestimmen [Sti68]. Solche im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen lieferten Akzeptordichten  $N_A$  von einigen  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Somit liegt die Akzeptordichte der in dieser Arbeit untersuchten Proben mindestens eine Größenordnung unter der gewollt eingebrachten Donatordichte.

Für Probe #1495 kann nun aus dem linearen Bereich der  $C^{-2}$ -Kurve für  $V_{thd} < V_G < V_{thQ}$  die Dotierdichte in der Detektionsschicht bestimmt werden. So ergibt sich aus einer linearen Anpassung im Bereich  $-3.5\text{ V} < V_G < -1.5\text{ V}$  eine Dotierdichte von  $N_D = 3.27 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ . Dieser Wert liegt im Bereich der im Rahmen dieser Arbeit festgestellten Streuung von etwa 15%.

### 4.2.3 Bestimmung der Emissionsenergien–Arrheniusauswertung

In diesem Abschnitt werden DLTS-Messungen von Probe #1495 vorgestellt und die Bestimmung der Emissionsenergien durch Erstellung der Trapsignatur erläutert.



**Abbildung 4.8:** DLTS-Spektren von Probe #1495 aufgenommen mit einer Detektionsspannung von  $V_r = -1.4\text{ V}$  und einer Pulsspannung von  $+0.4\text{ V}$  für verschiedene Referenzzeiten von  $\tau_{ref} = 4.04\text{ ms}$  bis  $\tau_{ref} = 841\text{ ms}$ .

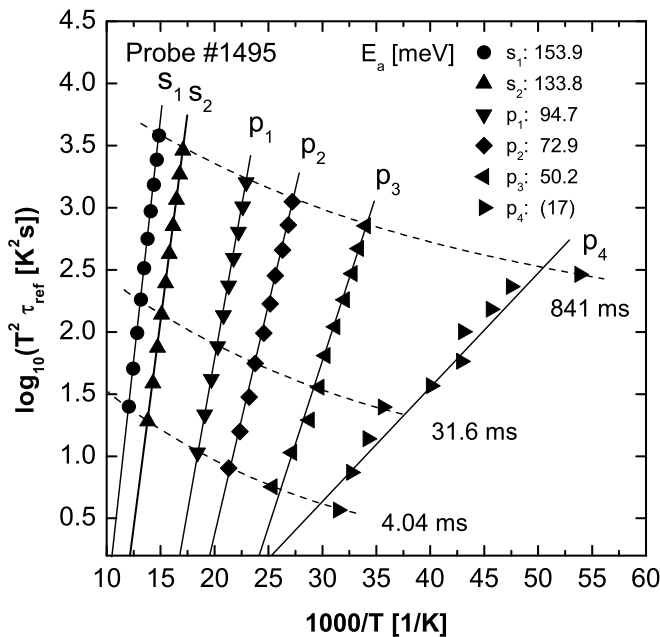
In Abb. 4.8 sind DLTS-Spektren von Probe #1495 für die Referenzzeiten  $\tau_{ref} = 4.04\text{ ms}$ ,  $31.5\text{ ms}$  und  $841\text{ ms}$  dargestellt. Die Spektren wurden mit einer Detektionsspannung von  $V_r = -1.4\text{ V}$  und einer Pulsspannung von  $+0.4\text{ V}$  aufgenommen. Als Zeitverhältnis für die Double-Boxcar Auswertung wurde  $\beta = 8$  gewählt. Die Detektionsspannung  $V_r$  wurde so eingestellt, dass die Elektronenniveaus der QP gerade über die Fermienergie gehoben werden. Unter dieser Bedingung ist die Emissionsfeldstärke minimal und damit auch der Einfluss der Tunnelemission. Dies ist gerade

wichtig, um auch die Emission aus flacheren Zuständen wie etwa dem p-Niveau beobachten zu können. Die Pulsspannung wurde so gewählt, dass die QP mit einer maximalen Anzahl an Elektronen gefüllt wurden (vgl. Abb. 4.7). Die Pulsdauer betrug  $t_p = 1$  ms und die Transienten wurden jeweils über eine Dauer von  $t_t = 2$  s aufgenommen.

Betrachtet man zunächst die Kurve für  $\tau_{ref} = 4.04$  ms. Es werden deutlich zwei Maxima im Bereich von 70 K bis 85 K aufgelöst. Sie können der Emission der beiden s-Elektronen zugeordnet werden und werden im Folgenden mit  $s_1$  bzw.  $s_2$  bezeichnet. Zwischen 25 K und 55 K sind 4 etwas schlechter aufgelöste Maxima erkennbar, sie können den p-Elektronen zugeordnet werden und sind mit  $p_1$  bis  $p_4$  gekennzeichnet. Die Zuordnung der Maxima kann sehr gut anhand von DLTS-Spektren nachvollzogen werden, die bei unterschiedlichen Pulsspannungen aufgenommen wurden (s. Abschnitt 4.2.10) [Sch04c].

Unterhalb von  $T = 25$  K verschwindet das Signal nicht vollständig. Es verläuft hier nahezu temperaturunabhängig, was auf Tunnelemission weiterer Elektronen hinweist [Kap99]. Dieses Signal wird im Folgenden als Tunneluntergrund bezeichnet. Möglicherweise stammen die hier emittierten Elektronen aus dem d-Niveau oder aus der Wettinglayer. Die Herkunft konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht endgültig geklärt werden. Der Untergrund kann durch Anlegen eines parallel zur Probenoberfläche orientierten Magnetfeldes unterdrückt werden (s. Abschnitt 4.3), was die Erklärung durch Tunnelprozesse unterstützt.

Die Maxima der Spektren wandern mit steigender Referenzzeit (kleinerer Emissionsrate) zu niedrigeren Temperaturen. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf einen thermisch aktivierten Emissions-Prozess.



**Abbildung 4.9:** Trap-signaturen erstellt aus den DLTS-Spektren in Abb. 4.8 (Probe #1495). Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Punkte der drei in Abb. 4.8 dargestellten Spektren.

Elektron#	$E_a$ [meV]	$\sigma_a$ [cm <sup>2</sup> ]
1 : $s_1$	153.9	$4.0 \times 10^{-13}$
2 : $s_2$	133.8	$5.0 \times 10^{-13}$
3 : $p_1$	94.7	$2.7 \times 10^{-13}$
4 : $p_2$	72.9	$4.6 \times 10^{-14}$
5 : $p_3$	50.2	$3.1 \times 10^{-15}$
6 : $p_4$	(17)	$(3.1 \times 10^{-19})$

**Tabelle 4.1:** Emissionsenergien und Wirkungsquerschnitte von Probe #1495 ermittelt aus den Trapsignaturen in Abb. 4.9.

In Abb. 4.9 sind die Trapsignaturen dargestellt, die aus den Maximumpositionen der Spektren in Abb. 4.8 ermittelt wurden. Zur Erstellung der Trapsignaturen wurden 10 Spektren ausgewertet, von denen 3 Spektren in Abb. 4.8 dargestellt sind. Die zu diesen Spektren gehörigen Datenpunkte sind in Abb. 4.9 durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

Die Trapsignatur des  $p_4$ -Elektrons verläuft nicht linear, was auf einen sehr starken Einfluss der Tunnelemission hinweist (s. Abschnitt 4.2.4). Die daraus gewonnene Emissionsenergie von 17 meV ist daher sehr unsicher.

Die aus den Trapsignaturen gewonnenen Emissionsenergien  $E_a$  und Wirkungsquerschnitte  $\sigma_a$  sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Für das  $s_1$ -Elektron beträgt die Emissionsenergie  $E_{a,s_1} = 153.9$  meV, für das  $s_2$ -Elektron  $E_{a,s_2} = 133.8$  meV. Die Differenz beträgt 20.1 meV, und ist somit etwas größer als die durch Kapazitätsspektroskopie an ähnlichen QP in MIS-Dioden gewonnene Coulomb-Blockade-Energie von 17.9 meV. Für das p-Niveau beträgt der mittlere Abstand der Energien etwa 26 meV, was deutlich über dem entsprechenden Wert der CBE von 12.3 meV liegt. Weiterhin ist die Emissionsenergie des  $s_1$ -Elektrons kleiner als die Grundzustands-Bindungsenergie, die durch Kapazitätsspektroskopie ermittelt wurde ( $E_{s_1} = 170$  meV). Alle diese Tatsachen lassen sich durch das thermisch assistierte Tunneln erklären und werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

Der hier gefundene Wert von  $E_{a,s_1} = 153.9$  meV stimmt recht gut mit dem in [Eng03] gefundenen Wert von 160 meV überein. Er liegt jedoch deutlich über dem Wert von Kapteyn *et al.* [Kap99] (94 meV). Diese Diskrepanz kann möglicherweise auch durch das thermisch assistierte Tunneln erklärt werden. Die Emissionsfeldstärke war in Kapteyns Probe offenbar aufgrund der hohen Dotierdichte ( $1.7 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>) sehr hoch.

#### 4.2.4 Besetzungsabhängigkeit der Emissionsfeldstärke – thermisch assistiertes Tunneln

Die Emissionsfeldstärke  $F_Q$  hängt bei gegebener Detektionsspannung  $V_r$  auch von der Ladung in den QP ab (Besetzung  $i$ ). Unter der Annahme einer homogenen

Flächenladung  $\sigma_Q = -en_Q = -eiN_Q$  ist die Feldstärke nach Gl. (2.20) gegeben:

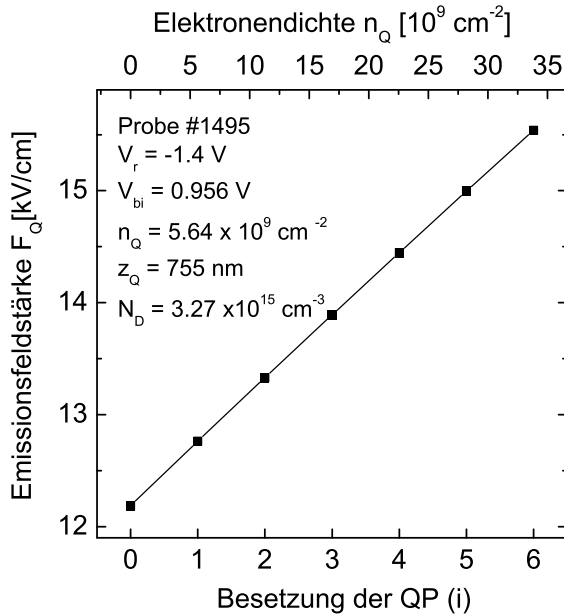
$$F_Q = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} \left( \underbrace{\sqrt{\frac{2}{eN_D}(\epsilon\epsilon_0(V_{bi} - V_G) + en_Qz_Q)}}_{z_d} - z_Q \right) \quad \text{mit} \quad n_Q = i \cdot N_Q. \quad (4.17)$$

Zur Berechnung der Emissionsfeldstärke kann in der Praxis nicht direkt die Detektionsspannung in die obige Gleichung eingesetzt werden. Es hat sich gezeigt, dass die experimentellen CV-Daten von QP-Proben für  $V_G < V_{thQ}$  von dem theoretischen Verlauf leicht abweichen (s. Gl. (2.12)). Dies kann mehrere Ursachen haben: Beim Wachstum der QP-Schicht wird auch eine Schicht Kohlenstoff-Akzeptoren der Hintergrunddotierung eingewachsen, die effektiv einer zusätzlichen ortsfesten negativen Flächenladung entspricht. Weiterhin variiert die Dotierdichte innerhalb der ersten etwa 100 nm Deckschicht über den QP aufgrund von Shuttertransienten (Änderung des Zellenflusses nach öffnen eines Shutters beim MBE-Wachstum [Hey05b]). Weiterhin werden die QP in eine 15–20 nm starke intrinsische GaAs-Schicht eingebettet. Dies entspricht einer Unterbrechung des homogenen Dotierprofils.

In der Praxis lassen sich diese Effekte gut durch eine leicht angepasste Diffusionsspannung  $V_{bi}$  beschreiben. Für Probe #1495 ergibt sich so eine Diffusionsspannung von  $V_{bi} = 0.956$  V. Bei Annahme dieser Diffusionsspannung stimmt die experimentelle CV-Kurve (s. Abb. 4.7) mit dem theoretischen Verlauf nach Gl. (2.12) für  $V_G < V_{thQ}$  überein. Im Vergleich zu der sonst angenommenen Diffusionsspannung von  $V_{bi} = 0.8$  V entspricht die Änderung der Diffusionsspannung von  $\Delta V = +0.156$  V einer positiven Flächenladung von  $1.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  in der QP-Ebene (s. Gl. (2.15)). Dies entspricht dem entgegengesetzten Effekt der Akzeptorschicht bzw. der intrinsischen Schicht. Offenbar dominiert hier der Einfluss von Shuttertransienten.

In Abb. 4.10 ist die Emissionsfeldstärke in Abhängigkeit der Besetzung bei einer Detektionsspannung von  $V_r = -1.4$  V dargestellt (Probe #1495). Sämtliche zur Berechnung herangezogenen Parameter sind im Diagramm notiert. So vergrößert sich die Feldstärke von 12.2 kV/cm auf 15.5 kV/cm bei einer Besetzung mit 6 Elektronen im Vergleich zu leeren QP. Die hier beschriebene Feldstärke gilt für die Annahme einer homogenen Flächenladung in der QP-Ebene (1D-Modell). In der Nähe eines geladenen QP ist sie aufgrund des 3D-Coulombpotentials viel größer. Im Folgenden wird von der eindimensional berechneten Feldstärke ausgegangen.

Durch den Effekt des thermisch assistierten Tunnelns (TAT, s. Abschnitt 2.5.3) erhöhen sich die Emissionsraten im elektrischen Feld. Die Emissionsratenerhöhung (ERE) ist nach dem Vincent-Modell [Vin79] gegeben durch Gl. (2.43) beschrieben. Bei moderaten Emissionsfeldstärken ist die ERE unabhängig von der Bindungsenergie  $E_i$  (s. Abb. 2.12). So kann ohne Kenntnis der Bindungsenergie von einer gemessenen Emissionsrate auf die Emissionsrate geschlossen werden, wie sie ohne Tunnelemission auftreten würde. Mit den so ermittelten Emissionsraten können nun nach Gl. (4.9) die tatsächlichen Bindungsenergien im Rahmen der Gültigkeit des Vincent-Modells bestimmt werden.



**Abbildung 4.10:** Emissionsfeldstärke für Probe #1495 bei  $V_r = -1.4 \text{ V}$  in Abhängigkeit der Besetzung der QP.

In Abb. 4.11 sind die mit der oben beschriebenen Methode ermittelte Trapsignaturen von Probe #1495 dargestellt (offene Symbole). Weiterhin sind zum Vergleich die Trapsignaturen aus der Messung (Abb. 4.9) mit gefüllten Symbolen aufgetragen. Die korrigierten Trapsignaturen liegen bei deutlich höheren Zeitkonstanten (kleineren Emissionsraten). Besonders bei den Elektronen des p-Niveau ist die Korrektur drastisch. Die ermittelten Bindungsenergien  $E_i$  sind in Tabelle 4.2 aufgetragen. Diese sind entsprechend größer als die Emissionsenergien (s. Tabelle 4.1).

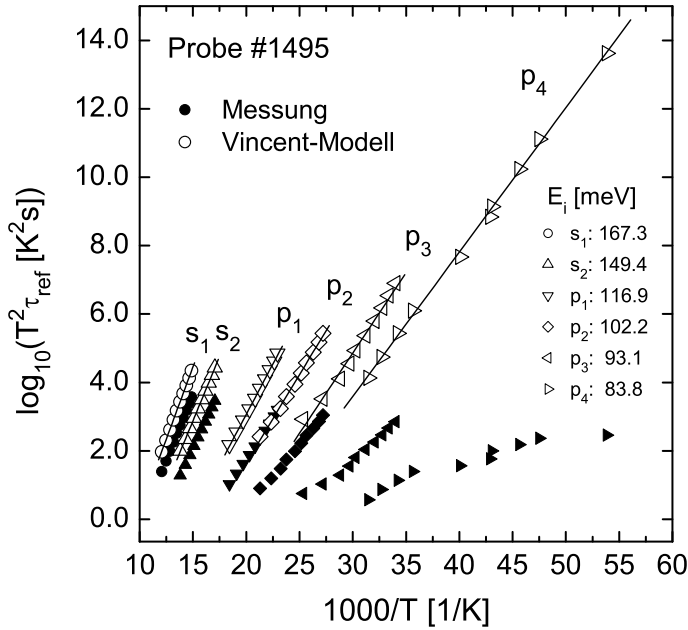
Die Bindungsenergie  $E_i$  des  $s_1$ -Elektrons beträgt nach der Korrektur  $E_{s1} = 167.3 \text{ meV}$  bzw.  $E_{s2} = 149.4 \text{ meV}$ . Daraus ergibt sich eine CBE von  $E_{ss}^C = 17.9 \text{ meV}$  und damit nach Warburton [War98] eine CBE zwischen s- und p-Niveau von  $4.5 \text{ meV}$ . Weiterhin beträgt die mittlere CBE des p-Niveau  $E_{p,av}^C = 11.0 \text{ meV}$ . Für den Abstand zwischen s- und p-Niveau ergibt sich dann:  $E_{sp} = 28.0 \text{ meV}$ . Die hier gefundenen Ergebnisse werden in Abschnitt 4.2.6 mit den Ergebnissen der Kapazitätsspektroskopie verglichen.

Elektron#	$E_i$ [meV]	$\sigma_i$ [ $\text{cm}^2$ ]
1 : $s_1$	167.3	$6.9 \times 10^{-13}$
2 : $s_2$	149.4	$1.2 \times 10^{-12}$
3 : $p_1$	116.9	$2.3 \times 10^{-12}$
4 : $p_2$	102.2	$2.0 \times 10^{-12}$
5 : $p_3$	93.1	$7.4 \times 10^{-12}$
6 : $p_4$	83.8	$5.3 \times 10^{-12}$

**Tabelle 4.2:** Bindungsenergien und Wirkungsquerschnitte von Probe #1495 ermittelt nach dem Vincent-Modell (s. Abb. 4.11).

Die Wirkungsquerschnitte liegen nach der Korrektur alle in der gleichen Größenordnung um etwa  $\sigma_i \approx 3 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$  (s. Tabelle 4.2). Vor der Korrektur erstreckten sie sich über mehrere Größenordnungen (s. Tabelle 4.1).





**Abbildung 4.11:** Nach dem Vincent-Modell [Vin79] erstellte Trap-signaturen von Probe #1495 (offene Symbole). Gefüllte Symbole kennzeichnen die Messdaten aus Abb. 4.9.

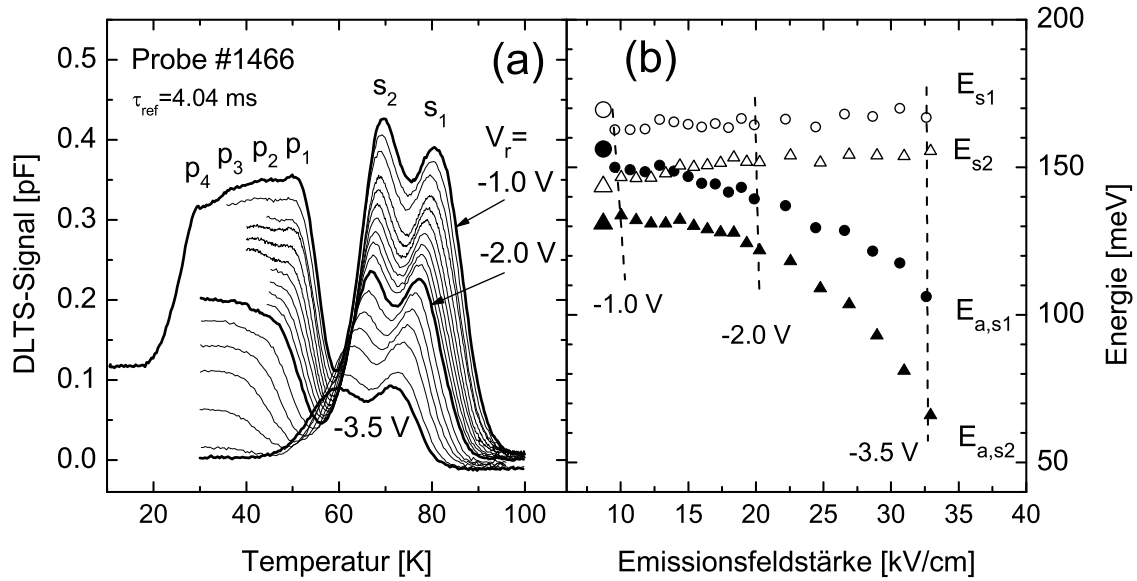
Deutet man den Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_i \approx 3 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$  als Fläche der QP, so ergibt sich ein Durchmesser von etwa 20 nm. Dieser Wert entspricht den üblichen Durchmessern von InAs-QP [Bim99, Leo94]. Die Übereinstimmung ist erstaunlich hinsichtlich der unterschiedlichen physikalischen Bedeutungen von Durchmesser und Wirkungsquerschnitt.

