

Elektrische und optische Charakterisierung von Galliumnitrid

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften
am Fachbereich 07 – Fachrichtung Physik
der Justus–Liebig–Universität Gießen

vorgelegt von

Dirk Meister

geb. in Marburg

Tag der Einreichung:

13.06.2001

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG.....	3
2	EPITAXIEVERFAHREN UND MATERIALEIGENSCHAFTEN VON GaN	6
2.1	Physikalische Eigenschaften und Anwendungen.....	6
2.2	Unterschiedliche Wachstumsprozesse von GaN.....	7
2.2.1	HVPE	8
2.2.2	MOVPE.....	9
2.2.3	MBE	10
3	DER HALL–MESSPLATZ	11
3.1	Die Hardware	11
3.1.1	Die Guard Technik	13
3.1.2	Die Temperaturstabilisierung	13
3.1.3	Festlegung des Bezugspotentials.....	14
3.1.4	Kalibrierungsmessungen	14
3.2	Die Software.....	16
4	HALL–EFFEKT– UND LEITFÄHIGKEITSMESSUNGEN NACH VAN DER PAUW.....	18
4.1	Einfluß von Probengeometrie und Kontaktgröße	22
4.2	Ohmsche Kontakte.....	22
4.2.1	Probenpräparation	26
4.2.2	Ohmsche Kontakte auf n -GaN und n -AlGaN	26
4.2.3	Ohmsche Kontakte auf p -GaN und p -AlGaN	27
5	WEITERE UNTERSUCHUNGSMETHODEN	29
5.1	Photolumineszenz (PL)	29
5.2	Stationäre Photoleitung und Transientenspektroskopie (TS)	31
5.3	Sekundärionen–Massenspektrometrie	33
5.4	Positronenannihilation.....	36
6	LADUNGSTRANSPORT IN GaN.....	41
6.1	Leitfähigkeit und Hall–Effekt	41
6.2	Streuprozesse	50
6.2.1	Streuung an neutralen Störstellen.....	54
6.2.2	Streuung an ionisierten Störstellen	54
6.2.3	Streuung an Versetzungen.....	56
6.2.4	Streuung an akustischen Gitterschwingungen.....	57
6.2.5	Streuung an optischen Gitterschwingungen	60
6.3	Ladungsträgerstatistik.....	62

6.4	Photoleitung	67
6.4.1	Intrinsische Photoleitung	67
6.4.2	Extrinsische Photoleitung	68
6.4.3	Zeitabhängigkeit der Photoleitung	73
7	EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE UND DISKUSSION	75
7.1	Silizium-dotiertes Galliumnitrid	75
7.1.1	Bestimmung der Aktivierungsenergie über m - T und n - T Anpassung	77
7.2	Die Herkunft der hohen n-Leitfähigkeit in GaN-Schichten	81
7.3	Das „Zwei-Schichten-Modell“	83
7.3.1	Bestimmung der Aktivierungsenergie über m - T und n - T Anpassung	87
7.4	TIMOG gewachsenes Galliumnitrid	90
7.5	Charakterisierung des flachen Donators in GaN	93
7.5.1	SIMS-Tiefenprofil-Messungen an GaN	93
7.5.2	Raman-Untersuchungen an GaN	99
7.5.3	Ortsaufgelöste Kathodolumineszenz (KL) Messungen an GaN	101
7.5.4	Photolumineszenzmessungen an hoch n -dotierten GaN-Schichten	102
7.5.5	Positronenannihilation in GaN	105
7.6	Photoleitfähigkeit in GaN	107
7.6.1	Vergleich der elektrischen Eigenschaften von MOVPE- und MBE- p -GaN Schichten	110
7.6.2	Vergleich der Photoleitfähigkeit zwischen MOVPE- und MBE- p -GaN	115
8	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	121
ANHANG		124
A	Abbildungsverzeichnis	124
B	Materialeigenschaften von GaN	128
C	Publikationsverzeichnis	129
LITERATURVERZEICHNIS		131
DANKSAGUNGEN		137

1 Einleitung

In den letzten Jahren ist durch die Verbreitung von blauen und weißen Leuchtdioden auf GaN-Basis ein Markt mit einem jährlichen Volumen von 3 Milliarden US\$ (Stand: 1998) entstanden. Dieser Markt hat eine Zuwachsrate von mehr als 100 % pro Jahr. Aus dem ehemals exotischen Leuchtstoff – blaue und weiße LED – ist mittlerweile ein alltäglicher Gebrauchsgegenstand geworden. So wird dieses Leuchtmittel etwa beim Betrieb von Großleuchten oder von Instrumentenbeleuchtungen und Rückleuchten in Kraftfahrzeugen verwendet. In absehbarer Zukunft ist darüber hinaus geplant, die Glüh- und Halogenlampen im Wohnbereich durch weiße LED's zu ersetzen. Dieses große Wachstum wird von zwei Faktoren entscheidend geprägt. Zum einen gelang es 1989 der Gruppe von I. Akasaki [Aka89], die *p*-Dotierung an GaN erfolgreich durchzuführen und damit einen entscheidenden Schritt in Richtung der heteroepitaktischen Herstellung von Bauelementen zu machen. Zum anderen wurden in letzter Zeit neue Methoden entwickelt, um geeignete Substrate für die epitaktische Herstellung hochwertiger Bauelemente herzustellen. Vor allem die Produktion der nunmehr kommerziell erhältlichen blauen Laserdiode ist auf hochreine, gitterangepasste Substrate angewiesen.

Neben den bereits erwähnten Anwendungsgebieten ist das Materialsystem InGaN–GaN–AlGaN–AlN mit seiner je nach Komposition zwischen 1.9 eV und 6.1 eV frei einzustellenden Bandlücke ein idealer Ausgangsstoff für photosensitive Detektoren im UV- bis blau grünen Spektralbereich.

Bei den auf GaN basierenden Quasi-Substraten besteht das Problem der hohen Elektronenleitfähigkeit. Die Ursache hierfür wird in der Stickstoff-Leerstelle, in einer Siliziumverunreinigung oder in der Sauerstoffkontamination der Schicht gesehen. Die Hauptuntersuchungsmethoden für dieses Phänomen sind temperaturabhängige Hall-Messungen. Die hierbei gewonnenen Ergebnisse sollen durch weitere Spektroskopiemethoden ergänzt und bestätigt werden.

Seit der Entdeckung des Hall-Effekts 1879 durch E. H. Hall [Hal79] hat sich dieser Effekt zu einer der wichtigsten Untersuchungsmethoden zur elektrischen Charakterisierung von Festkörpern entwickelt. Eine ganz besondere Stellung hat dieser Effekt bei Halbleitern, so daß er dort im Rahmen der allgemeinen Charakterisierung unentbehrlich geworden ist. Hall berichtete damals über das Auftreten einer Spannung an den Enden eines Metallstückes, wenn

ein Strom senkrecht zu einem äußeren Magnetfeld durch diese Probe fließt. Dieser Effekt gehört zu den galvanomagnetischen Effekten, bei denen neben dem Magnetfeld nur ein elektrischer Strom zum Ladungstransport und ein elektrisches Feld, jedoch kein Wärmestrom und kein Temperaturfeld vorhanden sind. Ein weiterer galvanomagnetischer Effekt ist die magnetische Widerstandsänderung. Dabei ändert sich der Widerstand im Magnetfeld, indem die Ladungsträger aus ihrer Stromrichtung abgelenkt werden und meistens zu einer Veränderung ihrer Bahn bzw. zur Teilnahme an Streuprozessen gezwungen werden. Diese Hall-Spannung wird linear mit dem äußeren Magnetfeld durch die sogenannte Hall-Konstante verknüpft, die eine direkte Abschätzung der Ladungsträgerdichte erlaubt. Daneben ergibt sich aus dem Vorzeichen der Hall-Spannung, ob Elektronen oder Defektelektronen als Majoritätsladungsträger am Transport beteiligt sind. Mißt man außerdem noch den spezifischen Widerstand, so kann man mit dem Produkt aus Trägerdichte und spezifischem Leitwert die Mobilität der Ladungsträger bestimmen. Die Temperatur spielt bei diesen Untersuchungen eine entscheidende Rolle. Ihr Einfluß geschieht im Sinne einer thermischen Aktivierung von Ladungsträgern, so daß temperaturabhängige Messungen der Ladungsträgerkonzentrationen die thermischen Aktivierungsenergien der Donatoren bzw. Akzeptoren (Termniveaus in der verbotenen Energiezone) liefern. Ferner kann daraus auch die Konzentration der kompensierenden Störstellen bestimmt werden. Aus allen diesen Messungen gewinnt man schließlich Informationen über die Art der Dotierung oder Verunreinigung der untersuchten Proben. Darüber hinaus erhält man aus den Ergebnissen von temperaturabhängigen Messungen der Mobilität einen Einblick über die Streuprozesse der am Transport beteiligten Elektronen respektive Löchern.

Kapitel 2 gibt einen kurzen Überblick über die physikalischen Eigenschaften und die gängigen Wachstumsmethoden von GaN. Hierbei werden Vor- und Nachteile bezüglich der elektrischen Eigenschaften der Schichten bei der jeweiligen Methode aufgezeigt und diskutiert.

Die elektrische Charakterisierung als primärer Teil der Arbeit verlangte den Aufbau und Betrieb eines Hall-Meßsystem. Darüber hinaus wurde eine Meßsoftware entwickelt, die eine individuelle Anpassung an die jeweiligen Materialsysteme ermöglicht. Einen Überblick über das System liefert Kapitel 3, in dem auch erste Kalibrierungsmessungen an GaN vorgestellt und grundlegende Diskussionen bezüglich der Installation eines derartigen Systems geführt werden. Auf die Problematik der Probenbehandlung und die Ohmsche Kontaktierung, die einen starken Einfluß auf die Ergebnisse der Charakterisierung haben, wird in Kapitel 4 eingegangen.

Die Diskussion und Interpretation der Meßergebnisse wird erleichtert durch die Verdeutlichung der theoretischen Grundlagen, die in Kapitel 6 skizziert werden. Dabei spielt der Ein-

fluß der einzelnen Streuprozesse auf die Beweglichkeit der Ladungsträger eine entscheidende Rolle. Im Ergebnis interessieren Temperatur- und Massenabhängigkeit, die im Experiment beobachtet werden können. Die Messung der temperaturabhängigen Ladungsträgerkonzentrationen zwingt zur Betrachtung der Ladungsträgerstatistik. Ziel ist dabei die Ermittlung der Störstellendichte sowie der thermischen Aktivierungsenergie (als charakteristischer Parameter von Halbleitermaterialien). Schließlich werden grundlegende Vorgänge der Photoleitung analysiert.

Die experimentellen Ergebnisse findet man in Kapitel 7. Dort wird aus temperaturabhängigen Hall-Daten die Trägerdichte an der Grenzfläche zwischen Substrat und Halbleiter und an der Oberfläche der GaN-Probe bestimmt. Die so gewonnen Informationen über die Konzentration, die Aktivierungsenergie und die Art des flachen Donators in GaN werden durch Photolumineszenz, Kathodolumineszenz und Positronenannihilation sowie Raman-Spektroskopiemessungen ergänzt und bestätigt. In einem zweiten experimentellen Teil wird die Photoleitfähigkeit von GaN untersucht. Das Ziel hierbei ist ein Vergleich von p -GaN unterschiedlicher Herstellungsverfahren. Es werden MOVPE und MBE Proben miteinander verglichen. Ein besonderer Schwerpunkt liegt dabei auf dem Effekt der Selbstkompensation bei hohen Mg-Dotierungen in p -GaN.

2 Epitaxieverfahren und Materialeigenschaften von GaN

Die Geschichte der Gruppe-III-Nitride lässt sich bis in das Jahr 1862 zurückverfolgen. Damals entstand bei der Synthese von flüssigem Aluminium und gasförmigem Stickstoff Aluminiumnitrid (AlN) [Bri62]. Galliumnitrid (GaN) wird seit den Untersuchungen in den 70er Jahren durch Pankov et al. [Pan71] als ein Kandidat für optoelektronische Bauelemente im blauen und ultravioletten Spektralbereich angesehen.

2.1 Physikalische Eigenschaften und Anwendungen

Die direkte Bandlücke $E_G = 3.4$ eV (300 K) von GaN und die Möglichkeit, diese durch die Legierungen InGaN und AlGaN variabel zwischen 1.9 eV und 6.1 eV einzustellen, ergibt ein fast unbegrenztes Marktpotential für das Materialsystem. Nachdem 1989 das Problem der p -Dotierung von GaN durch die Gruppe von I. Akasaki gelöst wurde, und es in letzter Zeit immer besser gelungen ist, hochdotierte p -leitende Schichten mit Magnesium als Akzeptor herzustellen, entstand ein riesiger Markt.

GaN gibt es in drei unterschiedlichen Kristallstrukturmodifikationen, die häufigste ist die hexagonale Wurzitstruktur. Diese α -Phase oder auch 2H-GaN-Phase ist unter Normalbedingungen die thermodynamisch begünstigte Struktur. Lässt man GaN auf einem in [0001] orientierten Substrat aufwachsen, bildet sich eine energetisch ungünstige Phase in Zinkblende-Struktur, die sogenannte 3C-GaN-Phase [Tsu94]. Die dritte, jedoch in der Praxis unbedeutende Modifikation ist die NaCl-Struktur, sie entsteht bei der Synthese von GaN unter einem Druck von mehr als 47 GPa [Per92].

Im folgenden sollen nun einige Anwendungsmöglichkeiten von Gruppe III-Nitriden vorgestellt werden.

Durch die hohe Schmelztemperatur von 2500°C kann GaN und AlGaN als Sensor für Hochtemperaturanwendungen verwendet werden. So ist es denkbar, GaN und AlGaN als

UV-Detektor bei Verbrennungsprozessen einzusetzen und über die unterschiedlichen spektralen Zusammensetzungen der Verbrennungsspektren den Verbrennungsprozeß zu steuern.

Eine Hauptanwendung liegt bei der Herstellung von LED's (**L**ight **E**mitting **D**iodes). Der spektrale Farbbereich reicht hier von grün über blau bis ultraviolett. Ferner wurden in den vergangenen Jahren weiße LED's entwickelt die, wenn es gelingt, mit Hilfe von verbesserten Substratmaterialien die Herstellungskosten zu senken, in absehbarer Zukunft ein Ersatz für die Glühlampe sein werden.

Bei der Entwicklung von Hochleistungsbauelementen liegt ein besonderes Augenmerk auf der Wärmeleitfähigkeit und der Durchbruchfeldstärke der verwendeten Halbleiter. Bei GaN wurde eine Durchbruchfeldstärke durch Monte-Carlo-Simulationen von 2×10^6 V/cm vorhergesagt. Die entsprechenden Feldstärken bei GaAs und Si sind bei Raumtemperatur um einen Faktor 10 geringer. Zudem zeichnet sich GaN durch eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit von 1.3 W/cmK aus, und liegt damit zwischen GaAs und Si. Erste Hochleistungsbauelemente in Form von Feldeffekttransistoren (**FET**) sind seit Ende 1999 kommerziell erhältlich, jedoch wird auch bei diesem Produkt eine Verbreitung durch die hohen Stückkosten erschwert.

Durch seine hohe Elektronendriftgeschwindigkeit $v_d = 2 \times 10^7$ cm/s (Si: $v_d = 1 \times 10^7$ cm/s, GaAs $v_d = 2 \times 10^7$ cm/s) eignet sich GaN zur Entwicklung und Herstellung moderner Transistoren, die in zunehmendem Maße in der Telekommunikationstechnologie benötigt werden.

Eine tabellarische Übersicht der strukturellen, physikalischen und elektrischen Eigenschaften von GaN befindet sich Anhang B.

2.2 Unterschiedliche Wachstumsprozesse von GaN

Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die unterschiedlichen Herstellungsverfahren von GaN gegeben. Es werden nur Verfahren erläutert, die bei der Herstellung der untersuchten Proben angewandt wurden. Für einen detaillierter Überblick über weitere Epitaxieverfahren sei auf [Amb98] verwiesen.

Eines der größten Probleme bei der Epitaxie von GaN stellt das Fehlen von gitterangepassten Substraten da. Durch die Gitterfehlpassung von Substrat und GaN-Schicht kommt es zu Versetzungen beim Wachstumsprozeß, die sich limitierend auf die elektrischen und optischen Eigenschaften der Schichten auswirken. Ferner muß der thermische Ausdehnungs-

koeffizient des Substratmaterials im Vergleich zu GaN beachtet werden. Ist der Unterschied zu groß, kommt es beim Abkühlen der Schicht zu mikroskopischen Rissen und Verspannungen, die sich negativ auf die Materialeigenschaften auswirken.

Mit der Zeit hat sich Saphir (Al_2O_3) und 6H-SiC als Substratmaterial durchgesetzt. Hervorgerufen durch die Gitterfehlانpassung (Al_2O_3 : 13.8%, 6H-SiC: 11.5%) kommt es zu einer Versetzungsdichte von 10^9 cm^{-2} (Al_2O_3) und 10^8 cm^{-2} (SiC) in den ersten Monolagen der Schicht. Je nach Epitaxieverfahren (MBE, MOVPE) läßt man bei niedrigen Temperaturen eine GaN-Zwischenschicht (Buffer) wachsen, um für die eigentliche Schicht eine bessere Nukleationsgrundlage anbieten zu können. Bei HVPE ist das Wachsen einer Nukleations-schicht aus reaktionskinetischen Gründen nicht möglich. Auf mögliche Lösungen für dieses Problem wird im folgenden Absatz eingegangen.

2.2.1 HVPE

Die Hydrid-Gasphasenepitaxie (HVPE) wird zur Herstellung geeigneter Substrate für die Homoepitaxie von GaN verwendet. Als Substratmaterial für HVPE-Schichten wird in der Regel Saphir benutzt. Bei der HVPE ist es im Vergleich zu anderen Epitaxiemethoden möglich, Wachstumsraten zwischen 10 und 100 $\mu\text{m}/\text{h}$ zu erreichen. Infolge der hohen Wachstumsraten ist die HVPE-Methode nicht zur Herstellung von Bauelementen geeignet. Die so gewachsenen Schichten können durch thermische Dekomposition vom Substrat mittels eines Lasers oder durch Abpolieren des Substrates als freistehendes, ideal gitterangepaßtes Substratmaterial für die weitere Epitaxie benutzt werden. Bei den in Kap. 7.4 charakterisierten Proben wurde als Ga-Quelle GaCl_3 (5.0) eingesetzt. GaCl_3 hat gegenüber dem normalerweise verwendeten GaCl den Vorteil, daß der Galliumfluß während des Prozesses mittels eines Bubblers aufgrund seines niedrigeren Schmelzpunktes gezielt dosiert werden kann. Durch N_2 (6.0) als Trägergas wird das Gallium zum Substrat transportiert, wo es mit thermisch zersetztem NH_3 (6.0) zu GaN reagiert. Die hohe Reinheit der Ausgangsstoffe ist von größter Wichtigkeit, um einer unerwünschten Dotierung mit Verunreinigungen vorzubeugen. Die Prozeßtemperatur beträgt zwischen 950°C und 1050°C . Während der Epitaxie wird der Druck im Reaktor auf einen Wert zwischen 10 und 1000 mbar eingestellt. Eine genaue Beschreibung der Epitaxieanlage und des Reaktors sowie der Reaktionskinetik ist bei [Top99] nachzulesen.

Durch die heteroepitaktische Abscheidung auf den gitterfehlangepaßten Substraten kommt es bei der HVPE in den ersten Monolagen zu Versetzungsdichten zwischen 10^8 und 10^{10} cm^{-2} . Die Verwendung von Niedertemperaturbufferschichten scheidet aus. Aus diesem Grund geht man in der letzten Zeit zwei neue Wege. Auf eine dünne, mit MOVPE hergestellte GaN-Schicht werden schmale SiO_2 -Streifen aufgebracht. Sind die Zwischenräume der SiO_2 -

cht werden schmale SiO₂-Streifen aufgebracht. Sind die Zwischenräume der SiO₂-Streifen mit GaN zugewachsen, beginnt das GaN, diese lateral zu überwachsen. Beim Überwachsen der SiO₂-Struktur ist das Auswachsen der Versetzungen zu beobachten [Ste99].