#### 4.2.5 Detektionsspannungsabhängigkeit der Emissionsfeldstärke–thermisch assistiertes Tunneln

In Abschnitt 4.2.4 wurde bereits der besetzungsabhängige Einfluss der Emissionsfeldstärke auf die Emissionsenergie der einzelnen QP-Niveaus dargestellt. Die Messungen wurden bei genau einer Detektionsspannung und damit bei einer für jedes Elektron festen Feldstärke durchgeführt. In diesem Abschnitt werden DLTS-Messungen für verschiedene Emissionsfeldstärken vorgestellt [Sch04c]. Die Feldstärke kann dabei mit der Detektionsspannung nach Gl. (4.17) über einen gewissen Bereich eingestellt werden, der durch  $V_{thd} \leq V_r \leq V_{thQ}$  bestimmt ist (s. Abb. 4.7).

In Abb. 4.12(a) sind DLTS-Spektren für verschiedene Detektionsspannungen im Bereich von  $-3.5 \text{ V}$  bis  $-1.0 \text{ V}$  dargestellt. Diese Messungen wurden an Probe #1466 durchgeführt. Der Wesentliche Unterschied zur Probe #1495 ist die kleinere QP-Dichte von  $N_{Q,\#1466} = 4.25 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Die Dotierdichte der Detektionsschicht  $N_{D,\#1466} = 3.74 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ist hingegen ein wenig größer (s. Anhang A). Die Emissionsfeldstärken in beiden Proben sind jedoch vergleichbar.

Die DLTS-Maxima in Abb. 4.12(a) schieben mit kleinerer Detektionsspannung zu tieferen Temperaturen. Kleinere Detektionsspannungen entsprechen dabei höher-



**Abbildung 4.12:** (a) DLTS-Spektren von Probe #1466 aufgenommen für verschiedene Detektionsspannungen  $V_r$ . (b) Emissionsenergien  $E_{a,s1}$ ,  $E_{a,s2}$  des einfach bzw. zweifach besetzten s-Niveau aufgetragen gegen die Emissionsfeldstärke (geschlossene Symbole). Offene Symbole Kennzeichnen die nach dem Vincent-Modell [Vin79] aus den Emissionsenergien berechneten Bindungsenergien  $E_{s1}$ ,  $E_{s2}$ . Die gestrichelten Linien verbinden Datenpunkte, die jeweils zu einer Detektionsspannung gehören. Die großen Symbole bei  $F \approx 8$  kV/cm kennzeichnen die mittels Admittanzspektroskopie gewonnenen Energien (s. Abschnitt 5.2.1).

en Emissionsfeldstärken (s. Gl. (4.17)). In Abb. 4.12(b) sind die unter Annahme rein thermischer Emission nach Gl. (4.9) ermittelten Emissionsenergien des einfach ( $E_{a,s1}$ ) bzw. zweifach ( $E_{a,s2}$ ) besetzten s-Niveau gegen die Feldstärke aufgetragen (gefüllte Datenpunkte). Die Datenpunkte für höhere Besetzung sind entsprechend der Besetzungsabhängigkeit der Emissionsfeldstärke zu größeren Feldstärken verschoben. Die Emissionsenergien nehmen sehr stark mit steigender Feldstärke ab.

Der Poole-Frenkel-Effekt kann für ein Kastenpotential mit der Ausdehnung  $h$  beschrieben werden durch  $\Delta E_{PF} = -eh/2F_Q$ . Unter der Annahme, ein überwachsener QP habe eine Höhe von  $h = 4$  nm [Wu97], ergibt sich bei  $F_Q = 33$  kV/cm gerade eine Barrierenerniedrigung von  $\Delta E_{PF} = 6.6$  meV. Dies schließt den Poole-Frenkel-Effekt als alleinige Ursache für die starke Feldabhängigkeit der Emissionsenergien aus.

In Abb. 4.12(b) sind die nach dem Vincent-Modell aus den Emissionsenergien ermittelten Bindungsenergien  $E_i$  durch offene Symbole dargestellt. Die Bindungsenergien sind danach nahezu feldunabhängig und betragen  $E_{s1} = 165 \pm 2$  meV und  $E_{s2} = 151 \pm 2$  meV für das einfach bzw. zweifach besetzte s-Niveau [Sch05]. Die starke Feldabhängigkeit der Emissionsenergien kann also durch das thermisch

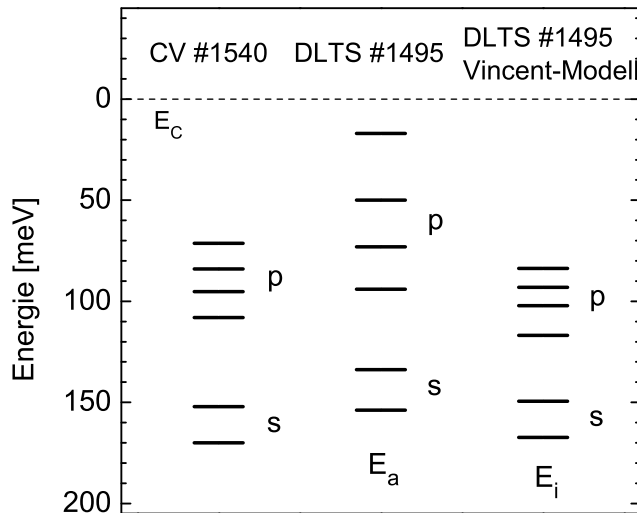
assistierte Tunneln nach dem Vincent-Modell beschrieben werden [Sch04c]. Kapteyn *et al.* [Kap99] hingegen erklären die gefundene niedrige Emissionsenergie von 94 meV mit thermisch assistiertem Tunneln durch ein diskretes höheres QP-Niveau. Dieser Ansatz kann jedoch nicht die Feldstärkeabhängigkeit erklären.

Unter der Annahme, die Emission würde ausschließlich durch das intermediäre Niveau mit der nach dem Vincent-Modell wahrscheinlichsten Energie  $E_m$  stattfinden (s. Abb. 2.13), kann der Verlauf der Emissionsenergien  $E_a$  in Abb. 4.12(b) durch den parabelförmigen Verlauf nach Gl. (2.45) beschrieben werden:

$$E_a(F) = E_a(F=0) - \left( \frac{e\hbar F}{\sqrt{8} kT} \right)^2 \frac{F^2}{m^*} \quad (4.18)$$

Bei einer Anpassung kann so die effektive Masse der Elektronen im Barrierenmaterial bestimmt werden. Aus der Auswertung des Energieverlaufs des einfach besetzten s-Niveaus ergibt sich nach dieser Methode eine effektive Masse von  $\approx 0.05 m_0$ . Die Temperatur wurde hierbei zu  $T = 75$  K angenommen. Dieser Wert entspricht etwa der mittleren Temperatur, bei der das  $s_1$ -Maximum in Abb. 4.12 auftritt. Die Abschätzung  $m^* \approx 0.05 m_0$  ist jedoch eine sehr grobe Abschätzung. Sie liegt deutlich unter der effektiven Masse von Elektronen an der Leitungsbandkante in GaAs ( $m_{GaAs}^* = 0.067$ ).

#### 4.2.6 Vergleich mit Kapazitätsspektroskopie



**Abbildung 4.13:** Vergleich der Energiespektren von InAs-QP ermittelt durch Kapazitätsspektroskopie (links), DLTS (mitte) sowie DLTS unter Berücksichtigung des Vincent-Modells (rechts). Aufgetragen ist die Energie bezüglich der Leitungsbandkante.

Die Ergebnisse der kapazitätsspektroskopischen Untersuchungen in Kapitel 3 sowie die mittels DLTS-Messungen bestimmten Emissions- und Bindungsenergien aus den letzten Abschnitten sind in Abb. 4.13 als Energiespektren bezüglich der Leitungsbandkante dargestellt. Die mit Hilfe des Vincent-Modells [Vin79] ermittelten

Bindungsenergien (Probe #1495) stimmen dabei mit den Kapazitätsdaten (Probe #1540) überein. Der Abstand zwischen s- und p-Niveau von Probe #1495 ist jedoch kleiner als bei Probe #1540. Andere mittels DLTS untersuchte Proben weisen jedoch einen Niveauabstand auf, der dem von Probe #1540 entspricht (hier nicht gezeigt).

Die Emissionsenergien  $E_a$  von Probe #1495 sind hingegen sehr viel kleiner als die Bindungsenergien  $E_i$ , dies gilt besonders für das p-Niveau.

### 4.2.7 Überlegungen zur Coulomb Blockade

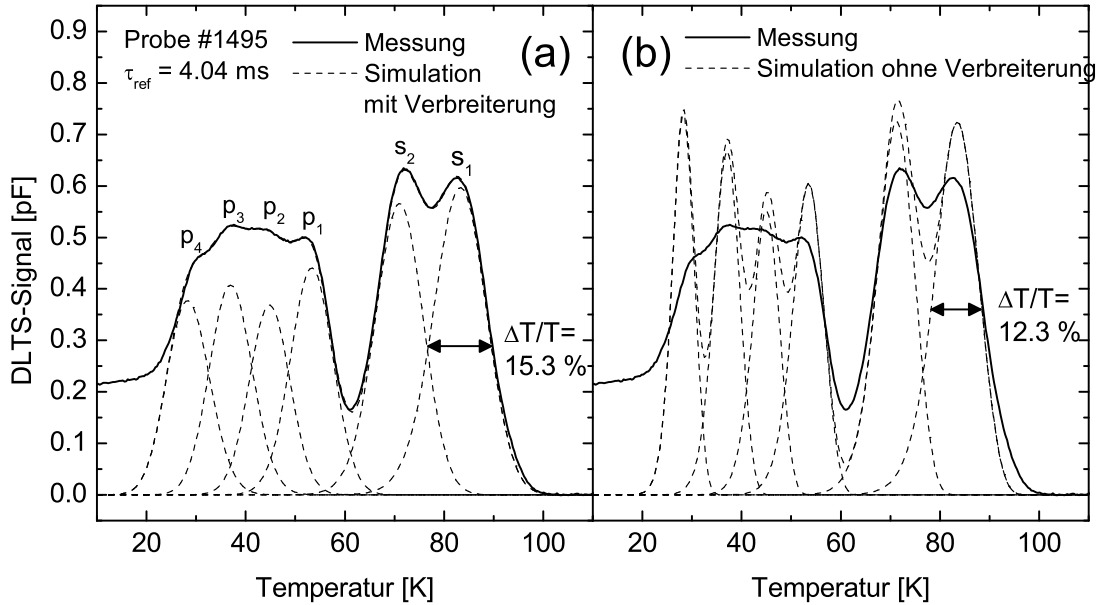
Der gefundene Unterschied der Bindungsenergien des  $s_1$  bzw.  $s_2$ -Elektrons stimmt sehr gut mit der durch Kapazitätsspektroskopie gefundenen CBE von 17.9 meV überein. So liegt die Vermutung nahe, der bei DLTS-Messungen ermittelte Energieunterschied wird durch die Coulombblockade verursacht. Dies stellt jedoch ein Paradoxon dar, denn die beiden s-Elektronen werden vom gleichen QP-Niveau über die gleiche Barriere mit der selben Höhe emittiert. Die CBE sollte also bei DLTS-Messungen nicht aufgelöst werden können. Aus Sicht der Energieerhaltung scheint es jedoch plausibel, die CBE als Ursache der kleineren Bindungsenergie des  $s_2$  Elektrons anzunehmen.

Möglicherweise kann die kleinere Bindungsenergie durch einen hier unterschätzten Feldeffekt erklärt werden, welcher aus dem dreidimensionalen Coulombpotential eines geladenen QP resultiert. In der Nähe eines geladenen QP ist das elektrische Feld deutlich größer als die bisher eindimensional berechnete Emissionsfeldstärke  $F_Q$ . Für zukünftige Experimente könnte das Vincent-Modell dahingehend modifiziert werden, das Coulomb-Potential eines geladenen QP zu berücksichtigen. Eventuell können damit für das einfach bzw. zweifach besetzte s-Niveau gleiche Bindungsenergien bestimmt werden.

### 4.2.8 Inhomogene Verbreiterung des QP-Ensembles

Die DLTS-Messungen werden an einem großen Ensemble von QP durchgeführt. Unter einem Gate mit einem Durchmesser von 1 mm befinden sich bei einer Dichte von  $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  etwa  $3.9 \times 10^7$  QP. Die Größenverteilung der QP resultiert in einer inhomogenen Verbreiterung der Emissionsenergien. Dies führt bei einer DLTS-Messung zu einer Verbreiterung der Maxima. Durch Anpassen simulierter Spektren kann die Energieverbreiterung abgeschätzt werden.

In Abb. 4.14(a) ist ein simuliertes DLTS-Spektrum (gestrichelte Linien) dargestellt, welches an die Messung in Abb. 4.8 unter Annahme von gaußverbreiterten Emissionsenergien angepasst wurde. Als freie Parameter wurden hierbei die Standardabweichungen  $\sigma_{E_a}$  der Emissionsenergien sowie die Amplituden  $\Delta C_0$  variiert. Die Emissionsenergien sowie Wirkungsquerschnitte wurden bei der Anpassung konstant gehalten und entsprechen den Werten in Tabelle 4.1. Es sei noch erwähnt, dass eine solche Anpassung alleine kann nicht zur Bestimmung der Emissionsener-



**Abbildung 4.14:** (a) Simulierte DLTS-Maxima (gestrichelte Kurven) zur Anpassung der Messung (durchgezogene Kurve) berechnet unter Annahme von gaußverbreiterten Emissionsenergien. (b) Simulierte DLTS-Maxima für scharfe Emissionsenergien (gestrichelte Kurven), ansonsten jedoch gleichen Parametern wie in (a).

gien selbst verwendet werden kann, da die Lage der DLTS-Maxima auch von den Wirkungsquerschnitten abhängt. So können nur durch eine Trapsignatur Emissionsenergie und Wirkungsquerschnitt gemeinsam bestimmt werden. Für die Anpassung wurden die Standardabweichungen jeweils der s- und p-Maxima aus symmetriegründen gleichgesetzt.

QP-Niveau	Inhomogene Verbreiterung (Standardabweichung)
s	6.0 meV
p	5.3 meV

**Tabelle 4.3:** Inhomogene Verbreiterung der QP-Emissionsenergien von Probe #1495, ermittelt durch Anpassung des Spektrums in Abb. 4.8.

Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. So ergibt sich für das s-Niveau eine Verbreiterung (Standardabweichung) von  $\sigma_{Ea,s} = 6.0$  meV und für das p-Niveau  $\sigma_{Ea,p} = 5.3$  meV. Die größere Breite des s-Niveau kann dadurch erklärt werden, dass das s-Niveau tiefer gebunden ist als das p-Niveau. Somit wirken sich Fluktuationen der QP-Größe stärker auf das s-Niveau aus.

In Abb. 4.14(b) ist das simulierte DLTS-Spektrum der Anpassung aus (a) für scharfe Emissionsenergien dargestellt. Für die Berechnung wurden bis auf die Standardabweichungen die gleichen Werte für Emissionsenergien, Wirkungsquerschnitte und Amplituden verwendet wie in Abb. 4.14(a).

Mit dem Argument der Verbreiterung lässt sich die Abnahme der Amplituden des DLTS-Signals für steigende Referenzzeiten erklären (s. Abb. 4.8). Dieser Effekt wird im Folgenden jedoch nicht weiter analysiert. Bei rein exponentieller Emission ist die Amplitude des DLTS-Signals bei konstantem  $\beta$  unabhängig von der Referenzzeit (s. Abschnitt 4.1.4).

### 4.2.9 Bestimmung der Dichte der Quantenpunkte

Die genaue Kenntnis der QP-Dichte (unter etwa 10% genau) ist wichtig für die Berechnung der Emissionsfeldstärke, welche von der Besetzung und damit von der QP-Dichte abhängt.

Die Dichte der QP kann nach Gl. (4.13) aus der Amplitude  $S_m$  der DLTS-Maxima bestimmt werden. Im letzten Abschnitt hat sich gezeigt, dass die Amplitude stark von der Verbreiterung der Emissionsenergien abhängt. Eine zuverlässige Abschätzung über die Dichte der QP kann also erst nach der im letzten Abschnitt beschriebenen Anpassung gemacht werden. Zur Auswertung sei hier das  $s_1$ -Maximum herangezogen. Nach Abb. 4.14(b) hat es eine Amplitude von  $S_{m,s_1} = 0.724$  pF. Mit dem Übertragungsfaktor  $K_{db} = 0.650$  für  $\beta = 8$  und  $C_\infty = 88.8$  pF sowie  $N_D = 3.27 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ergibt sich dann eine QP-Dichte von:  $N_{Q,DLTS,\#1495} = 5.64 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ .

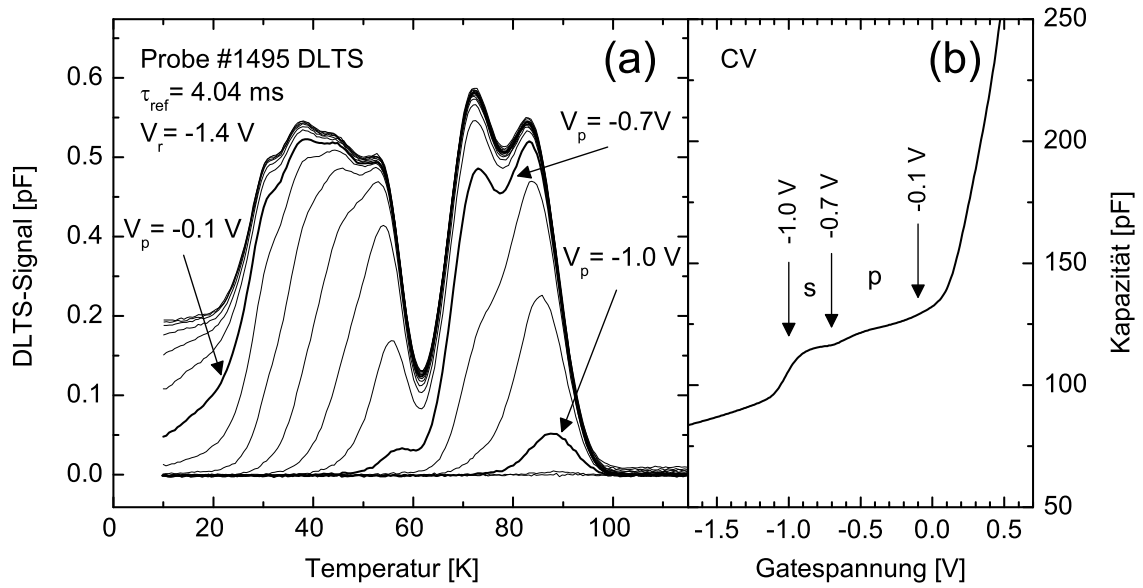
Bei jedem DLTS-Maximum wird ein Elektron pro QP emittiert, so entspricht die emittierte Ladung gerade der Dichte der QP. In einem idealen DLTS-Spektrum sollten die Amplituden aller DLTS-Peaks gleich sein. Dies ist jedoch im Experiment nicht der Fall. Zur Bestimmung der QP-Dichte ist es nun sinnvoll, das  $s_1$ -Maximum heranzuziehen, da hierbei die QP nur einfach geladen sind und die Gegebenheiten in der Probe besser bekannt sind als bei mehrfach geladenen QP.