Eine weitere Möglichkeit, die Versetzungen wirkungsvoll zu reduzieren, liegt im TIMOG (**T**ime **M**odulated **G**rowth)-Verfahren. Die Versetzungsdichte kann mit TIMOG am Substrat-Halbleiterübergang auf 10⁷ cm⁻² [Zhw01] verringert werden. Die GaN-Schicht wird hierbei in mehreren Wachstumsschritten auf GaN-Templates deponiert. Durch die zeitliche Unterbrechung während der einzelnen Wachstumsschritte kommt es jeweils zu einer Rekonstruktion der GaN-Schicht an der Oberfläche und damit zu einer kontinuierlichen Verringerung der Versetzungsdichte in der Schicht.

2.2.2 MOVPE

Bei der Metallorganik-Gasphasenepitaxie (MOVPE) werden im Vergleich zur HVPE als Galliumquellen metallorganische Verbindungen wie Trimethyl-Gallium oder Triethyl-Gallium verwendet. Diese Vorstufen zersetzen sich bei der Prozeßtemperatur zu Gallium und einer organischen Restgruppe. Als Transportgas für das freiwerdende Gallium wird Wasserstoff eingesetzt. Als Stickstoffquelle wird wie bei der HVPE Ammoniak benutzt. Die Deposition geschieht auf Saphir-Substraten. Die Wachstumsgeschwindigkeit variiert zwischen 0.5 und 2.5 µm/h. Entscheidend hierfür ist die Wachstumstemperatur. GaN kann mit der MOVPE-Methode bei Temperaturen zwischen 600°C und 900°C hergestellt werden. Bei diesen hohen Temperaturen diffundiert der gebundene Stickstoff aus der GaN-Schicht, und es kommt durch organische Verunreinigungen zum vermehrten Einbau von Kohlenstoff. Der Kohlenstoffanteil kann dabei bis zu 11% betragen [Amb98]. Somit ist die residuale Dotierung der GaN-Filme höher im Vergleich zur HVPE. Durch das Wachsen bei niedrigen Temperaturen kann der Kohlenstoffeinbau vermieden werden, jedoch führt dies zu strukturellen Defekten in der Schicht.

Die Schichtqualität spiegelt sich in den elektrischen Eigenschaften der GaN-Filme wieder. So zeigen MOVPE-Schichten eine deutlich höhere Mobilität im Vergleich zu MBE- und HVPE-Schichten.

2.2.3 MBE

Die Molekular-Strahl-Epitaxie (MBE) ist eine geeignete Technik zur Herstellung dünner Halbleiterschichten, wie sie z. B. für Quantenwellstrukturen benötigt werden. Als Substratmaterial wird auch hier Saphir verwendet. Durch die niedrige Wachstumsrate von ca. einer Monolage pro Sekunde ist der Prozeß bezüglich der Schichtabfolgen gut zu kontrollieren. Im Gegensatz zu den HVPE- und MOVPE-Methoden benötigt die MBE eine Ultra-Hoch-Vakuum (UHV)-Kammer als Reaktor, und das Schichtwachstum kann in situ beobachtet werden. Durch das UHV wird der Anteil von Restgasverunreinigungen stark reduziert. Es kommt daher im Vergleich zu den beiden vorherigen Methoden zu einer deutlich geringeren residuären Dotierung der Schicht (vergl. Kap. 7.6.2). Das Gallium wird in einer Knudsenzelle verdampft und dann als Atomstrahl auf das Substrat gerichtet. Da der Stickstoff aufgrund seiner dreifachen Doppelbindung sehr reaktionsträge ist, verwendet man zum Aufbrechen der Dreifachbindung eine Stickstoffplasmaquelle. Das Plasma wird mittels einer Elektronen-Zyctron-Resonanzquelle oder durch eine Radiofrequenz-Plasmaquelle gezündet. Bei [Joh96] und [Mou93] werden entsprechende Aufbauten vorgestellt. Durch die Bildung von Stickstoffradikalen und deren Eigenschaft, mit Metallen wie Gallium Verbindungen einzugehen, wird die Molekular-Strahl-Epitaxie erst möglich. Die Depositionstemperatur beträgt zwischen 850°C und 950°C. Das Wachstum geschieht nicht nahe dem thermodynamischen Gleichgewicht, wie dies bei MOCVD Prozessen vorkommt, sondern wird vielmehr durch die Stoßprozesse von Gallium und Stickstoff auf dem Substrat bestimmt.

Charakteristisch für MBE-Schichten ist die hohe Anzahl von strukturellen Defekten in der GaN-Schicht auf dem gitterfehlangepaßten Substrat. Entscheidend für die Entstehung der Versetzungen während der Wachstumsphase ist das Galliumangebot. Wird Gallium im Überschuß angeboten, so bilden sich im Vergleich zu einem Stickstoffüberangebot weniger Defekte aus, wodurch die Versetzungsdichte wieder ansteigt [Amb98]. Eine weitere Verbesserung der Schichtqualitäten kann durch das Wachsen auf einer Niedertemperaturbufferschicht bei ca. 550°C vor der eigentlichen Deposition erzielt werden. Für die elektrischen Eigenschaften der GaN-Schicht bedeutet die hohe Anzahl an Versetzungen eine Limitierung der Mobilität der Ladungsträger. Vorteilhaft hingegen ist die geringere Streuung der Elektronen bzw. Löcher an ionisierten Störstellen. Auf die einzelnen Streuprozesse und ihre Temperaturabhängigkeit wird in Kap. 6.2 näher eingegangen.

3 Der Hall-Meßplatz

Die Hall-Effekt- und Leitfähigkeitsmessungen wurden am I. Physikalischen Institut (IPI) der Justus-Liebig-Universität Gießen durchgeführt. Die dafür verwendete Apparatur wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und in Betrieb genommen. Der folgende Abschnitt gibt eine kurze Einführung in die verwendete Hard- und Software.

3.1 Die Hardware

Zur Erzeugung des Magnetfeldes wird ein AEG-Elektromagnet mit einer variablen magnetischen Flußdichte von $B = 0.1-1$ T verwendet. Für die temperaturabhängigen Messungen wird ein Oxford-Optitstat-He-Kryostat mit einem Oxford-ITC-504 Temperaturregler eingesetzt. Hiermit ist es möglich, Messungen zwischen 4.2 K und 500 K durchzuführen.

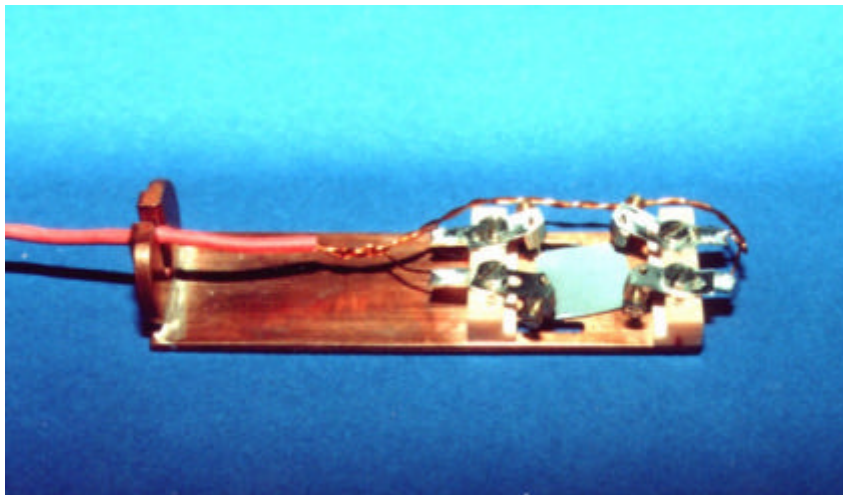


Abb. 3-1 Probenhalter für Hall- und Leitfähigkeitsmessungen.

Abb. 3-1 zeigt den neu entwickelten Probenhalter für Hall- und Leitfähigkeitsmessungen. Die Kupferplatte wird direkt an dem Wärmetauscher des Kryostaten befestigt. Durch den guten thermischen Kontakt ist die Temperaturdifferenz zwischen Wärmetauscher und Probe weniger als 3 K. Die Kontaktierung erfolgt mittels 4 vergoldeter Wolframkarbidspitzen, von denen jede über ein Federstahlblech auf einer hochisolierenden Kunststoffbank gehalten ist.

Durch die Konstruktion der Halterung können die Kunststoffbänkchen so verschoben werden, daß Proben mit einer Größe zwischen $5 \times 5 \text{ mm}^2$ und $15 \times 15 \text{ mm}^2$ untersucht werden können.

Die Meßelektronik der Hall-Apparatur besteht aus einer Konstantstromquelle, einer Impedanzwandlerkarte, einem Scanner zum Verschalten der einzelnen Kontakte untereinander, einem Amperemeter und einem Voltmeter.

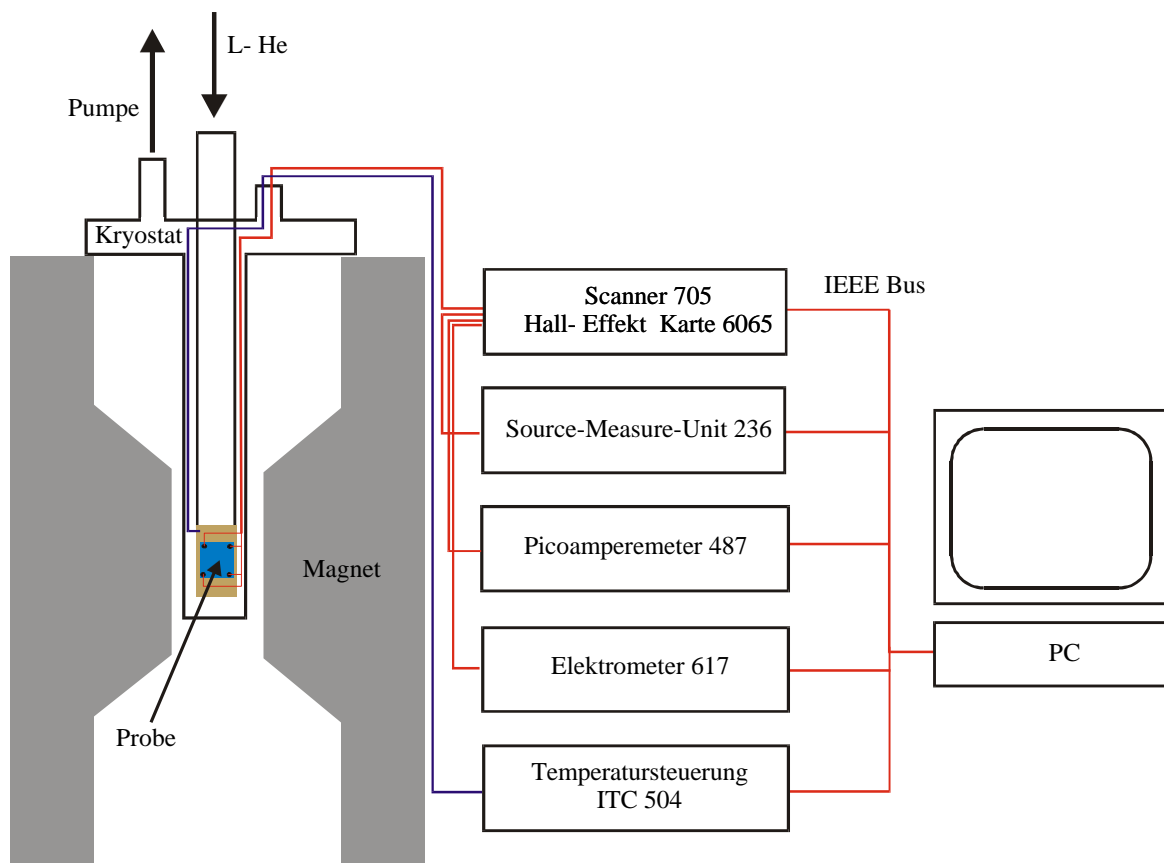


Abb. 3-2 Schematische Darstellung der Hall-Apparatur.

Als Konstantstromquelle wird eine Keithley **Source Measure Unit 236** (SMU) verwendet. Die SMU kann sowohl als Stromquelle als auch Spannungsquelle benutzt werden. Für die Hall-Messungen steht ein Strombereich zwischen 0.1 nA und 100 mA zur Verfügung. Die Verschaltung der Kontakte erfolgt mittels eines Keithley 705 Scanners. Über eine 4×4 Matrix im Scanner werden die Kontakte untereinander verschaltet. Die Hall-Probe wird über eine Keithley 6065 Hallmesskarte, die im Scanner installiert ist, verkabelt. Neben jeweils vier als Ein- und Ausgang zu schaltenden Kanälen verfügt die Karte über einen Monitorstromausgang, einen Stromeingang, der mit der SMU verbunden ist, und einen Spannungsausgang, der

die Messung der Hall-Spannung erlaubt. Durch die Meßkarte wird eine Impedanzwandlung zwischen dem Probenwiderstand und dem Spannungsausgang durchgeführt. Die Ausgangsimpedanz beträgt 30Ω . Dadurch ist es möglich, Halbleiterproben mit einem Querwiderstand von bis zu $10 T \Omega$ zu untersuchen. Die Hall-Spannung wird mit einem Keithley 617 Elektrometer gemessen.

3.1.1 Die Guard Technik

Bei den zu erwartenden kleinen Hall-Spannungen, die zwischen einigen μV und wenigen mV liegen, bedarf es einer besonderen Sorgfalt bei der Signalübertragung. Um ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen, werden für alle Verkabelungen Triaxialkabel verwendet. Der Hauptunterschied zu einem normalen Biaxialkabel (BNC) besteht darin, daß zwischen Innenleiter und äußerer Abschirmung noch eine weitere Abschirmung liegt. Der Zwischenleiter wird mittels eines schnellen Operationsverstärkers, der sich im jeweils angeschlossenen Meßgerät befindet, auf das gleiche Potential wie der Innenleiter gelegt. Diese von Keithley entwickelte Guard-Technik verhindert kapazitive Kopplungen zwischen Innenleiter und äußerer Abschirmung. Besonders stark bemerkbar ist dieser Effekt bei Stromstärken $< 1 \mu\text{A}$, weil bei diesen Stromstärken jede Bewegung im Raum eine beträchtliche Parallelkapazität verursacht. Außerdem werden durch das „Guarden“ RC-Zeitkonstanten vermieden, die wiederum eine Drift im Meßsignal verursachen. Bei den Messungen ist darauf zu achten, daß entweder der Eingang oder der Ausgang eines Meßgerätes mit der Guard-Schaltung betrieben wird. Anderenfalls kommt es zu Signalresonanzen auf der Kabelverbindung.

3.1.2 Die Temperaturstabilisierung

Bei den temperaturabhängigen Messungen ist darauf zu achten, daß die Temperaturschwankungen während der Messung weniger als ein Kelvin betragen. Durch größere Schwankungen werden Temperaturgradienten an der Halbleiterprobe verursacht, die den Fehler bei der Bestimmung der Trägerdichte und des Widerstandes stark vergrößern. Bei einer konstanten Temperatur ist die Streuung der Meßwerte bei der Widerstandsbestimmung kleiner als 1 % und bei der Messung der Ladungsträgerdichte kleiner als 3 %. Der relativ große Fehler bei der Bestimmung der Trägerdichte wird durch hohe Offset-Spannungen bei der Messung der Hall-Spannung verursacht. So kommt es vor, daß die eigentliche kleine Hall-Spannung (wenige μV) von einer Offset-Spannung von mehreren 100 mV überlagert wird. Eine der Ursachen für diese hohe Offset-Spannung sind verschiedene Kontaktspannungen, die bei Metallübergängen in der Meßleitung auftreten. Diese Fehler werden durch unterschiedliche Temperaturen der Metalle noch verstärkt. Ferner werden die Offset-Spannungen

durch die Positionierung der Kontakte vergrößert. Auf diesen Punkt wird in Kap. 4.1 näher eingegangen.

3.1.3 Festlegung des Bezugspotentials

Bei hochauflösenden elektrischen Messungen sind nahezu 80% der Meßfehler auf Erdschleifen zurückzuführen [Kei98]. Für eine exakte Messung der Hall-Spannung ist es daher von entscheidender Bedeutung, eine saubere Definition des Erdpotentials für den Meßaufbau zu finden. Dabei ist darauf zu achten, daß der Erdungspunkt aller Meßgeräte sich auf das gleiche Potential bezieht. Als Bezugspotential wurde das Erdpotential der Source Measure Unit gewählt. Erst nach einer solchen sauberen Anpassung ist es möglich, Ströme, die kleiner als $1 \mu\text{A}$ sind, zeitlich konstant fließen zu lassen. Der Elektromagnet stellt mit seinem Erdpotential eine weitere Störgröße für eine saubere Messung der Hall-Spannung dar. Aus diesem Grund ist der Kryostat mittels Kunststoffhülsen am Magneten befestigt worden. Ein weiteres Störpotential liefert der Pumpstand des Kryostaten. Hierbei erwies es sich als hilfreich, die Pumpe mittels eines Kunststoffstutzens galvanisch vom Kryostaten zu trennen. Abschließend wurde das Gehäuse des Kryostaten mit dem Erdungspunkt der SMU verbunden.

3.1.4 Kalibrierungsmessungen

Um eine Aussage über die Streuung der Meßpunkte bei den Hall-Messungen treffen zu können, wurden an einer bei der Fa. Siemens vermessenen Galliumnitrid-Probe verschiedene Kalibrierungsmessungen durchgeführt. Abb. 3-3 und Abb. 3-4 zeigen zwei Kalibriermessungen an einer $n\text{-GaN}$ Probe. Zur Untersuchung der Zuverlässigkeit der Meßdaten wurde in Abb. 3-3 die Hall-Spannung als Funktion des Probenstromes gemessen. Die Messung zeigt einen eindeutig linearen Zusammenhang zwischen Strom und Spannung. In der Abb. 3-4 ist die Trägerdichte bei 300 K für verschieden starke Magnetfelder aufgetragen. Man erwartet eine konstante Ladungsträgerkonzentration für verschiedene Magnetfelder, was die Ergebnisse der Messungen bestätigen. Die Streuung der Meßwerte liegt mit weniger als 3 Prozent in einem sehr schmalen Fehlerbereich. Damit gewährleistet der experimentelle Aufbau eine hohe Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse.

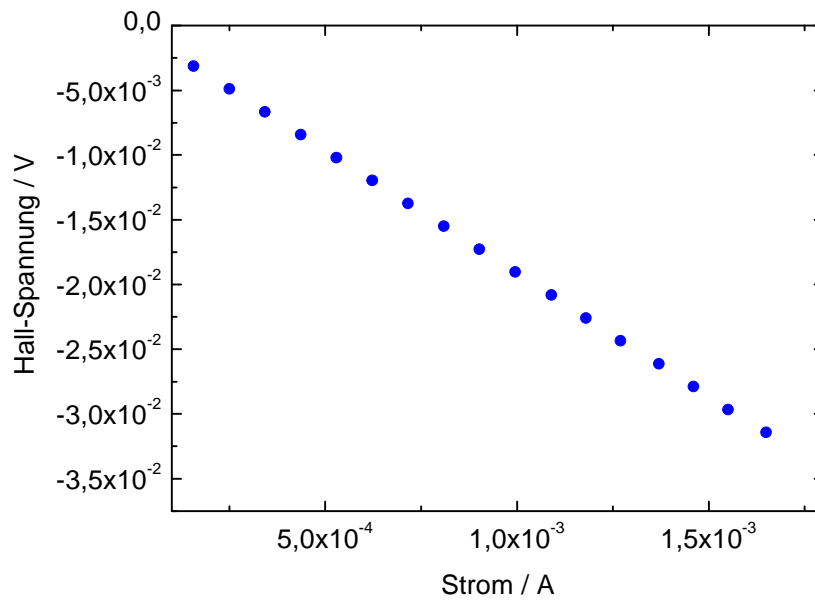


Abb. 3-3 Kalibriermessungen der Hall-Spannung an Galliumnitrid.