Die QP-Dichte kann auch durch AFM-Messungen bestimmt werden. Hierbei wird jedoch die Dichte der Oberflächen-QP bestimmt. Bei Probe #1495 unterscheiden sich die Dichten jedoch deutlich. Die Dichte der Oberflächen-QP beträgt etwa  $N_{Q,AFM,\#1495} \approx 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ .

### 4.2.10 Selektives Laden von Quantenpunkten

Bei einer DLTS-Messung bestimmt die Pulsspannung  $V_p$  die Besetzung der QP. So können die QP wahlweise maximal oder teilweise mit Elektronen gefüllt werden [Eng03, Sch04c].

In Abb. 4.15(a) sind DLTS-Spektren von Probe #1495 dargestellt. Als Parameter wurde die Pulsspannung  $V_p$  in Schritten von 0.1 V von  $V_p = -1.3$  V bis  $V_p = +0.7$  V



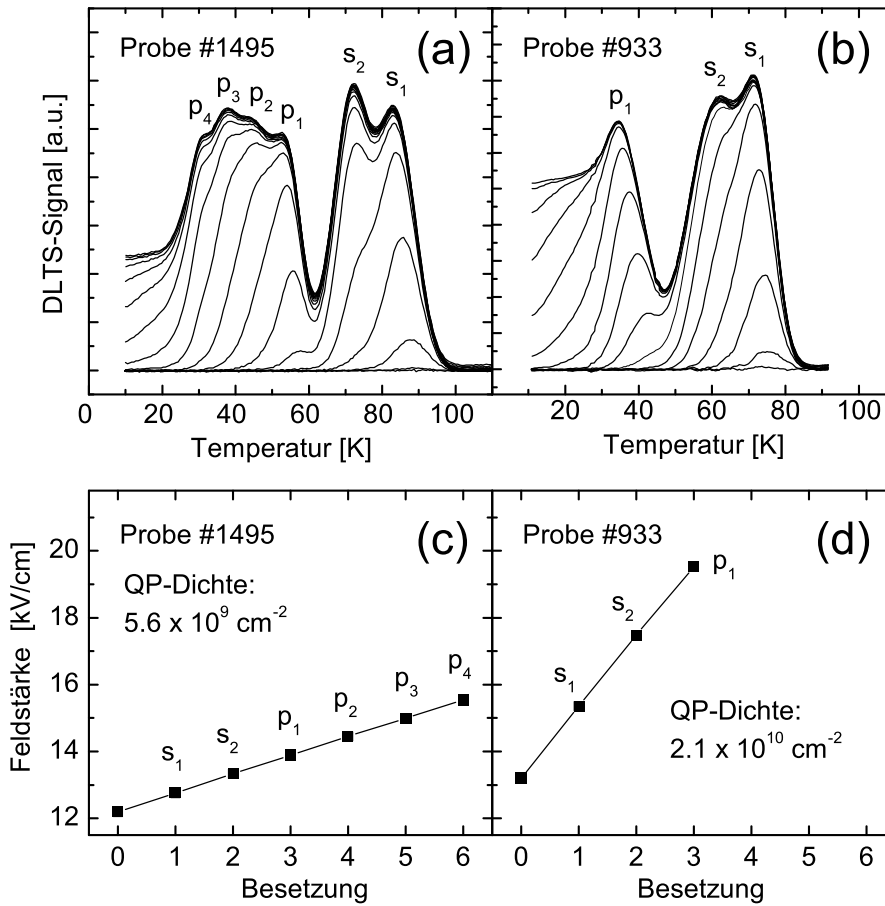
**Abbildung 4.15:** (a) DLTS-Spektren von Probe #1495 aufgenommen für verschiedene Pulsspannungen  $V_p$ . (b) Zugehörige CV-Kurve, aufgenommen bei einer Temperatur von  $T = 100$  K.

erhöht. Die Detektionsspannung beträgt  $V_r = -1.4$  V. In Abb. 4.15(b) ist zum Vergleich die CV-Kurve aus Abb. 4.7 aufgetragen. Für Spannungen von  $V_p \geq -1.0$  V werden die QP während des Pulses geladen. Bei einer Spannung von  $-1.0$  V wird das  $s_1$ -Maximum bereits deutlich aufgelöst (dicke durchgezogene Kurve). Bis zu einer Spannung von  $V_p = -0.7$  V wird das s-Niveau fast vollständig gefüllt, die beiden s-Maxima sind deutlich ausgeprägt. In der CV-Kurve ist bei dieser Spannung ein lokales Minimum erkennbar, was auf die Lage der Fermienergie zwischen den QP-Niveaus hinweist. Im Bereich  $-0.7$  V  $\leq V_p \leq -0.1$  V wird das p-Niveau geladen und für  $V_p > -0.1$  V werden höhere Zustände geladen, die im DLTS-Spektrum jedoch nur zum Tunneluntergrund beitragen (s. Abschnitt 4.2.3). Der hier beschriebene Vergleich zwischen CV-Kurve und DLTS-Spektren für verschiedene Pulsspannungen bestätigt die Zuordnung der DLTS-Maxima zu den QP-Niveaus.

Das s-Maximum schiebt im Bereich des Anstiegs ( $-1.1$  V  $\leq V_p \leq -0.7$  V) schwach zu niedrigeren Temperaturen. Dieser Effekt kann durch die inhomogene Verbreiterung und das thermisch assistierte Tunneln erklärt werden. Zum einen werden bei niedriger Pulsspannung  $V_p = -1.1$  V nur die QP mit den am tiefsten liegenden Niveaus gefüllt (größte Bindungsenergien), bei  $V_p = -0.7$  V hingegen fast das ganze Ensemble. Weiterhin vergrößert sich mit steigender Besetzung auch die Emissionsfeldstärke, was ebenfalls zu einer Verschiebung des Maximums zu niedrigeren Temperaturen führt (s. Abschnitt 4.2.5).

### 4.2.11 Einfluss der Quantenpunktdichte

Die Besetzungsabhängigkeit der Emissionsfeldstärke steigt mit größerer QP-Dichte (s. Abschnitt 4.2.4). Bei großer QP-Dichte ist die Feldstärke schon bei geringer Besetzung hinreichend gross, dass die Tunnelemission die thermische Emission überwiegt. Im DLTS-Spektrum tragen die entsprechenden Elektronen dann nur zum Tunneluntergrund bei und erzeugen kein Maximum im DLTS-Spektrum.



**Abbildung 4.16:** DLTS-Spektren von Probe #1495 (a) und Probe #933 (b), aufgenommen bei Detektionsspannungen  $V_r = -1.4 \text{ V}$  (a) bzw.  $V_r = -1.9 \text{ V}$  (b) für steigende Pulsspannungen in Schritten von  $0.1 \text{ V}$ . (c) und (d): Emissionsfeldstärke in Abhängigkeit der Besetzung mit Elektronen. ( $\tau_{ref} = 4.04 \text{ ms}$ )

In Abb. 4.16 sind DLTS-Spektren zweier Proben mit stark unterschiedlicher QP-Dichte dargestellt. Hierbei handelt es sich um Probe #1495 ( $N_{Q,\#1495} = 5.6 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ) (a) und Probe #933 ( $N_{Q,\#933} = 2.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) (b) mit einer etwa vierfach so großen QP-Dichte. Probe #933 wurde bereits in [Sch04c, Sch03] eingehend untersucht. Beide Spektren-Scharen wurden mit einer Detektionsspannung



knapp unterhalb der Einsatzspannung  $V_{thQ}$  (vgl. Abb. 4.7 auf Seite 49) aufgenommen ( $V_r = -1.4$  V (a) bzw.  $-1.9$  V (b)), also bei der für DLTS-Messungen minimal möglichen Feldstärke. Die einzelnen Spektren entsprechen steigenden Pulsspannungen in Schritten von 0.1 V. In Abb. 4.16c und d sind die nach Gl. (4.17) berechneten Emissionsfeldstärken gegen die Besetzung aufgetragen.

Bei Probe #1495 werden alle 4 p-Maxima aufgelöst, bei Probe #933 hingegen nur das  $p_1$ -Maximum. Bei Probe #933 ist die Feldstärke bei 3-fach besetzten QP deutlich größer als bei Probe #1495 mit 6-facher Besetzung. Aus diesem Grunde dominiert offenbar bei höherer Besetzung ( $> 3$ ) in Probe #933 die Tunnelemission, die lediglich zum Tunneluntergrund im DLTS-Signal beiträgt. Verstärkt wird dieser Effekt zusätzlich durch die niedrigeren Bindungsenergien der QP in Probe #933 ( $E_{s1, \#933} \approx 150$  meV [Sch04c]) im Vergleich zu Probe #1495 ( $E_{s1, \#1495} \approx 167$  meV). Offenbar haben die QP bei größerer Dichte einen kleineren Basisdurchmesser und weisen deshalb niedrigere Bindungsenergien auf [Pry98, Sti99].

Für DLTS-Messungen an InAs-QP muss also die QP-Dichte möglichst niedrig sein, um thermische Emission von Zuständen höherer Besetzung beobachten zu können. Bei Dichten deutlich unter  $5 \times 10^9$  cm $^{-2}$  ist es evtl. möglich, thermische Emission vom d-Niveau zu beobachten (vgl. Kapitel 3). Bis jetzt wurde das d-Niveau bei DLTS-Messungen nicht beobachtet.

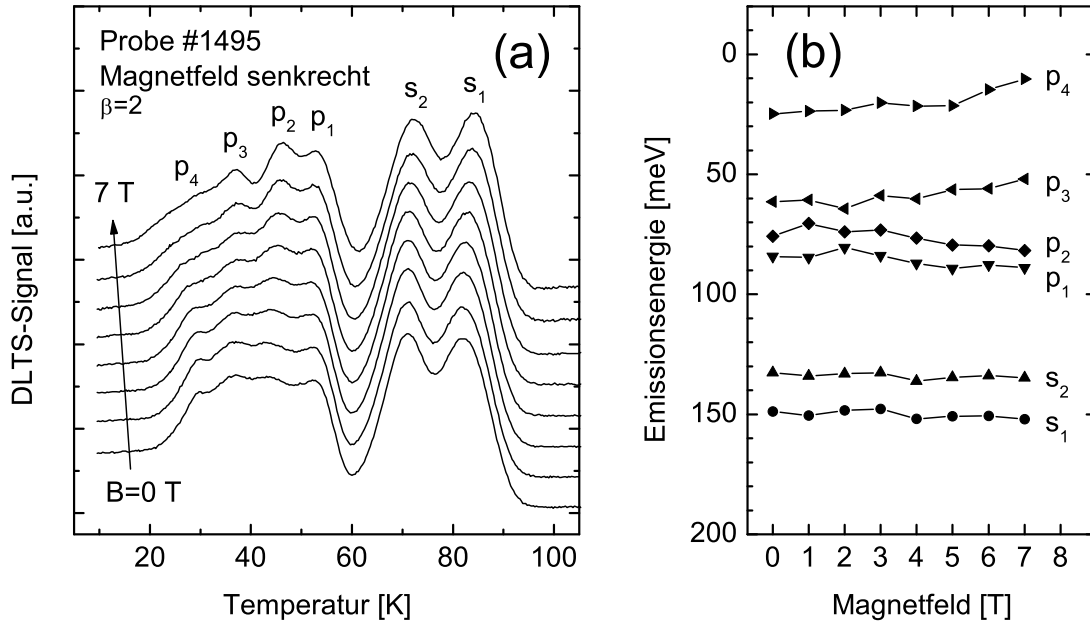
## 4.3 DLTS-Messungen im Magnetfeld

In diesem Abschnitt werden DLTS-Messungen an InAs-QP im Magnetfeld vorgestellt. Die Messungen wurden mit einem VTI-Einsatz (*Variable Temperature Inset*) in einem Flüssig-Helium Badkryostaten durchgeführt. Die Temperatureichung und -Kopplung zur Probe ist in diesem System im Rahmen der Messgenauigkeit (s. Abschnitt 4.4.1) identisch zum sonst verwendeten Durchflusskryostaten.

### 4.3.1 Senkrecht zur QP-Ebene orientiertes Magnetfeld

In Abb. 4.17(a) sind DLTS-Spektren von Probe #1495 für Magnetfelder von  $B = 0$  T bis  $B = 7$  T in Schritten von 1 T aufgetragen. Die Spektren sind zur Übersichtlichkeit vertikal versetzt dargestellt. Puls- und Detektionsspannung sind identisch zu denen in Abschnitt 4.2.3. Wegen der besseren Auflösung der p-Maxima sind die Spektren für ein Double-Boxcar Zeitverhältnis von  $\beta = 2$  und einer Gatelänge von  $\Delta t = 1/6t_1$  dargestellt (s. Abschnitt 4.1.4).

In Abb. 4.17(b) sind die aus den Spektren in (a) ermittelten Emissionsenergien gegen das Magnetfeld aufgetragen. In Analogie zur Kapazitätsspektroskopie spalten die p-Maxima zwischen dem  $p_2$ - und dem  $p_3$ -Maximum auf. Dabei schieben die  $p_3$ - und  $p_4$ -Maxima bei steigendem Magnetfeld zu tieferen Temperaturen, was kleineren Emissionsenergien entspricht. Hingegen vergrößert sich die Emissionsenergie der  $p_1$ - und  $p_2$ -Elektronen. Die Emissionsenergie des  $p_4$ -Elektrons ist deutlich kleiner als die



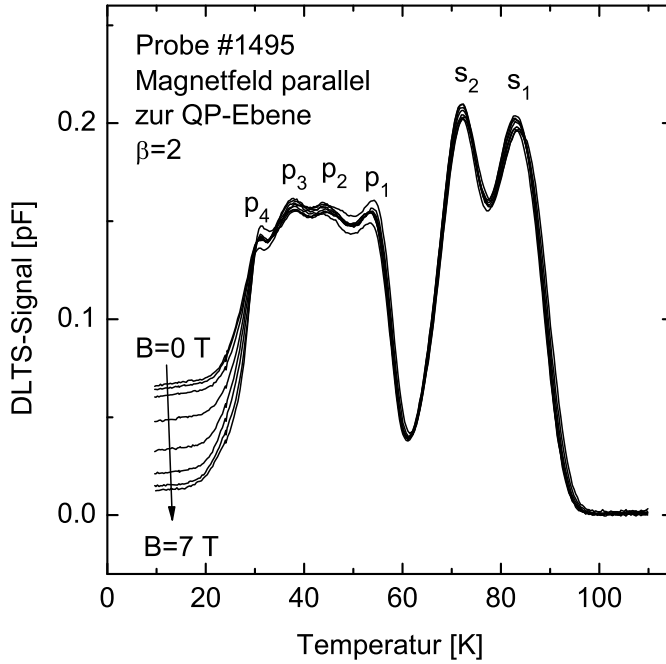
**Abbildung 4.17:** (a) DLTS-Spektren von Probe #1495 für senkrecht zur QP-Ebene orientierte Magnetfelder von  $B = 0$  T bis  $B = 7$  T in Schritten von 1 T. Die Kurven sind zur Übersicht versetzt dargestellt. (b) Magnetfelddispersion der Emissionsenergien. ( $\tau_{ref} = 4$  ms,  $\beta = 2$ ,  $V_r = -1.4$  V,  $V_p = 0.4$  V)

der anderen p-Elektronen, offenbar verursacht durch den sehr starken Feldeffekt bei niedrigen Emissionsenergien (s. Abschnitt 4.2.4).

Aus der Magnetfelddispersion der Emissionsenergien von  $p_2$ - und  $p_3$ -Elektron für  $B > 3$  T kann unter Zugrundelegung der Fock-Darwin-Zustände die effektive Masse der Elektronen bestimmt werden. Danach ergibt sich eine Masse von etwa  $m^* \approx 0.03 m_0$ . Diese ist deutlich kleiner als die durch Kapazitätsspektroskopie ermittelte Masse von  $m^* = 0.058 m_0$  (s. Abschnitt 3.3). Eine kleinere effektive Masse entspricht einer stärkeren Magnetfelddispersion. Möglicherweise wird aufgrund des Feldeffekts (TAT) auch die Magnetfelddispersion der Emissionsenergie des  $p_3$ -Elektrons überschätzt.

### 4.3.2 Parallel zur QP-Ebene orientiertes Magnetfeld

Zusätzlich zur Messung im senkrechten Magnetfeld wurden Messungen im parallel zur QP-Ebene orientierten Magnetfeld durchgeführt. Das parallele Magnetfeld beeinflusst die Energieniveaus der QP nur marginal. Es reduziert jedoch die Tunnelmission bzw. verlängert die Tunnelzeitkonstanten. So wurde bei Kapazitäts- bzw. Admittanzmessungen an InAs-QP in MIS-Dioden im parallelen Magnetfeld eine Unterdrückung des Ladens des s-Niveaus sowohl für Elektronen [MR97, Luy99] als auch für Löcher [Reu04] beobachtet.

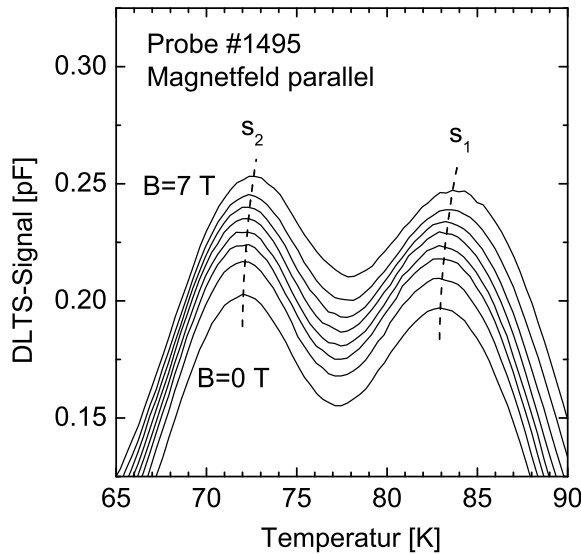


**Abbildung 4.18:** DLTS-Spektren von Probe #1495 für parallel zur QP-Ebene orientierte Magnetfelder in 1 T-Schritten bis  $B = 7$  T. ( $\tau_{ref} = 4$  ms,  $\beta = 2$ ,  $V_r = -1.4$  V,  $V_p = 0.4$  V)

In Abb. 4.18 sind DLTS-Spektren von Probe #1495 für parallel zur QP-Ebene orientierte Magnetfelder bis  $B = 7$  T in Schritten von 1 T dargestellt. Dabei wird der Tunneluntergrund für  $T < 25$  K bei höheren Feldern fast vollständig unterdrückt. Der Tunneluntergrund wird verursacht durch Tunnelemission von QP-Zuständen, die höher liegen als das p-Niveau. Möglicherweise handelt es sich um Elektronen des d-Niveaus bzw. der Wettinglayer (s. Abschnitt 4.2.3). Diese Frage wird derzeit weiter untersucht.

Für größere Magnetfelder schieben die DLTS-Maxima leicht zu höheren Temperaturen und damit zu höheren Emissionsenergien (s. Abb. 4.19). Eine Erklärung hierfür ist offenbar eine Erhöhung der Tunnelemissionszeiten beim thermisch assistierten Tunneln. Möglicherweise kann die Verschiebung ( $\Delta T \approx +0.8$  K beim s-Niveau für  $B = 7$  T) quantitativ erklärt werden durch eine entsprechende Modifikation des Tunnel-Terms im Vincent-Modell [Vin79].

Der Einfluss des Magnetfeldes auf den Temperatursensor kann hier vernachlässigt werden. Dieser liegt laut Herstellerangaben (Firma Lakeshore) für den verwendeten Sensortyp (Cernox<sup>TM</sup>) unter  $\Delta T = 20$  mK im hier relevanten Temperatur bzw. Magnetfeldbereich.



**Abbildung 4.19:** Ausschnitt der DLTS-Spektren in Abb. 4.18 für den Bereich der s-Maxima. Die Spektren sind zur Übersicht versetzt dargestellt. Die gestrichelten Kurven verbinden die Maximumpositionen.