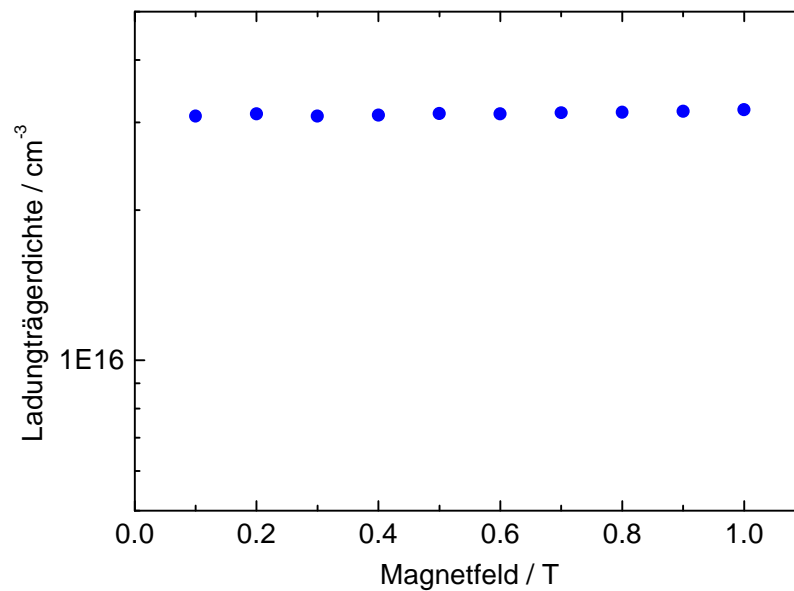


Abb. 3-4 Kalibriermessungen der Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit des Magnetfelds an Galliumnitrid.

3.2 Die Software

Um eine einfache, sichere und reproduzierbare Datenerfassung zu garantieren, werden die anfallenden Daten der gesamten Meßelektronik mittels eines PC über die IEEE-Schnittstelle der Meßgeräte erfaßt, wie dies bereits in Abb. 3-2 dargestellt ist. Die dafür nötigen Softwareapplikationen wurden als Teil dieser Arbeit auf der Basis von Lab View entwickelt.

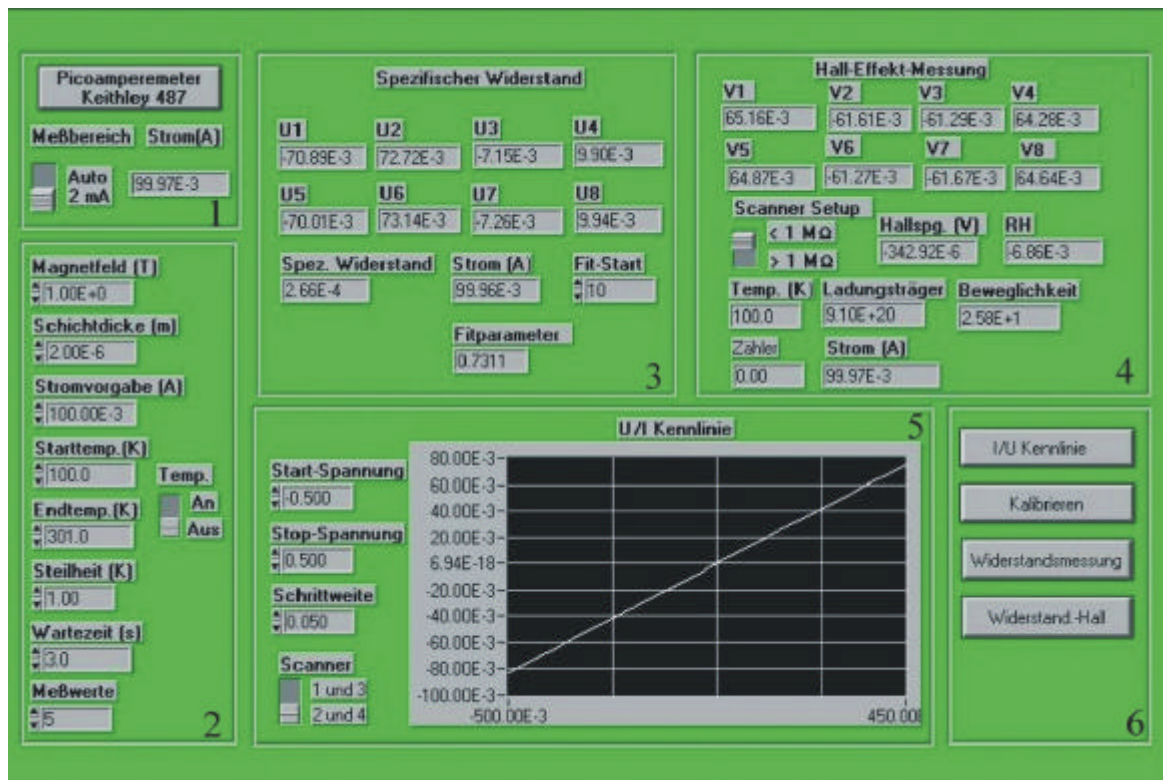


Abb. 3-5 Benutzeroberfläche der Meßsoftware.

Abb. 3-5 zeigt die hierfür verwendete Benutzeroberfläche. Um einen besseren Bedienkomfort zu erzielen, wurde die Oberfläche in sechs verschiedene Bedienelemente eingeteilt.

Das Element 1 erlaubt die Wahl eines geeigneten Amperemeters für den Strom-Monitor-Ausgang der Hall-Karte. Für Messungen mit einer maximalen Stromstärke von 2 mA wird hierfür ein Keithley 487-Amperemeter selektiert, für Messungen, die bis zu 100 mA erfordern, kann auf ein Keithley 175-Multimeter umgeschaltet werden.

Im zweiten Bedienfeld werden die für die Messung wesentlichen experimentellen Parameter wie Magnetfeldstärke, Schichtdicke und Probenstrom gesetzt. Beim Probenstrom ist zu beachten, daß die Stromstärke einen Maximalwert von 100 mA nicht überschreiten darf. Um

eine Beschädigung der Meßkarte zu vermeiden, wird bei der Wahl des Probenstroms die maximal an der Probe anliegende Spannung auf 8 Volt begrenzt. Daneben kann die Meßtemperatur eingestellt werden. In einem späteren Schritt ist eine weitere Automatisierung der Messung durch die Eingabe der Start- und Stoptemperatur und durch die Steilheit der Temperaturschritte geplant. Um die bereits beschriebene Drift in der zu messenden Spannung zu verhindern, kann eine Wartezeit gesetzt werden, die größer als die RC-Zeit des Systems gewählt werden muß. Eine weitere Verringerung des Meßfehlers gelingt durch die Mittelung über der Anzahl der Meßpunkte pro Temperaturmessung. Diese Anzahl kann beliebig groß gewählt werden.

Im Feld 3 des Meßprogramms werden die gemessenen Spannungen sowie die Daten aufgezeichnet, die für die Ermittlung des Spezifischen Probenwiderstandes benötigt werden. Außerdem findet man einen Fitparameter, dessen Bedeutung später erläutert wird (vergl. Kap. 4).

Im Feld 4 der Programmoberfläche werden die gemessenen Spannungen zur Bestimmung der Hall-Konstanten bzw. der Trägerdichte angezeigt. Für die Berechnung der Mobilität wird der Spezifische Probenwiderstand aus Feld 3 verwendet. Mit Hilfe der Option *Scanner Setup* kann die Hall-Messung für die Bestimmung der Trägerdichte bei Proben mit einem Querwiderstand größer als 1 M Ω angepaßt werden. Bei dieser Option wird die Eingangskapazität der Meßkanäle der Hall-Karte geändert, so daß eventuell auftretende Fehler aufgrund einer zeitlichen Drift der Hall-Spannung durch eine Verringerung der RC-Zeit verkleinert werden.

Feld 5 ist ein Diagnosetool zur Überprüfung der Ohmschen Kontakte an der Halbleiterprobe. Hierzu wird jeweils an den diagonalen Kontakten der Probe eine I-U-Kennlinie gemessen. Der Meßbereich wird auch hier auf 100 mA und 8 V beschränkt. Die Daten der I-U-Charakterisierung werden separat gespeichert. Somit ist es zum Beispiel auch möglich, die elektrischen Eigenschaften von Dioden temperaturabhängig zu untersuchen.

Der Feldbereich 6 wird zum Starten der einzelnen Meßmodi verwendet. Hier kann zwischen der I-U-Kennlinienmessung, der Bestimmung des spezifischen Widerstandes oder der Messung der Trägerdichte nebst Widerstand gewählt werden. Außerdem kann mit der Kalibrieroption das Auftreten von Offset-Spannungen unterdrückt werden. Diese Offset-Spannungen können durch eine nicht angepaßte Kontaktposition oder durch temperaturabhängige Kontaktspannungen entstehen.

4 Hall-Effekt- und Leitfähigkeitsmessungen nach Van der Pauw

Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit sowie der Hall-Spannung im transversalen Magnetfeld (Abb. 4-1) erlaubt die Ermittlung wesentlicher Halbleitereigenschaften. So erhält man Informationen über Ladungsträgerkonzentrationen, Defektkonzentrationen, Aktivierungsenergien, spezifische Widerstände und Hall-Beweglichkeiten. Ferner liefert die Hall-Effekt-Messung als eine der wenigen Methoden – neben der Thermokraftmessung – das Vorzeichen der am Transport beteiligten Ladungsträger, so daß die Frage nach dem Ladungstyp geklärt werden kann.

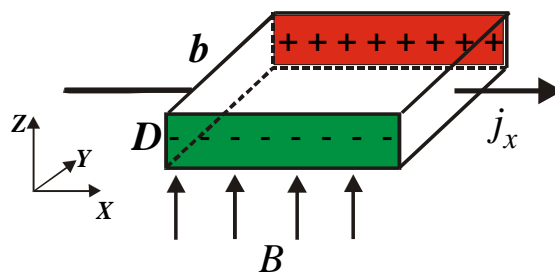


Abb. 4-1 Schematische Darstellung des Hall-Effekts.

Ein Hauptproblem bei der elektrischen Charakterisierung moderner Halbleiter im statischen Magnetfeld besteht darin, eine geeignete Probengeometrie zu finden, um den Einfluß der Probenform auf die Messung möglichst gering zu halten. Betrachtet man etwa eine quaderförmige Probe (Abb. 4-1), dann erwartet man einen sehr großen elektrischen Widerstand an den Punktkontakten bei tiefen Temperaturen, wodurch eine präzise Bestimmung des spezifischen Widerstands bzw. der Hall-Spannung erschwert wird.

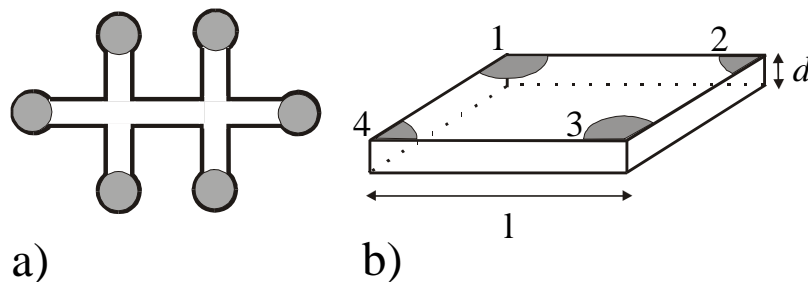


Abb. 4-2 Alternative Hall-Geometrien.

Durch die in Abb. 4-2a gezeigte Probenform werden die Kontaktprobleme, wie sie bei quaderförmigen Proben auftreten, vermieden. Ein Nachteil dieser „Knochenform“ ist, daß die extrem dünnen Halbleiterproben nur schwer zu sägen sind. Ein neuer Weg wurde von Van der Pauw [Pau58] beschritten. Durch die von ihm vorgeschlagene Methode ist es möglich, Proben mit einer beliebigen Form elektrisch zu charakterisieren. Abb. 4-2b zeigt eine Probe, wie sie nach Van der Pauw beschaffen sein sollte. Im folgenden wird näher auf dieses Meßverfahren eingegangen.

An die Anwendbarkeit des Verfahrens werden folgende Anforderungen gestellt:

1. Die Proben müssen eine glatte Oberfläche besitzen.
2. Die Kontakte müssen im Vergleich zur Probenfläche klein und an der Umrandung der Probe angeordnet sein.
3. Die Probenoberfläche muß ein einfach wegzusammenhängendes Gebiet sein, d.h. die Oberfläche darf keine „Löcher“ besitzen.
4. Das Verhältnis von Kontaktgröße zu Kantenlänge ist klein.

Die Forderungen 1 und 3 können bei den untersuchten epitaktisch hergestellten GaN-Proben als erfüllt angesehen werden. Die untersuchten Proben haben eine Kantenlänge zwischen 0.5 und 1.5 cm; die Kontakte haben eine durchschnittliche Größe von 500 µm. Somit sind alle Kriterien für die Hall-Messungen nach van der Pauw erfüllt.

Um den spezifischen Widerstand zu bestimmen, wird nur die Schichtdicke d benötigt. Man geht wie folgt vor: Zwischen den benachbarten Kontakten 1 und 2 fließt ein Strom I_{12} . Dieser Strom bewirkt einen Spannungsabfall U_{34} zwischen den Kontakten 3 und 4. Für den so gemessenen Widerstand gilt:

$$R_{12,34} \equiv \frac{U_{34}}{I_{12}} . \quad \text{Gl. 4-1}$$

Durch zyklisches Vertauschen der Strom- Spannungszuführung ergeben sich somit vier verschiedene Widerstandsmessungen. Da auch bei diesen Messungen eine Fehlerquelle durch die verschiedenen Kontaktpotentiale gegeben ist, wird die Messung mit der umgekehrten Stromrichtung wiederholt, so daß insgesamt 8 verschiedene Widerstände gemessen werden. Im allgemeinen ist es nicht möglich, den spezifischen Widerstand r explizit in bekannten Formen auszudrücken. r kann aber bestimmt werden zu:

$$\mathbf{r} = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{d}}{\ln 2} \cdot \frac{1}{8} \left[(R_{21,34} - R_{12,34} + R_{32,41} - R_{23,41}) \cdot f_a + (R_{43,12} - R_{34,12} + R_{14,23} - R_{41,23}) \cdot f_b \right]. \quad \text{Gl. 4-2}$$

Die in Gl.4-2 gezeigten Koeffizienten f_a und f_b (van der Pauw-Faktoren) bewirken eine Anpassung des Widerstandes an die Probengeometrie. Für eine wie in Abb. 4-1b dargestellte quadratische Probe sind die Koeffizienten 1. Ohne diese Koeffizienten mißt man für eine beliebig geformte Probe einen gegenüber einer quadratischen Probe zu großen Widerstand. Diese geometrischen Korrekturfaktoren sind über eine transzendente Funktion definiert:

$$\frac{Q_{a,b} - 1}{Q_{a,b} + 1} = \frac{f_{a,b}}{\ln 2} \cdot \operatorname{arccosh} \left\{ \frac{1}{2} \cdot \exp \left(\frac{\ln 2}{f_{a,b}} \right) \right\}. \quad \text{Gl. 4-3}$$

$Q_{a,b}$ bezieht sich dabei auf das Verhältnis der einzelnen Widerstände und ist wie folgt definiert:

$$Q_a = \frac{R_{21,34} - R_{12,34}}{R_{32,41} - R_{23,41}} \quad Q_b = \frac{R_{43,12} - R_{34,12}}{R_{14,23} - R_{41,23}}. \quad \text{Gl. 4-4}$$

Zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration durchfließt ein Strom I zwischen den gegenüber liegenden Kontakten 1 und 3 mit der Stromdichte \mathbf{j} diagonal die Probe. An den Kontakten 2 und 4 wird in Anwesenheit eines Magnetfeldes \mathbf{B} , das senkrecht zum Strom I steht, die Hall-Spannung gemessen. Hieraus kann, wie im folgenden beschrieben wird, die Trägerdichte ermittelt werden. Das elektrische Feld \vec{E} setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

$$\vec{E} = \hat{\mathbf{r}} \cdot \vec{j} + \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{m}}_H (\vec{j} \times \vec{B}). \quad \text{Gl. 4-5}$$

Der erste Anteil beschreibt das Ohmsche Gesetz, der zweite resultiert aus der Lorentz-Kraft, wobei $\hat{\mathbf{m}}_H$ die Hall-Beweglichkeit bedeutet. Weitere Terme mit zweiter Ordnung in \vec{B} , die etwa für den Magnetowiderstand verantwortlich sind, werden vernachlässigt. Für den Fall, daß kein äußeres Magnetfeld anliegt, gilt für die Spannungsdifferenz zwischen den Kontakten 2-4:

$$(V_4 - V_2)_{B=0} = \int_{r_2}^{r_4} E \cdot dr = \mathbf{r} \int_{r_2}^{r_4} j \cdot dr . \quad \text{Gl. 4-6}$$

Für den Fall, daß $B > 0$ ist, gilt

$$(V_4 - V_2)_B = \mathbf{r} \int_{r_2}^{r_4} \bar{j} \cdot dr + \mathbf{r} \cdot \mathbf{m}_H \int_{r_2}^{r_4} (\bar{j} \times B) \cdot dr . \quad \text{Gl. 4-7}$$

Für Punktkontakte und unter der Annahme, daß der Magnetowiderstand vernachlässigt werden kann, ist die Stromdichte j invariant gegenüber Magnetfeldern und es gilt $j = \bar{j}$. Damit kann Gl. 4-7 geschrieben werden als

$$V_{H42} = (V_4 - V_2)_B - (V_4 - V_2)_{B=0} = \mathbf{r} \cdot \mathbf{m}_H \int_{r_2}^{r_4} (j \times B) \cdot dr . \quad \text{Gl. 4-8}$$

Unter der bereits getroffenen Annahme, daß $B = Bz$ ist, vereinfacht sich Gl. 4-8 zu

$$V_{H42} = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{m}_H \cdot B \cdot I}{d} . \quad \text{Gl. 4-9}$$

Durch zyklisches Tauschen der Kontakte wird auch hier der Meßfehler nochmals verkleinert. Mit den sich daraus ergebenden vier Hall-Spannungen ermittelt sich die Hall-Konstante R_H und damit auch die Trägerdichte zu

$$R_H = \frac{d}{4 \cdot B} \cdot (R_{31,42} + R_{42,13} - R_{24,13} - R_{13,42}) \quad \text{mit} \quad R_H = \frac{1}{ne} . \quad \text{Gl. 4-10}$$

Daraus kann die Trägerdichte n bestimmt werden. Eine weitere Halbierung des Meßfehlers kann durch die Umkehrung des Magnetfeldes erreicht werden. Aus apparativen Gründen ist dies aber bei dem hier beschriebenen Hall-Meßstand nicht möglich.

4.1 Einfluß von Probengeometrie und Kontaktgröße

Bei der Bestimmung der Hall-Spannung kann es neben den Ungenauigkeiten durch elektrische Messungen auch zu Fehlern aufgrund der Probengeometrie oder der Kontaktgröße kommen. Eine allgemeine Untersuchung zu diesem Thema wurde von Chwang et al. [Chw74] unternommen. Hierbei zeigte sich, daß je nach Kontaktgröße und Probenform Fehler zwischen 10 % und 30 % zu beobachten sind. Die hier gemessenen quadratischen Proben haben eine Kantenlänge zwischen 5 mm und 10 mm. Bei einem Kontaktdurchmesser von 500 μm ergibt sich daraus ein Verhältnis von Kontaktdurchmesser zu Probenlänge von 0.05 bis 0.1. Daraus folgt für den Widerstand ein relativer prozentualer Fehler von 0.1 % bis 0.8 %. Für die Hall-Spannung ergibt sich nach Chwang ein Fehler zwischen 1 % und 7 %. Vergrößert man das Verhältnis von Kontaktgröße zu Kantenlänge auf > 0.2 , so steigt der Meßfehler rasch auf 30 oder mehr Prozent an. In der Literatur werden Fehler bis 15 % als akzeptabel angesehen.