## 4.4 Fehlerursachen und sonstige Einflüsse

### 4.4.1 Einfluss von Temperaturfehlern

Bei der Temperaturmessung spielen verschiedene systematische Fehler eine Rolle: So etwa Fehler in der Kalibrierung des Sensors und Schleppfehler beim Rampen der Temperatur. Zur Kalibrierung des in dieser Arbeit meistens verwendeten Durchflußkryostaten der Firma Oxford Instruments wurden Kalibriermessungen bei  $T = 4.22\text{ K}$  im flüssigen Helium, bei  $T = 77.4\text{ K}$  im flüssigen Stickstoff und bei  $T = 273.15\text{ K}$  in Eiswasser durchgeführt und die Kalibrierkurve des Sensors (Cernox<sup>TM</sup>) entsprechend angepasst. So konnte sichergestellt werden, dass der absolute Fehler im Temperaturbereich von 4 K bis 300 K weniger als  $\pm 0.5\text{ K}$  beträgt. Die Abhängigkeit der Siedetemperatur von Helium und Stickstoff vom Luftdruck war deutlich messbar, so dass zur Kalibrierung die Dampfdruckkurven sowie der aktuelle Luftdruck herangezogen wurden.

Zur Vermeidung von Schleppfehlern wurde nach Möglichkeit über Nacht gemessen mit Temperatur-Rampraten zwischen 0.1 und 0.2 K/min. Zur Vergleichbarkeit verschiedener Messungen wurde immer mit der gleichen Ramprate gemessen. Der Schleppfehler im Durchflusskryostaten beträgt im Bereich um  $T = 80\text{ K}$  bei einer Ramprate von  $dT/dt = 0.2\text{ K/min}$  etwa  $\Delta T \approx 0.13\text{ K}$ . Er wurde aus DLTS-Messungen bei steigender und fallender Temperatur ermittelt.

Die Auswirkung eines Temperaturfehlers auf die Bestimmung von Emissionsenergien kann nach Gl. (4.9) aus dem Zusammenhang  $E_a(T)$  abgeschätzt werden (s. Abb. 4.6). Der Zusammenhang ist in etwa linear. Aus den Steigungen können die zu erwartenden Fehler abgeschätzt werden. Die Steigung beträgt für  $\sigma_a = 10^{-12}\text{ cm}^2$  etwa  $dE_a/dT \approx 2.1\text{ meV/K}$  und für  $\sigma_a = 10^{-14}\text{ cm}^2$  etwa  $dE_a/dT \approx 1.7\text{ meV/K}$ .

Somit ist der zu erwartende Fehler auch abhängig vom Wirkungsquerschnitt.

Ein Fehler in der Temperatur bewirkt jedoch aufgrund der Verschiebung der Trapsignatur eine gemeinsame Beeinflussung von Wirkungsquerschnitt und Emissionsenergie. Durch Auswerten von Trapsignaturen des  $s_1$ -Maximums, bei denen verschiedene jeweils konstante Offsets zu den Temperaturen addiert wurden (hier nicht gezeigt), ergibt sich ein Fehler von  $dE_a/dT \approx 4.4 \text{ meV/K}$ . Dieser ist mehr als doppelt so groß wie die Abschätzung nach Gl. (4.9). Hinsichtlich dieser Tatsachen sollten Fehler bei der Temperaturmessung möglichst vermieden werden bzw. konstant gehalten, wenn es um Vergleiche verschiedener DLTS-Messungen geht.

#### 4.4.2 Temperaturabhängigkeit der Fermienergie

Die Lage der Fermienergie in der Detektionsschicht bezüglich der Leitungsbandkante ist temperaturabhängig. Im niedrig dotierten, nicht entarteten Material liegt die Fermienergie dabei unterhalb der Leitungsbandkante [Sze85]. Für die Abhängigkeit von der Temperatur gilt unter Annahme vollständiger Ionisation der Donatoren [Sze85]:

$$E_C - E_F = kT \ln \frac{N_C(T)}{N_D} \quad \text{mit} \quad N_C = g_s g_v \left( \frac{m^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (4.19)$$

dabei ist  $N_C$  die effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes und  $g_s, g_v$  die Spin- bzw. Valleyentartung des Materials (GaAs:  $g_v = 1, g_s = 2$ ). Danach ist die Diffusionsspannung  $V_{bi}$  temperaturabhängig (s. Gl. (2.5)):

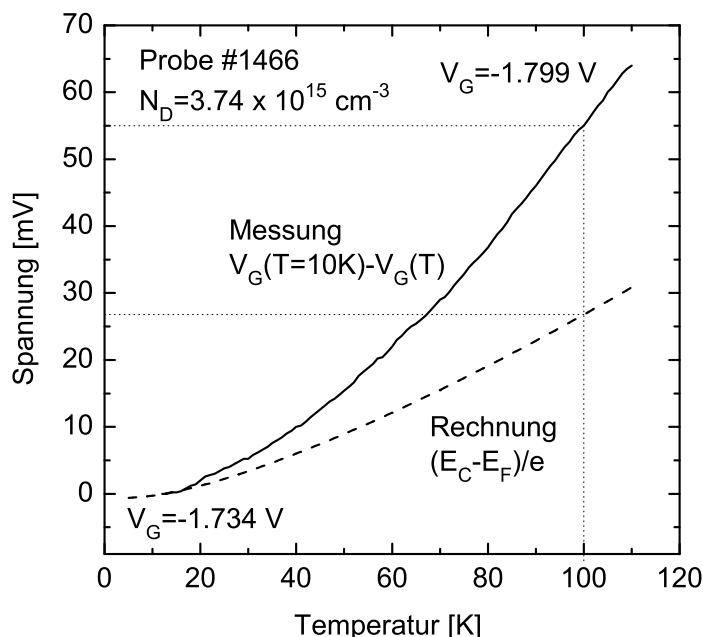
$$eV_{bi} = \phi_b - (E_C - E_F) = \phi_b - kT \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (4.20)$$

So nimmt der Abstand von Fermienergie zur Leitungsbandkante mit steigender Temperatur zu, die Diffusionsspannung hingegen ab. Bezogen auf CV- und DLTS-Messungen hat die Zunahme der Temperatur den gleichen Effekt wie eine höher angelegte Gatespannung. So steigt die Kapazität mit der Temperatur, die Verarmungslänge und die Emissionsfeldstärke nehmen hingegen ab.

Generell sind die oben beschriebenen Effekte stärker, je niedriger die Dotierdichte ist. Zur Abschätzung der Einflüsse auf die in den letzten Abschnitten beschriebenen Experimente wurden CV-Messungen durchgeführt, bei denen die Gatespannung in Abhängigkeit der Temperatur nachgestellt wurde, um die Kapazität (und damit die Verarmungslänge und die Emissionsfeldstärke) konstant zu halten. Die Änderung der Gatespannung ist dann ein Maß für die Änderung der Diffusionsspannung.

Die (Soll)-Kapazität wurde so gewählt, dass der Verarmungszonenrand in der Detektionsschicht liegt. Die Messungen wurden an Probe #1466 durchgeführt. Sie unterscheidet sich zu Probe #1495 im Wesentlichen durch die QP-Dichte. Die Dotierdichte hingegen ist etwa gleich ( $N_{D, \#1466} = 3.74 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ). Damit können die hier gefundenen Ergebnisse auch für Probe #1495 angesetzt werden.

In Abb. 4.20 ist der nach Gl. (4.19) berechnete Abstand zwischen Leitungsbandkante und Fermienergie für die Dotierdichte  $N_D = 3.74 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  aufgetragen



**Abbildung 4.20:** Gestrichelte Kurve: Berechneter Abstand zwischen Leitungsbandkante und Fermienergie nach Gl. (4.19). Durchgehende Kurve: Gemessene Änderung der Gatespannung  $V_G(T = 10\text{ K}) - V_G(T)$  bei konstanter Kapazität von  $C = 88\text{ pF}$ . (Probe #1466).

(Gestrichelte Kurve). Die durchgehende Kurve zeigt eine Messung der Gatespannung von Probe #1466 bei konstant gehaltener Kapazität. Die Gatespannungen für  $T = 10\text{ K}$  bzw.  $T = 110\text{ K}$  sind an den Enden der Kurve notiert. Aufgetragen ist die Differenz  $V_G(10\text{ K}) - V_G(T)$ , welche als Änderung der Diffusionsspannung  $V_{bi}$  in Bezug zu  $V_{bi}(10\text{ K})$  interpretiert werden kann. Die Wahl der (Soll)-Kapazität spielt dabei keine Rolle, solange sich der Verarmungszonenrand in der Detektionsschicht befindet.

Nach der Berechnung verkleinert sich die Diffusionsspannung im Temperaturbereich von  $10\text{ K}$  bis  $100\text{ K}$  um etwa  $27\text{ mV}$ . Die Messung liefert einen etwa doppelt so großen Wert von  $55\text{ mV}$ . Dieses Verhalten kann evtl. durch die Existenz von zusätzlichen Akzeptoren erklärt werden. Möglicherweise wird die Änderung bei der Messung jedoch überschätzt, da die Temperaturabhängigkeit anderer Größen die Messung beeinflussen. Ursachen hierfür wären z.B. die Temperaturabhängigkeit der Debye-Länge (Gl. (2.11)) oder der Schottkybarriere. Eine weitere Erklärung für die Diskrepanz kann die Annahme vollständiger Ionisation der Donatoren für Gl. (4.20) sein [Sze85]. Unter  $100\text{ K}$  sind jedoch nicht alle Donatoren ionisiert.

Für die Berechnung der Emissionsfeldstärke in Abschnitt 4.2.4 wurde die Ruhekapazität bei  $T = 100\text{ K}$  zugrundegelegt. Eine Zunahme der Diffusionsspannung um  $27\text{ mV}$  (Gl. (4.20)) über den gesamten Temperaturbereich herunter bis  $T = 10\text{ K}$  würde eine maximale Zunahme der Feldstärke um etwa  $2\%$  bedeuten. Bei Berücksichtigung der obigen Messung wäre die Zunahme etwa doppelt so groß.

Ebenso wurde für die Berechnung der QP-Dichte in Abschnitt 4.2.9 die Kapazität bei  $T = 100\text{ K}$  als Ruhekapazität  $C_\infty$  angenommen. Eine Zunahme der Diffusionsspannung um  $27\text{ meV}$  würde eine Überschätzung der Ruhekapazität von  $0.6\%$

bei  $T = 10\text{ K}$  und damit eine Unterschätzung der QP-Dichte um 1.8% bedeuten ( $N_Q \propto C_\infty^{-3}$ ). In Abschnitt 4.2.9 wurde zur Bestimmung der QP-Dichte das  $s_1$ -Maximum bei  $T \approx 83\text{ K}$  ausgewertet. Danach wurde die QP-Dichte lediglich um etwa 0.5% unterschätzt.

Die durch Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit der Fermienergie verursachten Fehler bezüglich Kapazität und Emissionsfeldstärke sind somit gering und liegen im Bereich von maximal einigen Prozent.

### 4.4.3 Einfluss der Dotierdichte der Detektionsschicht

In homogen-dotierten Schottkydioden hängt die minimal mögliche Emissionsfeldstärke  $F_{Q,min}$  von der Dotierdichte  $N_D$  der Detektionsschicht und der Bindungsenergie des s-Niveau ab. Durch Einsetzen von Gl. (2.14) in Gl. (2.19) kann die Feldstärke geschrieben werden durch:

$$F_Q = \sqrt{\frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0}} V_Q \quad (4.21)$$

Dabei ist  $V_Q$  der Potentialhub der Leitungsbandkante am Ort der QP bezogen auf den Flachbandbereich  $z > z_d$ . Das minimale Feld ergibt sich für  $V_{Q,min} = \frac{1}{e}(E_{0,s1} - (E_C - E_F))$ , bei dem das s-Niveau mit der Fermienergie übereinstimmt. Damit ist:

$$F_{Q,min} = \sqrt{\frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0}} \frac{1}{e} [E_{0,s1} - (E_C - E_F)] \quad (4.22)$$

Die minimale Emissionsfeldstärke steigt also mit zunehmendem  $N_D$ . Um den Einfluss des thermisch assistierten Tunnels zu reduzieren, sollte die Dotierdichte in der Detektionsschicht also möglichst gering sein. So kann schon bei einer Dotierdichte von  $\approx 10^{16}\text{ cm}^{-3}$  das p-Niveau nicht mehr aufgelöst werden und bei einer Dichte von  $6 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$  verschwindet das DLTS-Signal vollständig [Sch01].

Zu niedrig darf die Dotierdichte jedoch auch nicht gewählt werden. Dabei könnte  $E_C - E_F$  so groß werden (s. Abschnitt 4.4.2), dass die höheren QP-Niveaus beim Füllpuls evtl. nicht mehr geladen werden, da sie nicht unter die Fermienergie gelangen. Weiterhin ist bei sehr niedriger Dotierdichte die Temperaturabhängigkeit von Kapazität und Emissionsfeldstärke sehr groß (s. Abschnitt 4.4.2). Aufgrund dieser Gegebenheiten hat es sich im Rahmen dieser Arbeit als sinnvoll erwiesen, die Dotierdichte um  $3 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$  anzusetzen.

Dieser Kompromiss kann durch Einfügen einer undotierten GaAs-Schicht ( $\approx 200\text{ nm}$ ) zwischen den QP und der Detektionsschicht umgangen werden. So kann auch bei höherer Dotierdichte eine niedrige minimale Emissionsfeldstärke erzielt werden. Untersuchungen an einer solchen Diode mit  $200\text{ nm}$  undotierter Schicht (Probe #1078) wurden in [Ham02] vorgestellt. Hier konnten trotz einer Dotierdichte von  $N_D \approx 10^{16}\text{ cm}^{-3}$  und einer QP-Dichte von  $N_Q \approx 2 \times 10^{10}\text{ cm}^{-2}$  zwei p-Emissionsmaxima beobachtet werden.

# Kapitel 5

## Admittanzspektroskopie

Neben der DLTS stellt die Admittanzspektroskopie [Los75, Blo92] eine alternative Methode zur Charakterisierung tiefer Störstellen bzw. QP dar. Bei der Admittanzspektroskopie wird im Gegensatz zur Kapazitätsspektroskopie das in-Phase Signal des Stromes, also der Realteil des komplexen Leitwertes (Admittanz) ausgewertet. Unter Verwendung eines geeigneten Ersatzschaltbildes der Probe können Eigenschaften der Emissionsbarrieren bestimmt werden. Dabei können sowohl Tunnelprozesse als auch thermische Emissionsprozesse untersucht werden. Ribeiro *et al.* [MR97] und Luyken *et al.* [Luy99] haben so die Tunnelbarriere für Elektronen, Reuter *et al.* [Reu04] hingegen für Löcher in MIS-Dioden mit InAs-QP untersucht. Luyken *et al.* [Luy99] finden für Elektronen eine Barrierenhöhe (Bindungsenergie) des s-Niveaus von 140 meV. Chang *et al.* [Cha01, Cha02] finden durch Untersuchungen zur thermischen Emission von Elektronen Emissionsenergien von  $\approx 82$  meV für das s-Niveau und  $\approx 30$  meV für das p-Niveau.

Im Folgenden werden Admittanzmessungen an Probe (#1466) vorgestellt, an der die DLTS-Messungen in Abschnitt 4.2.5 durchgeführt wurden. So können die Ergebnisse beider Messverfahren direkt verglichen werden. Der Vorteil gegenüber DLTS ist die sehr geringe Emissionsfeldstärke, die in jedem Falle kleiner ist als bei DLTS-Messungen, da sich die QP-Niveaus im relevanten Gatespannungsbereich auf der Fermienergie befinden. Diese Feldstärke ist dabei gegeben durch Gl. (4.22).

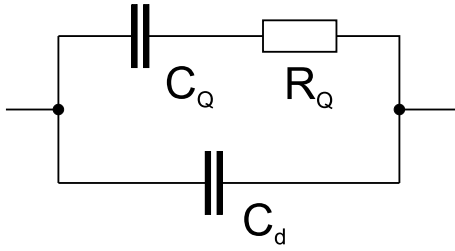
### 5.1 Grundlagen der Admittanzspektroskopie

Als Ersatzschaltbild für die Schottkydioden mit InAs-QP eignet sich das in Abb. 5.1 dargestellte Netzwerk [Los75].

Die Admittanz  $Y$  setzt sich dabei aus einer Parallelschaltung der Verarmungskapazität  $C_d$  und einem RC-Glied bestehend aus  $C_Q$  und  $R_Q$  zusammen, welches den Beitrag der QP beschreibt. Der Widerstand  $R_Q$  sei im Folgenden als Barrierenwiderstand bezeichnet. Für die Admittanz gilt nun:

$$Y = j\omega C_d + \frac{j\omega C_d}{1 + j\omega C_d R_Q} \quad (5.1)$$





**Abbildung 5.1:** Ersatzschaltbild einer Schottkydiode mit InAs-QP.  $C_d$  bezeichnet die Verarmungskapazität,  $G_Q$  bzw.  $R_Q$  beschreiben den Beitrag der QP und der Emissionsbarriere.

Dabei ist  $\tau_Q = R_Q C_Q$  die Zeitkonstante des RC-Gliedes. Für den Real- bzw. Imaginärteil der Admittanz kann man nun schreiben:

$$\operatorname{Re}(Y) = \frac{1}{R_Q} \frac{\omega^2 \tau_Q^2}{1 + \omega^2 \tau_Q^2} = C_Q \frac{\tau_Q \omega^2}{1 + \omega^2 \tau_Q^2} \quad (5.2)$$

$$\operatorname{Im}(Y) = \omega \left( C_d + C_Q \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_Q^2} \right) \quad (5.3)$$

Dabei ist  $\omega$  im Experiment die Kreisfrequenz des Lock-In Verstärkers. Üblicherweise werden im Rahmen der Admittanzspektroskopie der Realteil als Leitwert  $G = \operatorname{Re}(Y)$  bezeichnet und der Imaginärteil normiert auf die Kreisfrequenz als Kapazität  $C = \operatorname{Im}(Y)/\omega$ , obwohl zu beiden Größen die Widerstände und Kapazitäten des Ersatzschaltbildes beitragen. Der Leitwert  $G$  wird häufig dargestellt als  $G/\omega$ , damit hat er die gleiche Einheit wie die Kapazität und man kann beide Größen im selben Diagramm auftragen.

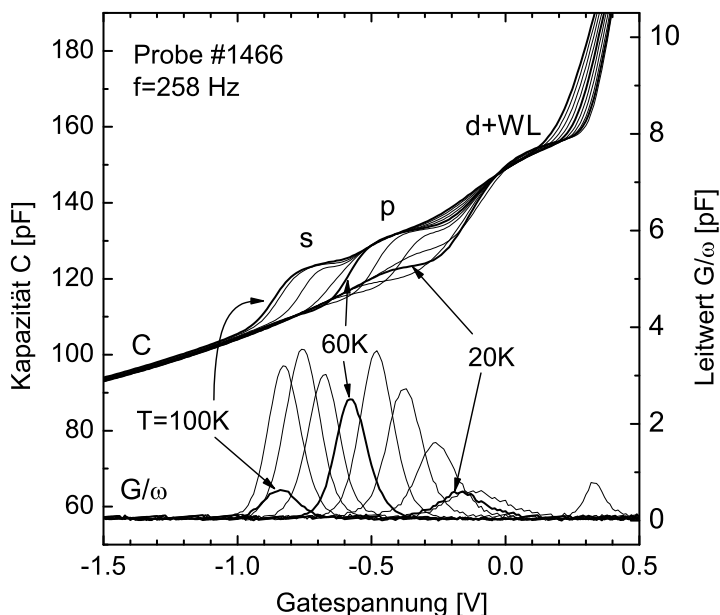
Der auf die Frequenz normierte Leitwert  $G/\omega$  ist maximal, wenn  $C_Q > 0$  und  $\omega \tau_Q = 1$ . Bezogen auf die Schottkydiode erwartet man ein Maximum, wenn ein QP-Niveau mit der Fermienergie übereinstimmt [Los75, Cha01] und die Zeitkonstante  $\tau_Q$  der Kreisfrequenz  $\omega$  entspricht. Die Zeitkonstante ist bestimmt durch die Emissions- und Einfangraten der QP und kann nach [Cha01] geschrieben werden durch:

$$\tau_Q = \frac{1}{2e_n} \quad (5.4)$$

Hier ist  $e_n$  gerade die thermische Emissionsrate. Die Zeitkonstante  $\tau_Q$  ist somit eine Funktion der Temperatur und nimmt stark mit steigender Temperatur ab. Die Kapazität  $C_Q$  hingegen ist eine Funktion der Gatespannung. So erwartet man bei einer Admittanzmessung in Abhängigkeit der Gatespannung für verschiedene Temperaturen charakteristische Maxima des Leitwertes, die den QP-Niveaus zugeordnet werden können. Aus der Abhängigkeit der Maximumpositionen auf der Temperaturskala für verschiedene Messfrequenzen  $f = \omega/2\pi$  können in Analogie zu DLTS die Emissionsenergien durch eine Arrheniusanalyse bestimmt werden (s. Abschnitt 5.2.1).