4.2 Ohmsche Kontakte

Für moderne Halbleiterbauelemente sind die elektrischen Eigenschaften der Kontakte von entscheidender Wichtigkeit. Durch die zunehmende Miniaturisierung der Bauelemente gewinnt die Vermeidung von thermischen Belastungen der Materialien eine immer größere Bedeutung. Daher ist man bestrebt, niederohmige Kontakte für die entsprechenden Halbleiter zu entwickeln. Im folgenden wird auf die physikalischen Aspekte von Ohmschen Kontakten bei Halbleitern eingegangen.

Ein Ohmscher Kontakt kann durch drei verschiedene Definitionen erklärt werden:

- a) Ein Ohmscher Kontakt ist eine perfekte Quelle und Senke für beide Typen von Ladungsträgern, ohne daß eine Tendenz besteht, Elektronen oder Löcher zu sammeln oder zu injizieren.
- b) Ein Ohmscher Kontakt ist eine Ladungsträgerquelle mit einem inneren Widerstand R_c , welcher gegenüber dem Probenwiderstand zu vernachlässigen ist.
- c) Ein Ohmscher Kontakt ist eine Ladungsträgerquelle mit einem nicht zu vernachlässigenden inneren Widerstand R_c , für die aber das Ohmsche Gesetz gültig ist.

Die Definition a) ist nur von theoretischer Bedeutung, weil es keine Ohmschen Kontakte gibt, die dieser strengen Auslegung genügen. Vielmehr besteht ein Metall-Halbleiterübergang immer aus einer Mischung von einem Schottky- und einem Ohmschen Kontakt. Der Ge-

samtwiderstand R_T aus Kontaktwiderstand R_C und Probenwiderstand R_S mit einer Probenlänge l und einem Abstand zwischen den Kontakten w kann geschrieben werden als

$$R_T = 2R_C + R_S \frac{l}{w} . \quad \text{Gl. 4-11}$$

Aus Gl. 4-11 geht hervor, daß ein Kontakt ohmsche Eigenschaften besitzt, wenn R_T unabhängig von der Stromstärke und der Stromrichtung ist. Dies ist, wie in b) gefordert, der Fall, wenn $R_C \ll R_S l/w$ oder wenn R_C für sich unabhängig von der Stromstärke und Richtung ist, wie in c).

Erste Untersuchungen zum Metall- Halbleiterübergang wurden von Schottky unternommen. Wird ein Metall in Kontakt mit einem Halbleiter gebracht, so muß es zu einem Ausgleich der Fermi-Niveaus kommen.

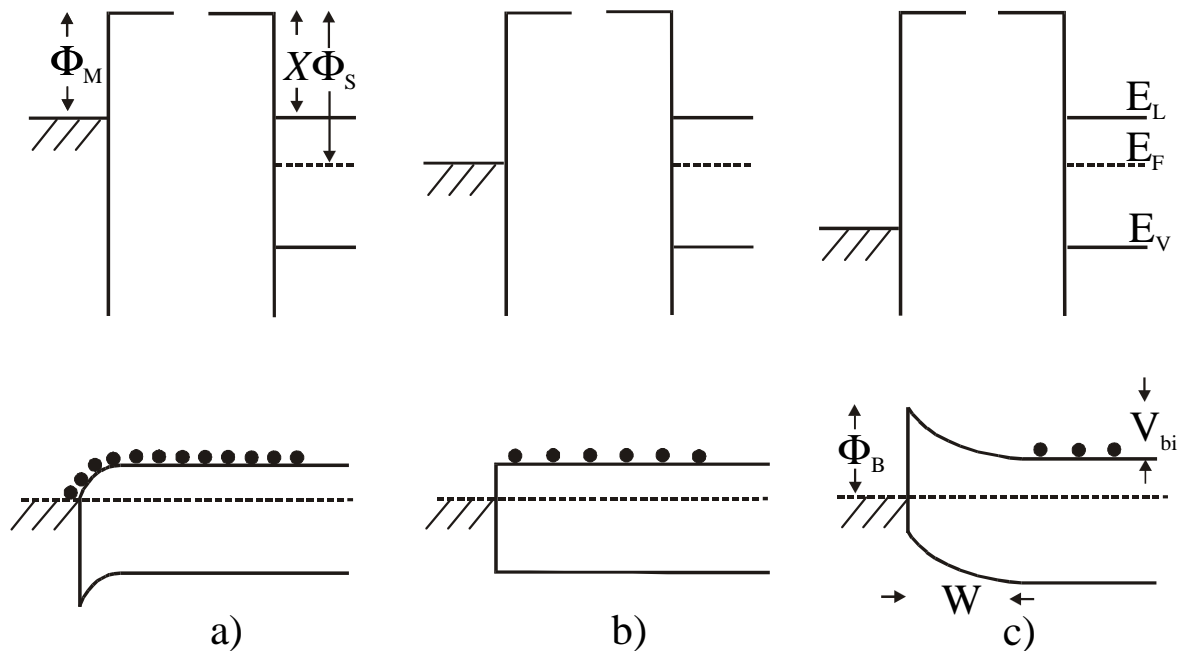


Abb. 4-3 Schematische Darstellung des Metall-Halbleiterübergangs.

Man unterscheidet beim Metall-Halbleiterübergang drei Arten. Bei dem in Abb. 4-3a gezeigten Kontakt ist die Austrittsarbeit des Metalls f_M bezogen auf das Vakuumniveau kleiner als die Austrittsarbeit des Halbleiters f_S vom Fermi-Niveau zum Vakuumniveau. Nach Herstellung einer elektrisch leitenden Verbindung zwischen dem Metall und dem n -leitenden

Halbleiter werden aufgrund des nun erzwungenen Gleichgewichts die Fermi-Energien gleiche Werte annehmen. Die negativen Ladungsträger sind bestrebt, die entstandene Barriere herunterzulaufen, so daß sich im n -Halbleiter eine negative Raumladungszone ausbildet – die sogenannte Anreicherungsschicht –, die eine lineare I-U-Kennlinie verhindert. Die Barrierenhöhe f_B kann mit Hilfe der Elektronenaffinität X und der Metallaustrittsarbeit f_M geschrieben werden als

$$f_B = f_M - X \quad . \quad \text{Gl. 4-12}$$

In der Praxis ist es jedoch schwierig, die Barrierenhöhe exakt einzustellen. Dies liegt nicht zuletzt an immer vorhandenen Oberflächenverunreinigungen.

Die zweite Kontaktmöglichkeit ist in Abb. 4-3b dargestellt. Hierbei gilt $f_S = f_M$. Dieser neutrale Kontakt ist ein idealer Ohmscher Kontakt, da es weder zu Ladungsträgeranreicherungen noch zu Verarmungen kommt. Wie bereits vorher gezeigt, ist dies aber schwer zu realisieren, weil es nicht möglich ist, die Barrierenhöhe einzustellen. Die meisten Ohmschen Kontakte haben eine Bandstruktur, wie sie in Abb. 4-3c gezeigt ist. Am Metall-Halbleiterübergang kommt es zu einer Bandverbiegung. Diese Verbiegung, das sogenannte „Pinning“, tritt sowohl bei n - als auch p -leitenden Halbleitern auf. In Halbleitern entsteht durch die ionisierten Donatoren der Konzentration N_D eine positive Raumladung, die sogenannte Verarmungsschicht (Schottky-Randschicht). Die Barrierenhöhe ist hierbei unabhängig von der Ladungsträgerdichte im Halbleiter. Aus experimentellen Daten wurde für n - und p -leitende Substrate gezeigt, daß $f_B = E_G/3$ [Mea69] ist, wobei E_G den Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband angibt. Entscheidend dafür, ob der Kontakt ohmsches Verhalten oder Schottky-Charakter zeigt, ist die Breite W der Raumladungszone am Übergang. Setzt man die vollständige Ionisation der Donatoren N_D voraus, dann findet man für die Breite der Raumladungszone die Proportionalität zu $1/\sqrt{N_D}$. Gleiche Überlegungen gelten für einen Kontakt, wo beide Ladungsträger n und p berücksichtigt werden. Voraussetzung ist, daß die Austrittsarbeit des Metalls f_M größer ist als die Austrittsarbeit des Halbleiters f_S

$$f_M > f_S \quad \text{Gl. 4-13}$$

und die Differenz der Austrittsarbeiten kleiner ist als die halbe Bandlücke des Halbleiters

$$f_M - f_S < \frac{(E_V - E_L)}{2}. \quad \text{Gl. 4-14}$$

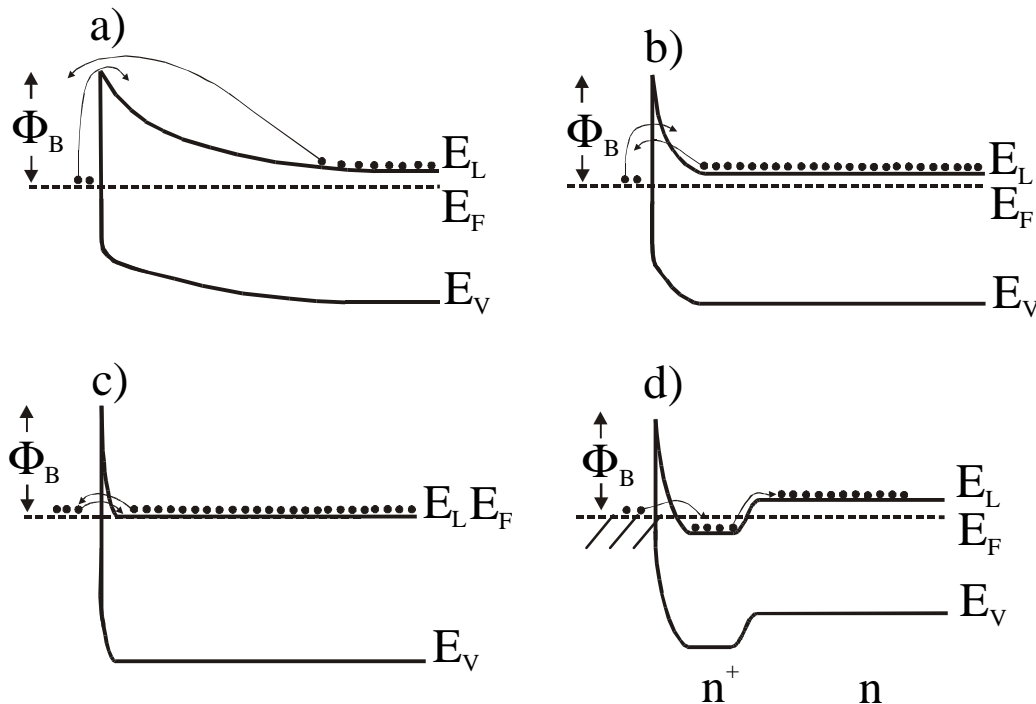


Abb. 4-4 Schematische Darstellung der Kontaktmechanismen durch die Raumladungszone.