## 5.2 Admittanzmessungen an InAs-QP

In Abb. 5.2 sind Kapazitäts-Spannungs (CV) und Leitwert-Spannungs (GV) Kurven von Probe #1466 aufgetragen. Die Kurven wurden aufgenommen für verschie-



**Abbildung 5.2:** Kapazitäts- und Leitwertkurven von Probe #1466 aufgenommen bei einer Frequenz  $f = 258$  Hz für Temperaturen von  $T = 10$  K bis  $T = 100$  K in Schritten von 10 K. Die Kurven für  $T = 20$ , 60 und 100 K sind dick dargestellt.

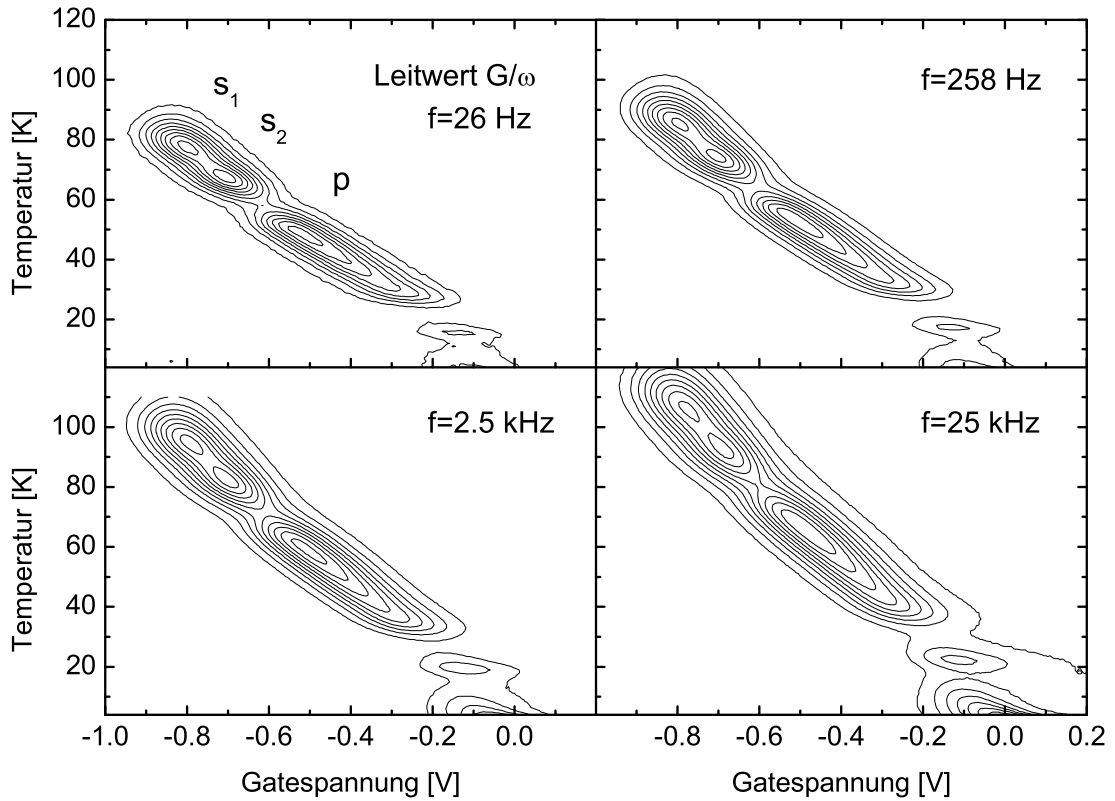
dene Temperaturen von 10 K bis 100 K in Schritten von 10 K. Die Frequenz betrug dabei  $f = 258$  Hz. Um Hystereseeffekte durch Speicherung von Elektronen bei tiefen Temperaturen zu vermeiden (s. Kapitel 6), wurden alle Kurven bei steigender Gatespannung aufgenommen mit vorheriger Entladung der QP bei  $V_G = -10$  V (s. Abschnitt 6).

Bei  $T = 100$  K befinden sich die QP fast vollständig im thermischen Gleichgewicht. Alle Niveaus können mit der Frequenz von  $f = 258$  Hz umgeladen werden, erkennbar an der Plateaustruktur der CV-Kurve. Lediglich bei der Einsatzspannung des s-Niveaus von  $-0.85$  V ist ein kleines Maximum im Leitwert erkennbar, was auf eine leichte Unterdrückung des Ladens des s-Niveaus hinweist. Aus dem Kapazitätsanstieg zwischen  $-1.0$  V und  $-0.8$  V kann die Kapazität  $C_Q$  des Ersatzschaltbildes abgeschätzt werden zu  $C_Q \approx 12$  pF.

Bei niedrigeren Temperaturen wird das Umladen des s-Niveaus zunehmend unterdrückt, die Einsatzspannung verschiebt sich zu höheren Gatespannungen und das Leitwertmaximum steigt deutlich an bis zu einem Wert von etwa  $G/\omega_{max} \approx 4$  pF. Nach Gl. (5.2) sollte dieser Wert gerade  $C_Q/2 \approx 6$  pF entsprechen, er wird hier jedoch nicht ganz erreicht.

Bei  $T = 60$  K wird das Umladen des s-Niveaus vollständig unterdrückt, das p-Niveau befindet sich jedoch noch im thermischen Gleichgewicht. Bei der CV-Kurve deutet sich ein lokales Minimum an. Weiterhin ist das Maximum der GV-Kurve kleiner als bei den benachbarten Kurven. Bei dieser Temperatur befindet sich im DLTS-Spektrum gerade das Minimum zwischen den s- und p-Maxima (s. Abb. 4.15). Die DLTS-Spektren wurden für eine Referenzzeit von  $\tau_{ref} = 4.04$  ms aufgenommen, diese entspricht in etwa der Admittanz-Messfrequenz von 258 Hz.

Bei Temperaturen zwischen 60 K und 20 K wird nun das Umladen des p-Niveaus



**Abbildung 5.3:** Höhenliniendarstellung des Leitwertes von Probe #1466 in Abhängigkeit von Gatespannung und Temperatur für die Frequenzen 26 Hz, 258 Hz, 2.5 kHz und 25.8 kHz. Die Skalierung beträgt 0.42 pF pro Linie.

unterdrückt. Im Spannungsbereich zwischen  $-0.1\text{ V}$  und  $+0.2\text{ V}$  werden höhere Niveaus (d-Niveau und Wettinglayer (WL)) umgeladen. Diese befinden sich offenbar im gesamten Temperaturbereich von 10 K bis 100 K im thermischen Gleichgewicht und es tritt kein Leitwertmaximum in diesem Spannungsbereich auf.

Das Leitwertmaximum bei  $V_G = 0.32\text{ V}$  und  $T = 10\text{ K}$  kann durch einen gehemmten Elektrontransport zur Deckschicht erklärt werden. Bei dieser Gatespannung wandert der Verarmungszonenrand durch die QP-Ebene in die Deckschicht. Die Elektronen aus der Detektionsschicht müssen nun um die Potentialbarrieren der geladenen QP herumfließen um in die Deckschicht zu gelangen. Bei tiefen Temperaturen ist die Dichte der freien Elektronen in der niedrig dotierten Detektionsschicht offenbar so gering, dass der Transport gehemmt ist.

### 5.2.1 Bestimmung von Emissionsenergien

Zur Bestimmung der Emissionsenergien der QP wurden Admittanzmessungen bei verschiedenen Frequenzen durchgeführt [Zan04]. In Abb. 5.3 ist in Höhenliniendar-

stellung der Leitwert von Probe#1466 gegen die Temperatur und die Gatespannung aufgetragen. Die 4 Diagramme entsprechen dabei den Frequenzen 26 Hz, 258 Hz, 2.5 kHz und 25 kHz. Die Messungen wurden in Schritten von  $\Delta T = 1$  K durchgeführt um eine hinreichende Temperaturlösung zu erzielen.

Die Spektren weisen deutlich zwei s-Maxima auf und lassen eine separate Bestimmung der Emissionsenergien des einfach und zweifach besetzten s-Niveaus zu. Das p-Maximum hingegen weist keine Substruktur auf, so dass die Emissionsenergien der einzelnen p-Elektronen nicht bestimmt werden können. Die beiden zusätzlichen Maxima bei  $T \approx 20$  K bzw.  $T \approx 4$  K und  $V_G \approx -0.1$  V können nicht eindeutig zugeordnet werden. Möglicherweise werden sie durch das d-Niveau bzw. die Wettinglayer verursacht.

Elektron#	$E_a$ [meV]	$E_i$ [meV]
$s_1$	156	169
$s_2$	131	143
$p$	(110)	–

**Tabelle 5.1:** Emissionsenergien  $E_a$  und Bindungsenergien  $E_i$  von Probe #1466 bestimmt durch Admittanzspektroskopie.

Die Positionen der Maxima verlagern sich bei höheren Frequenzen zu höherer Temperatur. Daraus können durch Arrheniusanalyse nach Gl. (2.38) die Emissionsenergien gewonnen werden. Diese sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Sie stimmen gut mit den Ergebnissen aus DLTS-Messungen überein und sind zum Vergleich in Abb. 4.12(b) durch große Symbole dargestellt.

Die Elektronenniveaus stimmen im Spannungsbereich der Leitwertmaxima mit der Fermienergie überein. Die Emissionsfeldstärke ist dabei minimal. Dies stellt bei Experimenten, bei denen eine niedrige Emissionsfeldstärke benötigt wird, einen Vorteil gegenüber DLTS dar. Die Feldstärke beträgt unter Annahme der eindimensionalen Feldverteilung bei Probe #1466 sowohl für das 1-fach, als auch für das 2-fach besetzte s-Niveau etwa  $F_Q = 8$  kV/cm. Sie ist unter der Annahme der eindimensionalen Feldverteilung im Gegensatz zu DLTS-Messungen nicht besetzungsabhängig (vgl. Abschnitt 4.2.4), da das durch Elektronen in der QP-Ebene verursachte zusätzliche Feld automatisch durch eine höhere Gatespannung kompensiert wird, welche zum Laden des nächsten Elektrons notwendig ist.

Die mit einer Feldstärke von  $F_Q = 8$  kV/cm nach dem Vincent-Modell [Vin79] aus den Emissionsenergien berechneten Bindungsenergien  $E_i$  sind ebenfalls in Tabelle 5.1 notiert.

Die Admittanzspektroskopie stellt also eine Alternative zur DLTS dar, wenn eine möglichst kleine Emissionsfeldstärke gefordert ist. Die Energieauflösung erweist sich bei der Anwendung auf InAs-QP jedoch schlechter als bei DLTS.

# Kapitel 6

## InAs-Quantenpunkte als Speicher

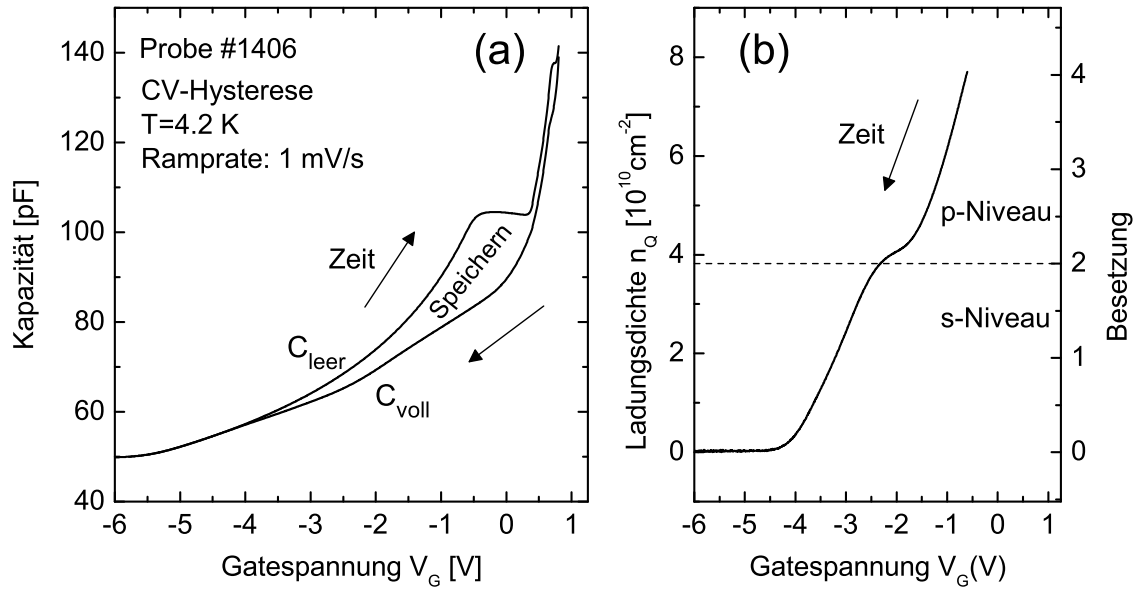
In den letzten Jahren sind verschiedene Ansätze zur Anwendung von QP als Speicher untersucht worden. So nutzen Finley *et al.* [Fin98] optische Methoden zur Bestimmung des Ladezustandes von InAs-QP, die zuvor mit einem Füllpuls geladen wurden. Balocco *et al.* [Bal04] berichten von einem Flash-ähnlichen Speicher mit InAs/AlGaAs-QP, welcher aufgrund der höheren AlGaAs-Emissionsbarriere auch bei Raumtemperatur funktioniert. Der Ladezustand wird hier über die Leitfähigkeit eines zweidimensionalen Elektronensystems (2DES) bestimmt. Hinsichtlich der Eignung von QP in Speicherbauelementen ist die Kenntnis ihrer Emissionseigenschaften notwendig.

Die in dieser Arbeit mit DLTS untersuchten Schottkydioden mit InAs-QP eignen sich bei tiefen Temperaturen zum Speichern von Elektronen über lange Zeit. Die Dauer wird dabei durch die Emissionsfeldstärke beeinflusst. Schreiben (Füllen), Löschen (Entleeren) und Auslesen werden durch die Gatespannung bestimmt. Das Auslesen geschieht wie bei DLTS-Messungen durch Messung der Verarmungskapazität bei einer geeigneten Detektionsspannung. Durch einen Füllpuls werden die QP mit Elektronen geladen (Schreiben). Das Löschen geschieht bei einer hinreichend dem Betrage nach großen Detektionsspannung. Die Elektronen Tunneln dabei aufgrund der großen Emissionsfeldstärke in sehr kurzer Zeit aus den QP. Bei niedriger Feldstärke ist es möglich, Elektronen über mehrere Tage in den QP zu speichern.

Ersichtlich aus den DLTS-Messungen in Kapitel 4.2 hat das s-Niveau bei Temperaturen um 80 K Emissionszeitkonstanten im ms-Bereich. Für eine Speicherung von Elektronen über lange Zeit sind also tiefe Temperaturen notwendig. So wurden sämtliche in diesem Kapitel vorgestellten Messungen bei  $T \leq 10$  K durchgeführt. Bei diesen Temperaturen ist die thermische Emission vernachlässigbar.

### 6.1 CV-Hysterese

Anhand von Hystereseerscheinungen in CV-Kurven kann der Gatespannungsbereich bestimmt werden, bei dem die Speicherung von Elektronen über längere Zeit möglich ist.



**Abbildung 6.1:** (a) Hysterese von CV-Kurven, die mit steigender und abnehmender Gatespannung bei  $T = 4.2\text{ K}$  mit einer Ramprate von  $1\text{ mV/s}$  aufgenommen wurden. (Probe #1406). (b) Gespeicherte Ladung in den QP während abnehmender Gatespannung, berechnet aus der CV-Hysterese in (a) nach Gl. (6.2)

In Abb. 6.1(a) sind CV-Kurven von Probe #1406 dargestellt, die bei  $T = 4.2\text{ K}$  mit einer Ramprate von  $1\text{ mV/s}$  aufgenommen wurden. Zwischen  $-4.0\text{ V} < V_G < 0.8\text{ V}$  tritt eine deutliche Hysterese zwischen der Kurve für steigende und abnehmende Gatespannung auf. In diesem Spannungsbereich verbleiben Elektronen über den Zeitraum der CV-Messung in den QP gespeichert. Die CV-Kurve für steigende Gatespannung verläuft für  $V_G < -0.6\text{ V}$  wie für eine Diode ohne QP. Sie entspricht also einer CV-Kurve für entleerte QP und ist mit  $C_{\text{leer}}$  gekennzeichnet. Aus der Differenz dieser Kurve mit der Kurve für abnehmende Gatespannung ( $C_{\text{voll}}$ ) kann die Ladungsdichte in der QP-Ebene ermittelt werden. Durch Umformen von Gl. (2.17) nach  $n_Q$  erhält man:

$$n_Q = \frac{(\epsilon\epsilon_0 A)^2 N_D}{2z_Q} \frac{1}{C^2} - \frac{\epsilon\epsilon_0(V_{bi} - V_G)}{ez_Q}. \quad (6.1)$$

Durch Subtraktion dieser Gleichung jeweils für  $C_{\text{leer}}$  und  $C_{\text{voll}}$  erhält man mit  $n_Q(C_{\text{leer}}) = 0$  und  $n_Q(C_{\text{voll}}) = n_Q$ :

$$n_Q = \frac{(\epsilon\epsilon_0 A)^2 N_D}{2z_Q} \left( \frac{1}{C_{\text{voll}}^2} - \frac{1}{C_{\text{leer}}^2} \right) \quad (6.2)$$

Die mit dieser Gleichung berechnete QP-Ladungsdichte bzw. die Besetzung ist in Abb. 6.1(b) aufgetragen. Die Besetzung wurde anhand der die mittels AFM bestimmten QP-Dichte  $N_{Q,AFM,\#1406} = 1.91 \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$  berechnet. Bei  $V_G = -0.6\text{ V}$

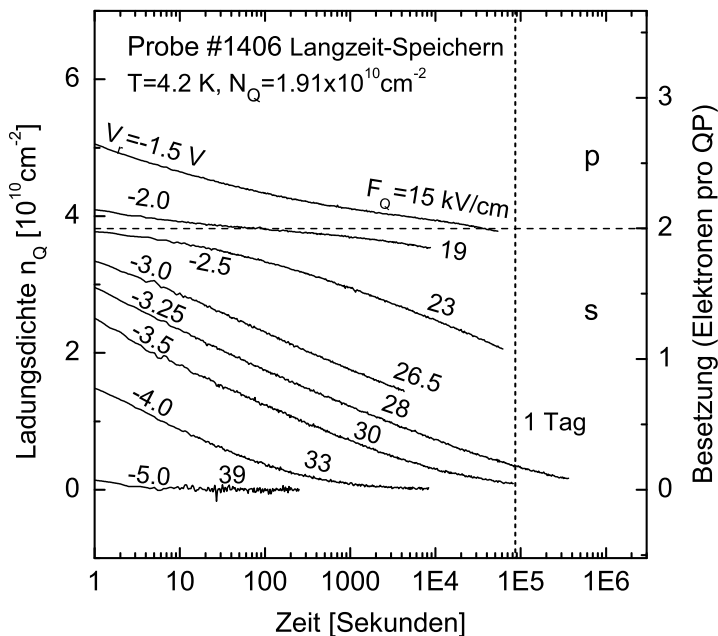
befinden sich etwa 4-Elektronen in jedem QP. Mit abnehmender Gatespannung vergrößert sich die Emissionsfeldstärke und die p-Elektronen verlassen die QP bis zu einer Spannung von  $\approx -1.8$  V. Die s-Elektronen verbleiben zunächst in den QP. Bei noch niedrigerer Spannung tunneln auch die s-Elektronen aus den QP, bis die QP schließlich bei  $V_G \approx -4.0$  V vollständig entleert sind.

Die hier bestimmten Spannungswerte gelten nur für die gewählte Ramprate von 1 mV/s. Bei höherer Ramprate verschiebt sich die Kurve in Abb. 6.1(b) zu niedrigerer Gatespannung (hier nicht gezeigt), da die Elektronen bei gleicher Tunnelrate, jedoch höherer Ramprate erst bei niedrigerer Gatespannung aus den QP tunneln.

Die hier beschriebenen Messungen stehen in Analogie zu TSCAP-Messungen (thermally stimulated Capacitance) [Blo92]. Hierbei wird statt der elektrischen Feldstärke die Temperatur erhöht und die thermische Emission statt der Tunnelemission untersucht. TSCAP stellt historisch einen Vorläufer zu DLTS dar [Blo92].

Die oben dargestellte Messung dauerte etwa 2 Stunden und dient als Voruntersuchung zur Abschätzung der Gatespannung, bei der Elektronen über längere Zeit in den QP gespeichert bleiben.

## 6.2 Speicherung von Elektronen über lange Zeit



**Abbildung 6.2:** Langzeit-Speichern von Elektronen in InAs-QP bei tiefer Temperatur. Aufgetragen sind die Ladungs- bzw. Besetzungstransienten für verschiedene Detektionsspannungen bzw. Emissionsfeldstärken. Die QP wurden vor jeder Messung durch einen Füllpuls mit einer maximalen Anzahl Elektronen geladen.

In Abb. 6.2 sind bei  $T=4$  K aufgenommene Ladungsdichte- bzw. Besetzungstransienten von Probe #1406 für verschiedene Emissionsfeldstärken bzw. Detektionsspannungen aufgetragen. Die angegebenen Werte für die Feldstärke beziehen sich auf den entladenen Zustand, da die Feldstärke während der Emission abnimmt. Die

QP wurden vor jeder Messung durch einen Füllpuls mit  $V_p = 0.7\text{ V}$  mit einer maximalen Anzahl Elektronen geladen. Die logarithmische Zeitskala wurde gewählt, um alle Messungen in einem Diagramm darstellen zu können.

Bei einer Feldstärke von  $F_Q = 15\text{ kV/cm}$  verbleiben die s-Elektronen und einige p-Elektronen über viele Stunden gespeichert. Bei  $F_Q = 19\text{ kV/cm}$  sind die p-Elektronen bereits zu Beginn der Messung bei  $t = 1\text{ s}$  aus den QP getunnelt, die s-Elektronen verbleiben hingegen in den QP und die Besetzung verringert sich nur minimal. Eine Speicherung der s-Elektronen ist somit über viele Tage möglich. Bei  $F_Q = 23\text{ kV/cm}$  hingegen sind die QP nach einem Tag nur noch einfach besetzt. Schließlich ist es bei  $39\text{ kV/cm}$  nicht möglich, Elektronen auf der Zeitskala von Sekunden in den QP zu speichern. Spannungen  $V_r < -5\text{ V}$  eignen sich also zum schnellen Entladen (Löschen) der QP.

### 6.3 Bestimmung von Emissionsenergien aus Tunnel-emissionsraten – Tunnel-DLTS

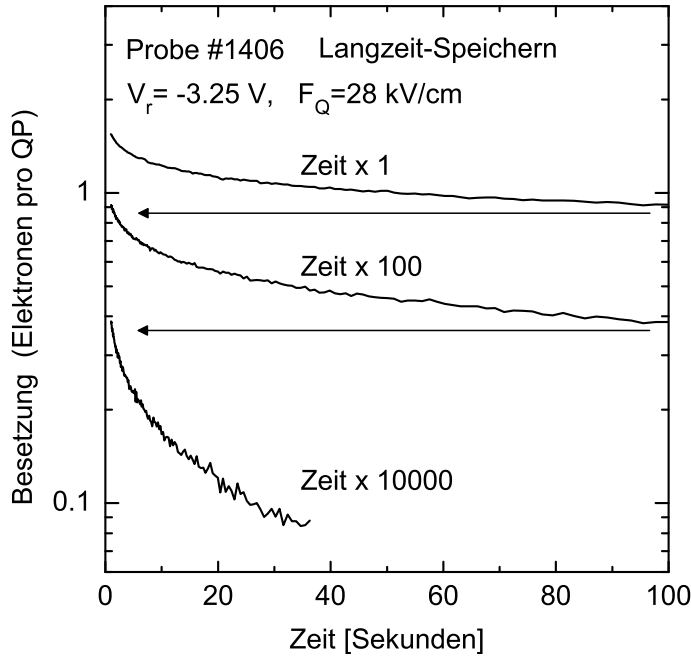
Analog zur Bestimmung der Emissionsenergien aus thermischen Emissionsraten nach Gl. (2.38) können die Emissionsenergien auch aus der Feldstärkeabhängigkeit von Tunnelraten nach der Korol-Formel (Gl. (2.40)) bestimmt werden. Die thermische Emission kann an dieser Stelle bei tiefen Temperaturen vernachlässigt werden, es findet ausschließlich Tunnelemission statt. Die Emission verläuft jedoch stark nichtexponentiell (vgl. Abschnitt 4.2.8), so dass eine direkte Bestimmung der Emissionsraten aus den Transienten nicht möglich ist.

Zur Verdeutlichung ist in Abb. 6.3 die Besetzungstransiente für  $V_r = -3.25\text{ V}$  aus Abb. 6.2 logarithmisch gegen drei linear skalierte Zeitbereiche aufgetragen. Zu keinem Zeitpunkt verläuft die Transiente linear. Dies deutet auf eine sehr breite Verteilung der Zeitkonstanten über mehrere Größenordnungen hin. Die Verteilung wird wahrscheinlich sowohl durch die Besetzungsabhängigkeit der Feldstärke als auch durch die Größenverteilung der QP verursacht.

So ist es unmöglich, direkt aus einzelnen Transienten Tunnelraten zu bestimmen um Emissionsenergien nach der Korol-Formel zu ermitteln. Stattdessen ist es in Anlehnung an DLTS möglich, statt der Temperatur die Emissionsfeldstärke  $F_Q$  kontinuierlich zu erhöhen und die Kapazitäts- bzw. Ladungstransienten mit der Double-Boxcar Methode auszuwerten. Dieser Messmodus sei im Folgenden als Tunnel-DLTS bezeichnet. Bei diesem Verfahren wird effektiv der Tunneluntergrund quantitativ untersucht, der im normalen DLTS-Spektrum bei tiefen Temperaturen auftritt (s. Abb. 4.8).

In Abb. 6.4 ist eine Tunnel-DLTS Messung von Probe #1466 dargestellt. Aufgetragen ist das DLTS-Signal in Abhängigkeit der Emissionsfeldstärke, welche hier durch die Detektionsspannung eingestellt wurde. Der Detektionsspannungsbereich beträgt  $-0.65\text{ V} > V_r > -4.0\text{ V}$  für den dargestellten Feldstärkebereich von  $6\text{ kV/cm} < F_Q < 37\text{ kV/cm}$  (s. Spannungsangaben in Abb. 6.4).





**Abbildung 6.3:** Besetzungstransiente logarithmisch aufgetragen gegen drei linear skalierte Zeitbereiche. Die Emission verläuft zu keinem Zeitpunkt exponentiell. (Probe #1406,  $V_r = -3.25 \text{ V}$ ,  $F_Q = 28 \text{ kV/cm}$ , vgl. Abb. 6.2).

Die Feldstärke wurde hier für eine Besetzung von  $i = 2$  berechnet, was einen Kompromiss darstellt, da sich die Besetzung während der Messung ändert. Die Temperatur wurde hier zu  $T = 10 \text{ K}$  gewählt. Bei  $T = 4.2 \text{ K}$  sind aufgrund der sehr niedrigen Elektronendichte in der Detektionsschicht keine Kapazitätsmessungen bei  $f = 1 \text{ MHz}$  möglich.

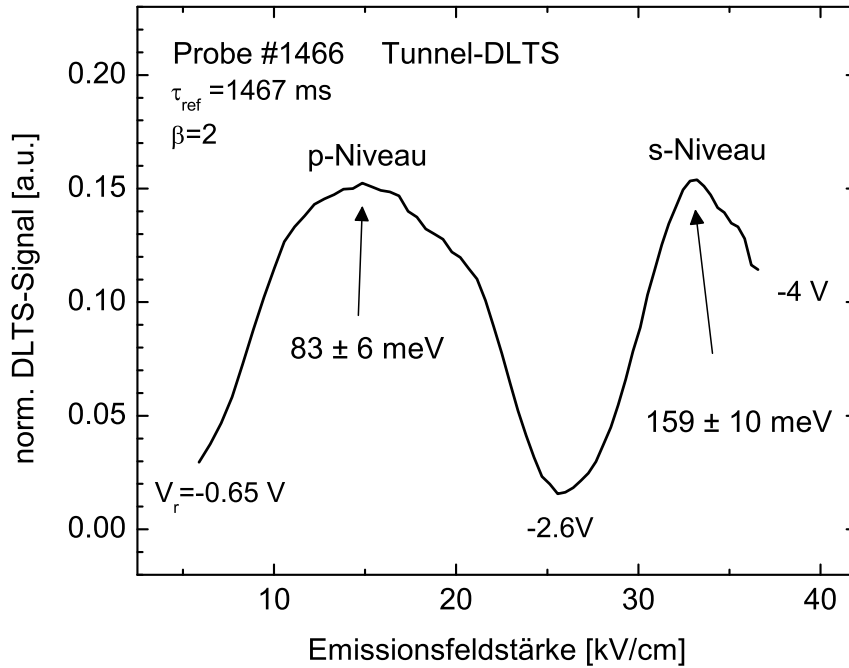
Im Spektrum in Abb. 6.4 werden deutlich 2 Maxima aufgelöst, die der Emission von p- und s-Elektronen zugeordnet werden können. Die einzelnen Emissionsmaxima der p-Elektronen werden hier jedoch im Gegensatz zu DLTS-Messungen nicht aufgelöst und erscheinen in einem sehr breiten Maximum bei  $F_Q \approx 15 \text{ kV/cm}$ . Im s-Maximum bei  $F_Q \approx 34 \text{ kV/cm}$  ist hingegen schwach eine Substruktur erkennbar, die möglicherweise der Emission vom einfach ( $F_Q \approx 35 \text{ kV/cm}$ ) bzw. zweifach geladenen QP ( $F_Q \approx 33 \text{ kV/cm}$ ) zugeordnet werden kann.

Durch "Arrhenius-Analyse" nach der Korol-Formel (Gl. (2.40)) in der Form

$$\ln(\tau F_Q) = \ln\left(\frac{4\sqrt{2m^*E_i}}{e}\right) + \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*E_i}^{3/2}}{e\hbar} \cdot \frac{1}{F_Q} \quad (6.3)$$

können nun die Bindungsenergien  $E_i$  bestimmt werden. Für das s-Niveau ergibt sich eine Energie von  $E_s = 159 \pm 10 \text{ meV}$  und für das p-Niveau  $E_p = 83 \pm 6 \text{ meV}$ . Die Fehlerangaben beziehen sich auf eine Unsicherheit der Emissionsfeldstärke von 10%. Diese wurde anhand der sich ändernden Besetzung abgeschätzt (vgl. Abb. 4.10). Ausgewertet wurden hier jeweils die Maximumpositionen in Abb. 6.4, so dass diese Werte mittleren Emissionsenergien des jeweiligen Niveaus entsprechen.

Die hier gefundene Emissionsenergie für das s-Niveau stimmt mit dem mittels



**Abbildung 6.4:** Tunnel-DLTS-Messung von Probe #1466 aufgenommen über einen Feldstärkebereich von  $6 \text{ kV/cm} < F_Q < 37 \text{ kV/cm}$  bei einer Temperatur von  $T = 10 \text{ K}$ . Die Emissionsenergien wurden durch Arrheniusanalyse nach der Korol-Formel ermittelt. ( $\tau_{ref} = 1467 \text{ ms}$ ,  $\beta = 2$ )

DLTS gefundenen Wert ( $E_{s1} = 167 \text{ meV}$ ) trotz der sehr vereinfachenden Annahme einer Dreiecksbarriere überein. Für zukünftige Auswertungen könnten genauere Modelle zur Beschreibung der Tunnelzeiten [Kuo00, Fu04] herangezogen und das repulsive Coulomb-Potential von geladenen QP berücksichtigt werden.

Bei Tunnel-DLTS spielt die thermische Emission keine Rolle, so dass die gefundenen Emissionsenergien den Bindungsenergien entsprechen. Nachteilig ist jedoch die Unsicherheit der Emissionsfeldstärke. Zu ihrer Berechnung müssen Schichtdicken und Dotierdichte der Proben sehr genau bekannt sein. Zudem hängt sie von der Besetzung der QP ab. Tunnel-DLTS eignet sich nicht zur Untersuchung von volumenverteilten Störstellen, da die Feldstärke in der Verarmungszone Richtung Schottkykontakt zunimmt.

# Kapitel 7

## Laplace-DLTS

### 7.1 Grundlagen von Laplace-DLTS

Die Laplacetransform-DLTS (kurz: Laplace-DLTS oder LDLTS) ist eine jüngere Methode zur Auswertung von Kapazitätstransienten, die sich seit der Einführung der digitalen Messtechnik und Datenauswertung etabliert hat [Dob04]. Dabei werden die in einer Kapazitätstransienten enthaltenen Zeitkonstanten bzw. Emissionsraten durch Laplacetransformation ermittelt. Die durch die Transformation gewonnene Spektralfunktion zeigt an den Stellen der enthaltenen Emissionsraten scharfe Maxima. Durch Auswertung von Transienten für verschiedene Temperaturen werden die Emissionsenergien dann wie bei DLTS durch Arrheniusanalysen bestimmt.

LDLTS zeichnet sich durch eine hohe Energieauflösung aus, so ist es möglich, verschiedene Störstellen mit Emissionsenergie-Unterschieden von nur wenigen meV aufzulösen [Dob04]. LDLTS stellt jedoch hohe Ansprüche an die Messtechnik und die zu untersuchenden Proben. So muss die Temperatur während der Aufnahme einer Transiente sehr stabil sein (maximal einige mK Schwankungen). Die Transienten werden bei konstanter Temperatur aufgenommen und nicht wie bei DLTS während einer Temperaturrampe. Weiterhin muss das Rauschen auf einer Transiente weitgehend unterdrückt werden, so kann es notwendig sein über mehrere hundert Transienten zu mitteln.

Auch die untersuchten Proben müssen gewisse Randbedingungen erfüllen. Das auf die Ruhekapazität normierte DLTS-Signal  $\Delta C/C_\infty$  (s. Gl. (4.2) auf Seite 41) darf hier einige Prozent nicht übersteigen. Ansonsten ist der lineare Zusammenhang zwischen Kapazität und Ladung nicht mehr gegeben (s. Gl. (2.17) auf Seite 13). Dies führt trotz einer diskreten Zeitkonstante zu einem nichtexponentiellen Verlauf der Transiente und entspricht damit einer verbreiterten Zeitkonstante.

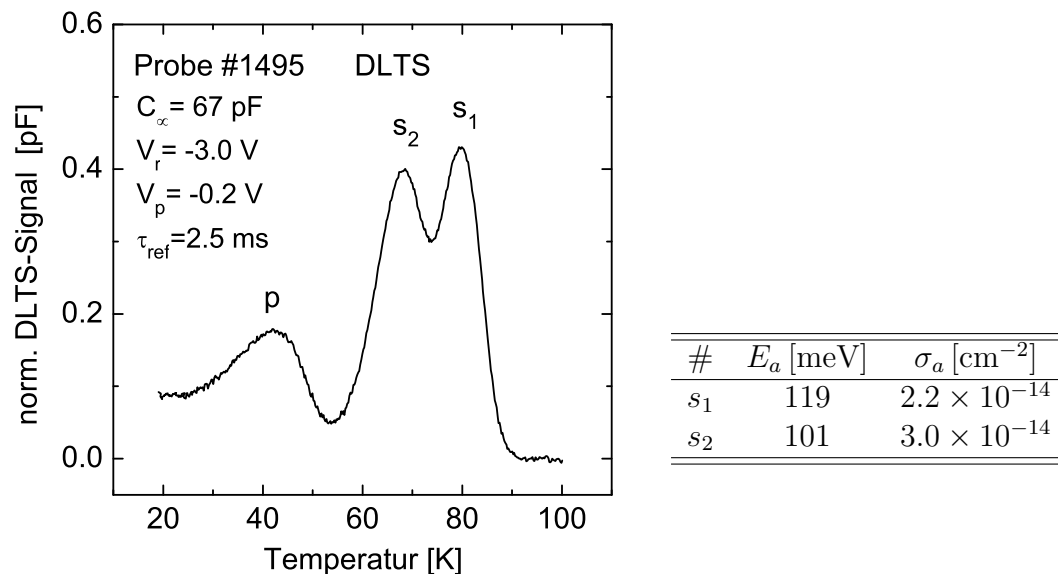
Für die Laplacetransformation werden üblicherweise drei verschiedene Algorithmen verwendet: Contin, FTIKREG und Flog. Alle basieren auf der sogenannten Tikhonov-Regularisierung. [Dob04]. Sie unterscheiden sich bei der Behandlung von Randbedingungen und Annahmen, die für die Laplace-Transformation von exponentiellen Signalen notwendig sind. Abhängig von der Problemstellung wird im Ex-

periment üblicherweise empirisch entschieden, welcher Algorithmus zur Auswertung herangezogen wird.

## 7.2 Laplace-DLTS-Messungen an InAs-QP

Im Rahmen eines Gastaufenthaltes an der Universität von Manchester in England wurden in der Arbeitsgruppe von Prof. A. R. Peaker Laplace-DLTS-Messungen an InAs-QP durchgeführt [Sch04b]. Es wurde dabei ausschließlich die Emission vom s-Niveau untersucht. Es stellte sich heraus, dass bei der Emission vom vollbesetzten s-Niveau die Zeitkonstanten offenbar so stark verbreitert sind, dass die Laplace-Transformation keine sinnvollen Ergebnisse liefert. Nur bei sehr geringer Besetzung des s-Niveaus erzeugt die Laplace-Transformation ein einzelnes Maximum in der Spektralfunktion, welches eindeutig der Emission vom einfach besetzten s-Niveau zugeordnet werden kann.

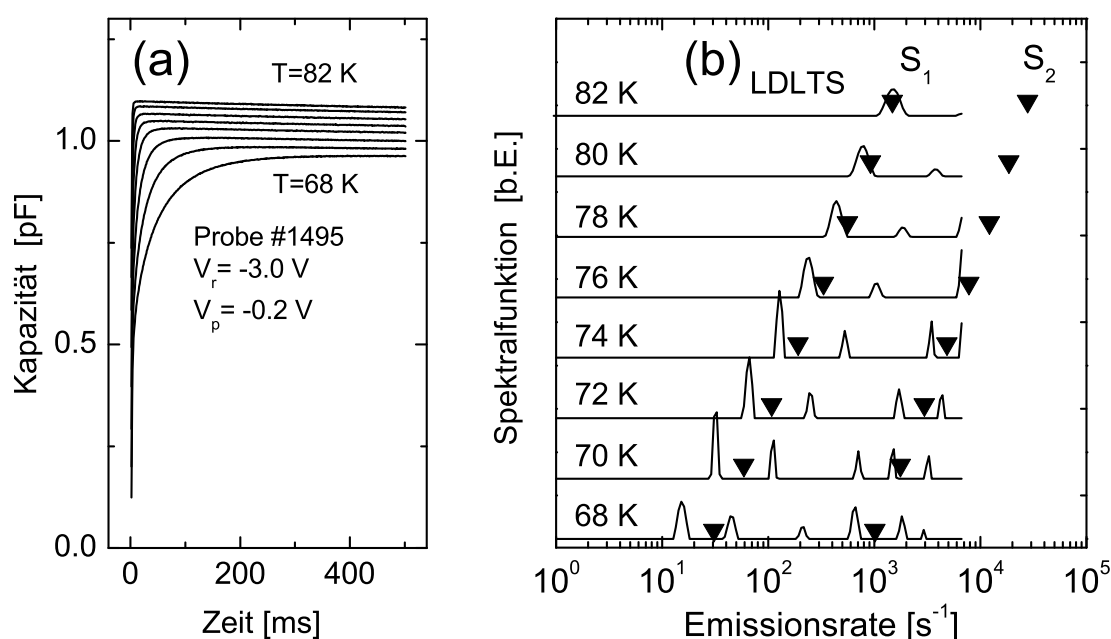
### 7.2.1 Zweifach besetztes s-Niveau



**Abbildung 7.1:** Konventionelles DLTS-Spektrum von Probe #1495 für  $V_r = -3.0$  V. Die Pulsspannung  $V_p = -0.2$  V ist so gewählt, dass das s-Niveau beim Puls vollständig besetzt wird. In der Tabelle sind die ermittelten Emissionsenergien und Wirkungsquerschnitte notiert. ( $\tau_{ref} = 2.5$  ms,  $V_r = -3.0$  V,  $V_p = -0.2$  V,  $C_\infty = 67$  pF)

Als Voruntersuchung zu Laplace-DLTS wurden konventionelle DLTS-Messungen durchgeführt, um den Temperaturbereich für die Laplace-DLTS Messungen festzulegen. In Abb. 7.1 ist ein konventionelles DLTS-Spektrum von Probe #1495 darge-

stellt. Es wurde bei einer Detektionsspannung von  $V_r = -3.0$  V aufgenommen, um ein möglichst kleines Signal zu erhalten (vgl. Abb. 4.12 a auf Seite 58). Die Amplitude beträgt hier  $\Delta C_0/C_\infty = 0.6\%$  und sollte so hinreichend klein sein, um einen linearen Zusammenhang zwischen Kapazitätsänderung und emittierter Ladung zu gewähren. Die Pulsspannung  $V_p = -0.9$  V wurde so gewählt, dass nur das s-Niveau vollständig besetzt wird. In der Tabelle in Abb. 7.1 rechts sind die zugehörigen Emissionsenergien und Wirkungsquerschnitte notiert. Die Emissionsenergien sind hier aufgrund der großen Feldstärke bei  $V_r = -3.0$  V relativ klein (vgl. Abb. 4.12 b auf Seite 58).



**Abbildung 7.2:** (a) Kapazitätstransienten bei  $V_r = -3.0$  V aufgenommen für Temperaturen von  $T = 68$  K bis  $T = 82$  K. (b) Zugehörige Spektralfunktionen ermittelt nach Contin-Algorithmus. Die ausgefüllten Dreiecke markieren extrapolierte Emissionsraten, die sich aus der konventionellen Messung in Abb. 7.2 ergeben.

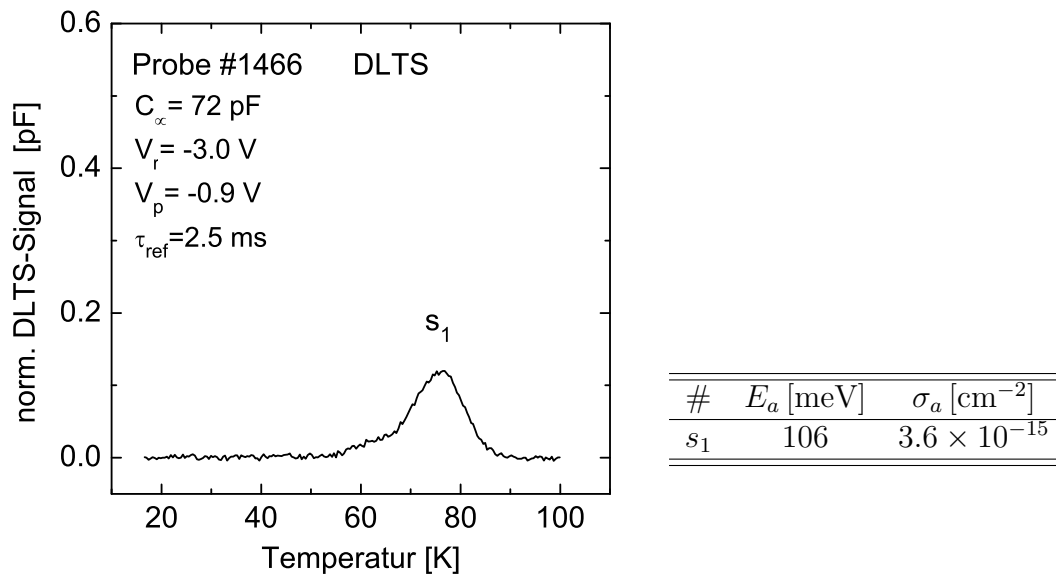
In Abb. 7.2 a sind Kapazitätstransienten für den Temperaturbereich von  $T = 68$  K bis  $T = 82$  K und ansonsten gleichen Parametern wie in Abb. 7.1 dargestellt. Rechts (b) sind die zugehörigen laplacetransformierten Spektralfunktionen dargestellt. Sie wurden mit dem Contin-Algorithmus ermittelt. Die ausgefüllten Dreiecke stellen die Emissionsraten dar, die sich aus der konventionellen Messung ergeben.

Bei tieferen Temperaturen zeigen die Spektralfunktionen mehrere Maxima, die um die konventionell ermittelten Emissionsraten konzentriert erscheinen. Offenbar sind die jeweils beitragenden Emissionsraten derart verbreitert, dass die Laplace-transformation mehrere Maxima statt eines verbreiterten liefert. Bei  $T = 82$  K er-

scheint hingegen nur ein Maximum, dessen Position mit dem konventionellen Wert sehr gut übereinstimmt. Bei dieser Temperatur tragen nur noch die niedrigsten Emissionsraten zur Transiente bei, also der Anteil des QP-Ensembles mit den größten Emissionsenergien. Alle anderen Beiträge sind bereits vor Beginn der Digitalisierung bei etwa  $t \approx 150 \mu\text{s}$  abgeklungen (gegeben durch die Einschwingzeit der Kapazitätsmessbrücke nach dem Füllpuls). Dies bestätigt die Vermutung, dass die Laplace-Transformation aufgrund der inhomogenen Verbreiterung der QP-Emissionsenergien versagt.

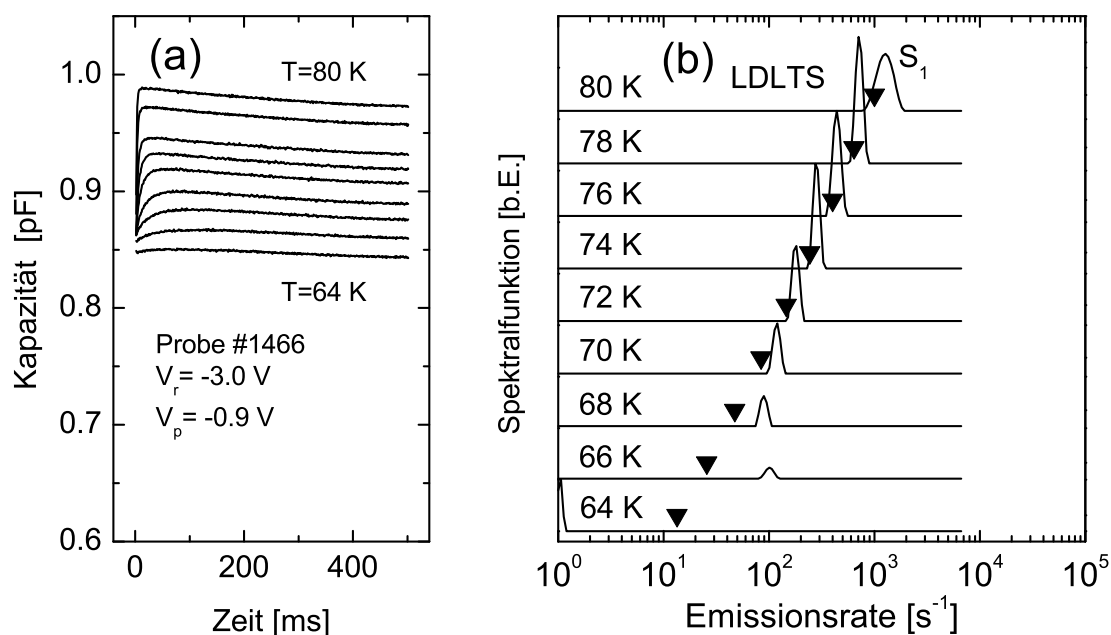
## 7.2.2 Minimal besetztes s-Niveau

Um eine sehr geringe Besetzung zu erzielen, wurden Messungen bei sehr niedriger Pulsspannung durchgeführt. Hierbei wird nur der Bruchteil des QP-Ensembles mit den größten Emissionsenergien einfach besetzt. Weiterhin wurde hierfür Probe #1466 herangezogen, die eine geringere QP-Dichte aufweist als Probe #1495.



**Abbildung 7.3:** Konventionelles DLTS-Spektrum von Probe #1466 für  $V_r = -3.0 \text{ V}$ . Die Pulsspannung  $V_p = -0.9 \text{ V}$  ist so gewählt, dass nur ein Bruchteil aller QP einfach besetzt wird. In der Tabelle ist die ermittelte Emissionsenergie und der Wirkungsquerschnitt notiert. ( $\tau_{ref} = 2.5 \text{ ms}$ ,  $V_r = -3.0 \text{ V}$ ,  $V_p = -0.9 \text{ V}$ ,  $C_\infty = 72 \text{ pF}$ )

In Abb. 7.3 ist ein DLTS-Spektrum für eine sehr niedrige Pulsspannung dargestellt. Es wird nur das  $s_1$ -Maximum aufgelöst, welches eine sehr kleine Amplitude besitzt. Zum Vergleich ist die Skalierung die gleiche wie in Abb. 7.1. Es wird also ausschließlich ein kleiner Anteil der QP einfach mit Elektronen besetzt, so dass nun die Energieverteilung der beitragenden QP sehr schmal ist.



**Abbildung 7.4:** (a) Kapazitätstransienten für  $V_r = -3.0$  V und  $V_p = -0.9$  V aufgenommen im Temperaturbereich von  $T = 68$  K bis  $T = 82$  K. (b) Zugehörige LDLTS-Spektralfunktionen ermittelt nach dem Contin-Algorithmus. Die ausgefüllten Dreiecke markieren extrapolierte Emissionsraten, die sich aus der konventionellen Messung in Abb. 7.3 ergeben.

In Abb. 7.4(a) sind die zugehörigen Kapazitätstransienten im Temperaturbereich von  $T = 68$  K bis  $T = 82$  K dargestellt. Sie überstreichen hier einen sehr kleinen Kapazitätsbereich entsprechend der sehr geringen Besetzung. Der dem anfänglichen Kapazitätsanstieg folgende Abfall stellt ein Artefakt des Messaufbaus dar und ist nicht physikalischer Herkunft bezüglich der QP. Er wurde vor der Laplacetransformation nicht herausgerechnet. Die Spektralfunktionen in Abb. 7.4 zeigen nun wie vermutet jeweils ein Maximum, was eindeutig durch den Vergleich mit den konventionellen Daten der Emission des  $s_1$ -Elektrons zugeordnet werden kann. Im Bereich von  $T = 72$  K bis  $T = 78$  K stimmen die konventionell ermittelten Emissionsraten sehr gut mit den LDLTS-Daten überein. Außerhalb dieses Bereiches wird die Laplacetransformation offenbar durch das Artefakt gestört bzw. klingt ein Großteil der Transiente außerhalb des untersuchten Zeitbereichs ab.

Laplace-DLTS ist also nur eingeschränkt anwendbar auf InAs-QP, da die inhomogene Verbreiterung der Emissionsenergien die Laplacetransformation stört. Nur bei sehr geringer Besetzung der QP führt die Laplacetransformation zu sinnvollen Ergebnissen. Dann lässt sich jedoch nur die Emission von einfach besetzten QP untersuchen.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden elektronische Eigenschaften von MBE-gewachsenen InAs-Quantenpunkten in GaAs mittels Kapazitätsspektroskopie, DLTS und Admittanzspektroskopie untersucht. Mit allen drei Messmethoden konnte die diskrete Energiestruktur der QP für Elektronen nachgewiesen und sowohl s- als auch p-artigen Niveaus zugeordnet werden. Weiterhin wurde mit Kapazitätsspektroskopie und DLTS der Lade- bzw. Entladeprozess jedes einzelnen Elektrons im s- bzw. p-Niveau aufgelöst. Mit der Admittanzspektroskopie konnten hingegen nur die Prozesse der s-Elektronen aufgelöst werden. Von den genannten Messverfahren bietet DLTS offenbar die größte Energieauflösung.

Für kapazitätsspektroskopische Untersuchungen wurden die QP in MIS-Dioden mit hochdotiertem Rückkontakt eingebettet. Aus den Differenzen der Gatepannungspositionen von Kapazitätsmaxima konnten Additionsenergiespektren der QP gewonnen werden. Mit Hilfe des Modells von Warburton *et al.* [War98] konnten aus den Additionsenergien sowohl der Energieabstand zwischen s- und p-Niveau als auch die Coulombblockade-Energien (CBE) bestimmt werden. So wurde die CBE des s-Niveaus bei der untersuchten Probe zu  $E_{ss}^C \approx 17.9$  meV und die mittlere CBE des p-Niveaus zu  $E_{p,av}^C \approx 12.3$  meV bestimmt. Der Energieabstand zwischen s- und p-Niveau beträgt  $E_{sp}^C \approx 39.5$  meV.

Die Grundzustands-Bindungsenergie wurde aus der Einsatzspannung im Kapazitätsspektrum unter Zuhilfenahme der selbstkonsistenten Berechnung des Leitungsbandverlaufs mit dem Poisson-Solver von Greg Snider [Sni] zu  $E_{s1} \approx 170$  meV bestimmt. Die direkte Abschätzung nach der Hebelarmmethode ergibt dabei einen Wert von 220 meV. Bei Berücksichtigung der Verarmungszone im Rückkontakt im Rahmen der *depletion approximation* ergeben sich 237 meV. Der Poisson-Solver berücksichtigt jedoch die Entartung im hochdotierten Rückkontakt. Damit erscheint die mit Hilfe des Poisson-Solvers ermittelte Bindungsenergie von  $E_{s1} \approx 170$  meV am verlässlichsten.

Die aus der Aufspaltung des p-Niveaus im senkrechten Magnetfeld ermittelte effektive Masse der Elektronen beträgt  $m^* = 0.058 m_0$ . Diese ist etwas niedriger als die effektive Masse im Leitungsband von GaAs-Volumenproben, jedoch deutlich größer



als die von InAs. Dies kann sowohl durch ein tiefes Eindringen der Wellenfunktion der QP in das Barrierenmaterial erklärt werden als auch durch Interdiffusion von Substratmaterial in die QP während des Wachstums.

Bei DLTS-Messungen werden die Bindungsenergien indirekt durch Auswerten von Emissionsraten der Elektronen aus den QP ermittelt. Die QP wurden in homogen niedrig dotierte Schottkydioden eingebettet. Die Verarmungskapazität ist dann abhängig vom Ladungszustand der QP. Aus der Temperaturabhängigkeit von Emissionsraten wurden unter Annahme rein thermischer Emission die Emissionsenergien der Elektronen von s- und p-Niveau bestimmt. Emissionsenergien vom 1-fach bzw. 2-fach besetzten s-Niveau betragen  $E_{a,s1} \approx 154 \text{ meV}$  bzw.  $E_{a,s2} \approx 134 \text{ meV}$ . Die Differenz ( $\approx 20 \text{ meV}$ ) dieser Energien entspricht etwa der mittels Kapazitätsspektroskopie bestimmten CBE von  $17.9 \text{ meV}$ .

Die mit DLTS gefundenen Emissionsenergien zeigen eine starke Abhängigkeit von der Emissionsfeldstärke. DLTS-Messungen bei steigender Emissionsfeldstärke ergeben eine starke Abnahme der Emissionsenergien. So sinkt die Emissionsenergie des  $s_1$ -Elektrons bei einer moderaten Emissionsfeldstärke von  $33 \text{ kV/cm}$  auf  $\approx 100 \text{ meV}$  und die des  $s_2$ -Elektrons sinkt auf  $\approx 67 \text{ meV}$ . Die Emission vom p-Niveau wird schon bei viel kleineren Feldstärken entsprechend stark beeinflusst.

Ein derart starker Feldeffekt kann nicht durch den Poole-Frenkel-Effekt allein erklärt werden. Durch Berücksichtigung der Tunnelemission in Form eines kombinierten Emissionsprozesses, dem thermisch assistierten Tunneln (TAT), konnte die starke Dispersion der Emissionsenergien quantitativ beschrieben werden. Durch Auswertung der Emissionsraten unter Zuhilfenahme eines Modells von Vincent *et al.* [Vin79] konnten so von der Feldstärke nahezu unabhängige Bindungsenergien von  $E_{s1} \approx 167 \text{ meV}$  bzw.  $E_{s2} \approx 149 \text{ meV}$  bestimmt werden [Sch04c, Sch05]. Das Vincent-Modell beschreibt die Emission als einen zwei-Stufen Prozess, bei dem das Elektron zunächst thermisch auf ein intermediäres Niveau in einem kontinuierlichen Band angeregt wird und anschließend durch die verbleibende Dreiecksbarriere ins GaAs-Leitungsband tunnelt. Dieses Modell wurde ursprünglich zur Erklärung der Feldstärkeabhängigkeit der Emissionsraten von Elektronen in tiefen Störstellen entwickelt. Die mit Hilfe des Vincent-Modells gefundene Bindungsenergie von  $E_{s1} = 167 \text{ meV}$  stimmt sehr gut mit der durch Kapazitätsspektroskopie bestimmten Energie überein.

Im Vergleich zu vorangegangenen Publikationen [Ana98, Kap99] sind die Emissionsfeldstärken in den hier untersuchten Proben aufgrund der sehr niedrigen Dotierdichte von  $\approx 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  deutlich kleiner. Diese Tatsache hat die felstärkeabhängige Analyse der Emissionsenergien in dieser Arbeit überhaupt erst ermöglicht.

Es ist bemerkenswert, dass bei DLTS-Messungen die Emission von 1-fach bzw. 2-fach geladenen s-Niveau aufgelöst wird. Die beiden Elektronen des s-Niveaus befinden sich im QP auf dem gleichen Niveau und werden nominell über die gleiche Barriere emittiert. Somit sollten ihre Emissionsenergien identisch sein. Die hier bestimmten Emissionsenergien unterscheiden sich um einen der CBE sehr ähnlichen Betrag. Möglicherweise kann dieses Verhalten durch einen stark unterschätzten lokalen Feldeffekt erklärt werden, der aus dem repulsiven Coulombpotential eines gela-

denen QP resultiert. Für zukünftige Auswertungen könnte das (eindimensionale) Vincent-Modell dahingehend modifiziert werden, das dreidimensionale Coulomb-Potential eines geladenen QP zu berücksichtigen. Eventuell können dann für das einfach bzw. zweifach besetzte s-Niveau gleiche Bindungsenergien bestimmt werden.

Zusätzlich zu DLTS-Messungen wurden an den selben Proben Admittanzmessungen durchgeführt. Die gefundenen Bindungsenergien stehen in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der DLTS-Messungen. Im Gegensatz zu DLTS-Messungen wird bei Admittanzspektroskopie immer bei der kleinstmöglichen Emissionsfeldstärke gemessen, da sich die QP-Niveaus am Fermi-niveau befinden und nicht wie bei DLTS aus dem Fermi-niveau gehoben werden. Für Experimente, bei denen eine niedrige Emissionsfeldstärke wichtig ist, stellt dies einen Vorteil gegenüber DLTS dar.

In dieser Arbeit wurden erstmals DLTS-Messungen an InAs-QP im Magnetfeld durchgeführt. Messungen im senkrechten Magnetfeld zeigen die typische Aufspaltung des p-Niveaus. Messungen im parallelen Magnetfeld zeigen eine Reduktion des Tunnelbeitrags beim Emissionsprozess. Dies bewirkt eine Verschiebung der DLTS-Maxima zu höheren Temperaturen, was höheren Emissionsenergien entspricht. In zukünftigen Experimenten könnte so quantitativ der Einfluss des parallelen Magnetfeldes auf die Emissionsraten untersucht werden.

Die bei tiefen Temperaturen und niedrigen Emissionsfeldstärken beobachteten sehr niedrigen Emissionsraten motivierten zu Untersuchungen hinsichtlich der Speicherung von Elektronen über lange Zeit. So konnten Elektronen bei Feldstärken von  $F_Q < 20 \text{ kV/cm}$  über mehrere Tage im s-Niveau der QP gespeichert werden. Für eine Speicherung im p-Niveau sind dabei deutlich kleinere Feldstärken notwendig.

Die für die Emission bei tiefen Temperaturen verantwortliche Tunnelemission wurde daraufhin durch Auswerten von Tunnelemissionsraten in Abhängigkeit der Emissionsfeldstärke studiert (Tunnel-DLTS). Es konnten ebenfalls Bindungsenergien für s- und p-Niveau bestimmt werden. Unter der sehr vereinfachten Annahme einer Dreiecks-Tunnelbarriere wurden so Bindungsenergien für das s-Niveau von  $E_s \approx 159 \text{ meV}$  und für das p-Niveau von  $E_p \approx 83 \text{ meV}$  ermittelt. Die Emission jedes einzelnen Elektrons konnte hier jedoch im Gegensatz zu konventionellen DLTS-Messungen nicht aufgelöst werden.

Im Hinblick auf eine bessere Energieauflösung wurden Laplace-DLTS-Messungen in der Arbeitsgruppe von Prof. A. R. Peaker an der Universität von Manchester/England durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, dass die Anwendung dieses hochauflösenden DLTS-Verfahrens auf InAs-QP offenbar trotz der relativ schmalen inhomogenen Energieverbreiterung der InAs-QP erschwert wird. Laplace-DLTS eignet sich somit nur bedingt zum Studieren von InAs-QP.

Als Ausblick für zukünftige Experimente sei hier die Methode des *Constant-Capacitance-DLTS* (CC-DLTS) angeführt. Im herkömmlichen DLTS-Experiment nimmt die Emissionsfeldstärke während der Emission ab, da sie sowohl von der Detektionsspannung als auch von der Besetzung abhängt. Bei CC-DLTS jedoch wird die Emissionsfeldstärke während der Emission konstant gehalten, indem die Kapazität

durch Regelung der Detektionsspannung konstant gehalten wird. CC-DLTS findet üblicherweise bei zweidimensional verteilten Störstellen Anwendung. Sie könnte vielversprechend auf QP angewendet werden, um den Einfluss von Feldstärkeeffekten bei konstanter Emissionsfeldstärke zu studieren.

# Literaturverzeichnis

- [Ada92] Sadao Adachi. *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds*. John Wiley & Sons (1992).
- [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).
- [Ana98] S. Anand, N. Carlsson, M-E Pistol, L. Samuelson and W. Seifert. *Electrical characterization of InP/GaInP quantum dots by space charge spectroscopy*. J. Appl. Phys. **84**, 3747 (1998).
- [And82] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern. *Electronic properties of two-dimensional systems*. Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [Ash96] R. C. Ashoori. *Electrons in artificial atoms*. Nature **379**, 413 (1996).
- [Bal04] C. Balocco, A. M. Song and M. Missous. *Room-temperature operations of memory devices based on self-assembled InAs quantum dot structures*. Appl. Phys. Lett. **85**, 5911 (2004).
- [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).
- [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).
- [Boc03a] C. Bock. *Elektronische Struktur selbstorganisierter InAs-Quantenpunkte*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (2003).

- [Boc03b] C. Bock, K. H. Schmidt, U. Kunze, S. Malzer and G. H. Dohler. *Valence-band structure of self-assembled InAs quantum dots studied by capacitance spectroscopy*. Appl. Phys. Lett. **82**, 2071 (2003).
- [Bod99] M. C. Bodefeld, R. J. Warburton, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro and P. M. Petroff. *Storage of electrons and holes in self-assembled InAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **74**, 1839 (1999).
- [Car94] N. Carlsson, W. Seifert, A. Petersson, P. Castrillo, M. E. Pistol and L. Samuelson. *Study of the two-dimensional–three-dimensional growth mode transition in metalorganic vapor phase epitaxy of GaInP/InP quantum-sized structures*. Appl. Phys. Lett. **65**, 3093 (1994).
- [Cha68] K. S. Champlin and G. H. Glover. *Temperature dependence of the microwave dielectric constant of the GaAs Lattice*. Appl. Phys. Lett. **12**, 231 (1968).
- [Cha01] W.-H. Chang, W. Y. Chen, M. C. Cheng, C. Y. Lai, T. M. Hsu, N.-T. Yeh and J.-I. Chyi. *Charging of embedded InAs self-assembled quantum dots by space-charge techniques*. Phys. Rev. B **64**, 125315 (2001).
- [Cha02] W.-H. Chang, W. Y. Chen, T. M. Hsu, N.-T. Yeh and J.-I. Chyi. *Hole emission processes in InAs/GaAs self-assembled quantum dots*. Phys. Rev. B **66**, 195337 (2002).
- [Day79] D. S. Day, M. Y. Tsai, B. G. Streetman and D. V. Lang. *Deep-level-transient spectroscopy: System effects and data analysis*. J. Appl. Phys. **50**, 5093 (1979).
- [Dob04] L. Dobaczewski, A. R. Peaker and K. Bonde Nielsen. *Laplace-transform deep-level spectroscopy: The technique and its applications to the study of point defects in semiconductors*. J. Appl. Phys. **96**, 4689 (2004).
- [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. Engstrom, M. Malmkvist, Y. Fu, H. O. Olafson and E. O. Sveinbjornsson. *Thermal emission of electrons from selected s-shell configurations in InAs/GaAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **83**, 3578 (2003).
- [Eng04] O. Engstrom, M. Kaniewska, Y. Fu, J. Piscator and M. Malmkvist. *Electron capture cross sections of InAs/GaAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **85**, 2908 (2004).

- [Far95] R. F. C Farrow. *Molecular Beam Epitaxy, Applications to Key Materials*. Noyes Publications, New Jersey (1995).
- [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).
- [Fri96] M. Fricke, a. Lorke, J. P. Kotthaus, G. Madeiros-Riberio and P. M. Petroff. *Shell Structure and electron-electron interaction in self-assembled InAs quantum dots*. Europhys. Lett. **36**, 197 (1996).
- [Fu04] Y. Fu, O. Engstrom and Yi Luo. *Emission rates for electron tunneling from InAs quantum dots to GaAs substrate*. J. Appl. Phys. **96**, 6477 (2004).
- [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).
- [Gel04] M. Geller, C. Kapteyn, E. Stock, L. Müller-Kirsch, R. Heitz and D. Bimberg. *Energy-selective charging of type-II GaSb/GaAs quantum dots*. Physica E **21**, 474 (2004).
- [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).
- [Gru00] M. Grundmann. *The present status of quantum dot lasers*. Physica E **5**, 167 (2000).
- [Ham02] G. Hamer. *DLTS im Magnetfeld und O-DLTS Messungen an selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (2002).
- [Har68] J. L. Hartke. *The Three-Dimensional Poole-Frenkel Effect*. J. Appl. Phys. **39**, 4871 (1968).
- [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).

- [Hey05a] Ch. Heyn, A. Bolz, T. Maltezopoulos, R.L. Johnson and W. Hansen. *Intermixing in self-assembled InAs quantum dot formation*. J. Crystal Growth **278**, 46 (2005).
- [Hey05b] Ch. Heyn and S. Cunis. *Shutter-transients during solid-source epitaxy*. submitted to J. Vac. Sci. Technol. B (2005).
- [Iba02] Harald Ibach and H. Lüth. *Festkörperphysik*. Springer Verlag (2002).
- [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).
- [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).
- [Kuo00] D. M. T. Kuo and Y. C. Chang. *Electron tunneling rate in quantum dots under a uniform electric field*. Phys. Rev. B **61**, 11051 (2000).
- [Lan74] D. V. Lang. *Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors*. J. Appl. Phys. **45**, 3023 (1974).
- [Lan82] H. Landolt, R. Börnstein, K.-H. Hellwege, O. Madelung and D. Bimberg, editors. *Landolt-Börnstein – Semiconductors, Physics of group IV elements and III-V compounds*, volume III/17a. Springer, Berlin (1982).
- [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).
- [Loo92] David C. Look. *Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices*. John Wiley & Sons (1992).
- [Los75] D. L. Losee. *Admittance spectroscopy of impurity levels in Schottky barriers*. J. Appl. Phys. **46**, 2204 (1975).
- [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).
- [Mad94] A. Madhukar, Q. Xie, P. Chen and A. Konkar. *Nature of strained In-As three-dimensional island formation and distribution on GaAs(100)*. Appl. Phys. Lett. **64**, 2727 (1994).
- [Mar99] G. Margaritondo. *Interface states at semiconductor junctions*. Rep. Prog. Phys. **62**, 765 (1999).
- [Mar01] J. Marquez, L. Geelhaar and K. Jacobi. *Atomically resolved structure of InAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **78**, 2309 (2001).
- [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).
- [Mil75] G. L. Miller, J. V. Ramirez and D. A. H. Robinson. *A correlation method for semiconductor transient signal measurements*. J. Appl. Phys. **46**, 2638 (1975).
- [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).
- [Moi94] J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. Andre and O. Vatel. *Self-organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs*. Appl. Phys. Lett. **64**, 196 (1994).
- [MR97] G. Medeiros-Ribeiro, J. M. Garcia and P. M. Petroff. *Charging dynamics of InAs self-assembled quantum dots*. Phys. Rev. B **56**, 3609 (1997).
- [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).
- [Pan92] S. T. Pantelides. *Deep Centers in Semiconductors - A State-of-the-Art Approach*. Gordon and Breach Science Publishers, 2 edition (1992).
- [Pan96] L. Panepinto. *Kapazitätstransientenspektroskopie an Fehlpassungsverstärkungen in InGaAs/GaAs-Halbleiterschichtstrukturen*. Dissertation, Georg-August-Universität-Göttingen (1996).
- [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).
- [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).
- [Pry98] C. Pryor. *Eight-band calculations of strained InAs/GaAs quantum dots compared with one- four-, and six-band approximations*. Phys. Rev. B **57**, 7190 (1998).
- [Reu04] D. Reuter, P. Schafmeister, P. Kailuweit and A. D. Wieck. *Frequency-dependent  $C(V)$  spectroscopy of the hole system in InAs quantum dots*. Physica E **21**, 445 (2004).
- [Reu05] D. Reuter, P. Kailuweit, A. D. Wieck, U. Zeitler, O. Wibbelhoff, 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**, 026808 (2005).
- [Sch90] H. Scheffler, W. Korb, D. Bimberg and W. Ulrici. *Deep Ti donor in GaAs*. Appl. Phys. Lett. **57**, 1318 (1990).
- [Sch01] S. Schulz. *DLTS-Messungen an selbstorganisiert gewachsenen InAs-Quantenpunkten*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (2001).

- [Sch03] S. Schulz, S. Schnuell, Ch. Heyn and W. Hansen. *Measurement of the Ionization Energies of Quantum-Dot Helium*. In A. R. Long and J. H. Davies, editors, *Proceedings of the 26th. International Conference on the Physics of Semiconductors*. Edinburgh (2003).
- [Sch04a] K. H. Schmidt, C. Bock, M. Versen, U. Kunze, D. Reuter and A. D. Wieck. *Capacitance and tunneling spectroscopy of InAs quantum dots*. J. Appl. Phys. **95**, 5715 (2004).
- [Sch04b] S. Schulz and W. Hansen. *Laplace-transform DLTS investigations on selfassembled InAs Quantum Dots* (2004). Results of a one week stay at UMIST, Manchester, England at the group of Prof. A. R. Peaker, nicht veröffentlicht.
- [Sch04c] S. Schulz, S. Schnull, Ch. Heyn and W. Hansen. *Charge-state dependence of InAs quantum-dot emission energies*. Phys. Rev. B **69**, 195317 (2004).
- [Sch05] 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*. Flagstaff, Arizona (2005).
- [Sni] G. Snider. *1D Poisson*:. Software zur selbstkonsistenten 1-dimensionalen Lösung von Poisson- und Schrödingergleichung. Frei im Internet erhältlich unter: <http://www.nd.edu/~gsnider/>.
- [Sti68] G. E. Stillman and C. M. Wolfe. *Electrical Charaterization of Epitaxial Layers*. Thin Solid Films **31**, 69 (1968).
- [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).
- [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).
- [Vur01] I. Vurgaftman, J. R. Meyer and L. R. Ram-Mohan. *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*. J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).

- [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. Huant. *Coulomb interactions in small charge-tunable quantum dots: A simple model*. Phys. Rev. B **58**, 16221 (1998).
- [Wei00] C. Weichsel. *Kapazitätsspektroskopie an selbstorganisiert gewachsenen InAs-Quantenpunkten*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (2000).
- [Wei04] C. Weichsel. *Magnetotransport und Kapazitätsspektroskopie an zweidimensionalen Elektronengasen und InAs-Quantenpunkten*. Dissertation, Universität Hamburg (2004).
- [Woj96] A. Wojs and P. Hawrylak. *Charging and infrared spectroscopy of self-assembled quantum dots in a magnetic field*. Phys. Rev. B **53**, 10841 (96).
- [Wu97] W. Wu, J. R. Tucker, G. S. Solomon and J. S. Harris. *Atom-resolved scanning tunneling microscopy of vertically ordered InAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **71**, 1083 (1997).
- [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).
- [Zan04] T. Zander. *Elektronische Eigenschaften von selbstorganisiert gewachsenen InAs Quantenpunkten*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (2004).

# Anhang A

## Probenübersicht

In diesem Anhang sind die Daten der untersuchten Proben zusammengefasst. Dazu gehören die nominellen MBE-Schichtenfolgen sowie Eigenschaften der QP. Sämtliche Proben wurden in der MBE-Anlage „Riber MBE-32P“ des Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg gewachsen.

### Probe #1540: MIS-Diode

Probe #1540, MBE-Schichtenfolge		
InAs	2.2 ML	InAs-Quantenpunkte
GaAs	7 nm	Cap
16 x AlAs/GaAs	2.5 nm / 2.5 nm	80 nm AlAs/GaAs Übergitter
GaAs	30 nm	Zwischenschicht
InAs	2.2 ML	InAs-Quantenpunkte
GaAs	20 nm	Tunnelbarriere
GaAs:Si	25 nm	Rückkontakt $N_D = 2.18 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
GaAs		Puffer, Substrat ((001)-Oberfläche)

Probe #1540, sonstige Parameter		
$N_Q$ (AFM)	$1.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$	QP-Dichte
$z_Q$	117 nm	Deckschicht gesamt
$t_b$	20 nm	Tunnelbarriere
$N_{D,BG}$	$2.18 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	Dotierdichte im Rückkontakt

### Probe #933: Schottkydiode

Probe #933, MBE-Schichtenfolge		
InAs	2.5 ML	InAs-Quantenpunkte
GaAs:Si	750 nm	Deckschicht, $N_D = 4.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
GaAs	10 nm	Zwischenschicht
InAs	2.5 ML	InAs-Quantenpunkte
GaAs	10 nm	Zwischenschicht
GaAs:Si	550 nm	Detektionsschicht, $N_D = 4.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
GaAs:Si	500 nm	Rückkontakt, $N_{D,BG} \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
GaAs		Puffer, Substrat ((001)-Oberfläche)

Probe #933, sonstige Parameter		
$N_Q$ (AFM)	$2.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	QP-Dichte
$z_Q$	760 nm	Deckschicht gesamt
$t_{DT}$	560 nm	Detektionsschicht gesamt
$N_D$	$4.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	Dotierdichte in Deck- und Detektionsschicht

### Probe #1406: Schottkydiode

Probe #1406, MBE-Schichtenfolge		
InAs	2.5 ML	InAs-Quantenpunkte
GaAs:Si	750 nm	Deckschicht, $N_D = 2.85 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
GaAs	5 nm	Zwischenschicht
InAs	2.5 ML	InAs-Quantenpunkte
GaAs	10 nm	Zwischenschicht
GaAs:Si	1200 nm	Detektionsschicht, $N_D = 2.85 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
GaAs:Si	500 nm	Rückkontakt, $N_{D,BG} \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
GaAs		Puffer, Substrat ((001)-Oberfläche)

Probe #1406, sonstige Parameter		
$N_Q$ (AFM)	$1.91 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	QP-Dichte
$z_Q$	755 nm	Deckschicht gesamt
$t_{DT}$	1200 nm	Detektionsschicht gesamt
$N_D$	$2.85 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	Dotierdichte in Deck- und Detektionsschicht

**Probe #1466: Schottkydiode**

Probe #1466, MBE-Schichtenfolge		
InAs	2.2 ML	InAs-Quantenpunkte
GaAs:Si	750 nm	Deckschicht, $N_D = 3.74 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
GaAs	5 nm	Zwischenschicht
InAs	2.2 ML	InAs-Quantenpunkte
GaAs	10 nm	Zwischenschicht
GaAs:Si	1200 nm	Detektionsschicht, $N_D = 3.74 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
GaAs:Si	500 nm	Rückkontakt, $N_{D,BG} \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
GaAs		Puffer, Substrat ((001)-Oberfläche)

Probe #1466, sonstige Parameter		
$N_Q$ (AFM)	$4.25 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$	QP-Dichte
$z_Q$	755 nm	Deckschicht gesamt
$t_{DT}$	1200 nm	Detektionsschicht gesamt
$N_D$	$3.74 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	Dotierdichte in Deck- und Detektionsschicht

**Probe #1495: Schottkydiode**

Probe #1495, MBE-Schichtenfolge		
InAs	2.2 ML	InAs-Quantenpunkte
GaAs:Si	750 nm	Deckschicht, $N_D = 3.27 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
GaAs	5 nm	Zwischenschicht
InAs	2.2 ML	InAs-Quantenpunkte
GaAs	10 nm	Zwischenschicht
GaAs:Si	1200 nm	Detektionsschicht, $N_D = 3.27 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
GaAs:Si	500 nm	Rückkontakt, $N_{D,BG} \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
GaAs		Puffer, Substrat ((001)-Oberfläche)

Probe #1495, sonstige Parameter		
$N_Q$ (DLTS)	$5.64 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$	QP-Dichte
$N_Q$ (AFM)	$3.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$	QP-Dichte
$z_Q$	755 nm	Deckschicht gesamt
$t_{DT}$	1200 nm	Detektionsschicht gesamt
$N_D$	$3.27 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	Dotierdichte in Deck- und Detektionsschicht

# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Wolfgang Hansen für die interessante Aufgabenstellung und seine Bereitschaft zur Diskussion und Betreuung dieser Arbeit.
- Prof. Dr. Ulrich Merkt für die Übernahme des Zweitgutachtens der Dissertation
- Andreas Schramm, Sandra Schnüll und Dr. Christian Heyn für die guten MBE-Proben
- Tim Zander für seine Hilfe bei einer Reihe von Messungen
- den Mitgliedern der Gruppen W, H und N für die gute Atmosphäre.
- Prof. Dr. A. R. Peaker und Mitarbeitern an der Universität Manchester für die Möglichkeit zur Durchführung von Laplace-DLTS-Messungen
- der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung
- allen weiteren Mitarbeitern des Instituts für Angewandte Physik für die freundliche und kollegiale Zusammenarbeit
- Freunden, Verwandten und Bekannten für ihre vielfältige Unterstützung