Die Kontaktmechanismen in Abb. 4-4 zeigen die Auswirkung einer verbreiterten Raumladungszone auf den Stromfluß zwischen Kontakt und Halbleiter. Durch die geringe Dotierung in Abb. 4-4a ist die Raumladungszone stark verbreitert. Die Majoritätsladungsträger müssen thermisch über die Barriere gehoben werden. Bei dieser thermionischen Emission ist das Schottky-Verhalten des Kontakts dominant.

In Abb. 4-4b ist ein mittelstark dotierter Halbleiter mit $10^{17} < N_D < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dargestellt. Auch hier müssen die Ladungsträger ein Stück die Barriere hochlaufen, bis die Barriere so dünn ist, daß sie durchtunnelt werden kann. Bei dieser Kombination aus thermionischer und Feldemission entscheidet der jeweils dominante Transportprozeß über die Eigenschaften des Kontakts.

Für eine Majoritätsträgerdichte $N_D > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ wird die Barriere so dünn, daß sie von allen Ladungsträgern durchtunnelt wird. Abb. 4-4c stellt somit einen idealen Ohmschen Kontakt dar. Bei der reinen Feldemission bildet sich weder auf der Metall- noch auf der Halbleiterseite eine Ladungsträgeranreicherung oder Verarmung aus. Dieser vereinfachte Fall kann jedoch für die meisten Kontakte nicht realisiert werden.

Der Normalfall für einen Ohmschen Kontakt ist in Abb. 4-4d gezeigt. Hierbei ist zu beobachten, daß die hochdotierte Schicht sich nur in der direkten Nähe des Kontaktes befindet. Weiter entfernt nimmt die Trägerdichte wieder ab. Für den Kontaktwiderstand bedeutet dies, daß sich zu dem Metall-Halbleiter-Übergangswiderstand der Widerstand der n^+ n Schicht addiert. Gleiche Überlegungen gelten auch für Ohmsche Kontakte auf p -leitenden Substraten, wie sie später noch diskutiert werden. Eine ausführliche Betrachtung, die über das hier Diskutierte hinaus geht, wird in [Sze81] gegeben.

4.2.1 Probenpräparation

Für einen idealen ohmschen Kontakt ist es von entscheidender Bedeutung, den Halbleiter vor dem Aufbringen der Metallkontakte entsprechend zu reinigen und zu präparieren. Für n -dotiertes GaN und AlGaN erweist sich eine zweistufige Reinigung im Ultraschallbad als sehr effizient. Hierbei wird im ersten Schritt die Probe 5 Minuten in Azeton und anschließend für die gleiche Zeitdauer in Propanol gereinigt.

Die Probenpräparation für Mg-dotiertes GaN bzw. AlGaN stellt sich als deutlich komplizierter heraus. Als besonders problematisch zeigen sich hier Oberflächenkontaminationen mit Sauerstoff, die sich beim längeren Lagern der Probe an Luft bilden. Der Sauerstoff belegt hierbei die Oberfläche und diffundiert in den Halbleiter ein, so daß selbst Ätzen mit KOH oder HF zu keiner nennenswerten Verbesserung führt [Dad00]. Bei frischen Proben zeigt sich eine Reinigung von organischen Rückständen mit Azeton, Propanol und Wasser als wirksam. Danach wird die Probe 10 Minuten in konzentrierter Salzsäure gespült. Im Anschluß an diese Behandlung wird die Probe 10 min bei ca. 55 Grad in eine Ammoniumpolysulfidlösung getaucht, mit Wasser abgespült und dann sofort in die Aufdampfanlage gebracht. Durch diese Behandlung wird der an der Oberfläche sitzende Sauerstoff reduziert. Im Vakuum sublimieren verbliebene Schwefelreste auf der Probe. Nach diesem Schritt können die Kontakte aufgedampft werden.

4.2.2 Ohmsche Kontakte auf n -GaN und n -AlGaN

Für Ohmsche Kontakte auf n -leitendem GaN und AlGaN werden in der Literatur mehrere Materialien vorgeschlagen. Man unterscheidet hierbei zwischen Kontakten aus nur einem Metall und Mehrschichtkontakten aus verschiedenen Metallen. Stellvertretend seien hier folgende Metalle genannt: In, Al, Ti, Cr, sowie für die Mehrschichtkontakte Al/Ti, Au/Mo/Ti, Au/Si/Ti und Pd/Al. Ein guter Überblick über die geeignete Wahl von Metallen für Ohmsche Kontakte wird durch [Pin96], [Pus96] und [Ruv96] gegeben.

Bei den meisten Kontaktmaterialien erfolgt nach dem Aufdampfen des Metalls eine thermische Behandlung der Kontakte. Bei diesem sogenannten **Rapid Thermal Annealing Processing (RTAP)** werden die Proben in einem Spiegelofen für mehrere Sekunden bis Minuten bei Temperaturen zwischen 500°C und 800°C geheizt. Erst durch das Tempern der Kontakte verringert sich der Übergangswiderstand zwischen Metall und Halbleiter deutlich, und die Kontakte zeigen bei Strom-Spannungskennlinien einen klaren ohmschen Charakter [Mil96]. Das Zustandekommen der ohmschen Charakteristik beruht auf einer Nitrierung des Metalls an der Oberfläche der Probe. Am Beispiel von Ti wurde bei [Ruv96] gezeigt, daß sich zwischen der GaN-Schicht und dem Metallkontakt eine TiN-Zwischenschicht bildet, die für das ohmsche Verhalten der Kontakte verantwortlich ist.

Da am hiesigen Institut kein geeigneter Ofen für eine RTPA-Behandlung der Proben zur Verfügung steht, ist es notwendig, bei den untersuchten GaN- und AlGaN-Proben einfache Ohmsche Metallkontakte zu verwenden. Hierzu wurden nach einer im vorherigen Kapitel beschriebenen Probenpräparation In-Kontakte bei 380°C auf die Probe aufgebracht. Durch das Tempern der Kontakte bei 380°C ergibt sich ein ohmsches Verhalten bei der I-U-Kennlinie zwischen $\pm 5V$. Hierfür ist die Bildung von InN am Metall-Halbleiterübergang verantwortlich.

4.2.3 Ohmsche Kontakte auf *p*-GaN und *p*-AlGaN

Die Schwierigkeit bei Ohmschen Kontakten auf *p*-leitendem GaN und AlGaN liegt in der geeigneten Wahl des Kontaktmetalls. Dieses Metall muß eine Austrittsarbeit größer als 6.5 eV besitzen, oder die freie Ladungsträgerdichte an der Probenoberfläche muß ca. $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ betragen. Entscheidend für einen sauberen Ohmschen Kontakt ist die Probenpräparation vor dem Aufdampfen des Metallkontakts. Eine schlechte Probenreinigung kann den Kontaktwiderstand um mehrere Größenordnungen erhöhen und zeigt sich in einer nicht linearen I-U-Kennlinie. Für *p*-dotiertes AlGaN und GaN haben sich in letzter Zeit zwei Standardkontakte durchgesetzt.

Ni /Au-Kontakte liefern sowohl auf AlGaN wie auch auf *p*-GaN ein annähernd lineares Bild bei der I-U-Charakteristik. Für die Kontakte wird eine 20 nm dicke Nickelschicht auf die Probe aufgebracht. Anschließend bedeckt man den Nickelkontakt mit einer 200 nm dicken Goldschicht. Die Kontakte werden dann für 5 min bei 380°C getempert [Li96], [Koi97]. Hierbei liegt das Problem für gute Kontakte zum einen bei der exakten Metall-Schichtdicke und zum anderen bei der Einhaltung der Tempertemperatur.

Eine zweite, einfachere Methode für Ohmsche Kontakte wird mit Pt-Kontakten erreicht. Pt-Kontakte zeigen eine lineare Kennlinie bei der I-U-Charakterisierung, ohne daß sie wärmebehandelt werden müssen. Vor dem Bedampfen mit einer zwischen 20 und 40 nm dicken Pt-Schicht werden die Proben mit Ammoniumpolysulfid gereinigt. Durch diese Reinigung verringert sich der Kontaktwiderstand um drei Größenordnungen [Kim98], [Jan99] und Hall-Effekt-Messungen ergeben eine höhere Akzeptordichte. So zeigen behandelte Proben eine um den Faktor 10 höhere Trägerdichte und eine lineare I-U-Kennlinie. Dieser Unterschied kann mit einem „Zwei-Schichten-Modell“ für den Kontakt erklärt werden. Bei den präparierten Proben bildet sich eine Pt/ p^+ / p -GaN Struktur aus, während bei den unbehandelten Proben ein Pt/ p -GaN Kontakt entsteht. Die leitende p^+ -Schicht mit einer Trägerdichte von ca. $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ hat eine Dicke zwischen 100 bis 130 nm [Jan00]. Dadurch entsteht ein niederohmiger p -Kontakt.

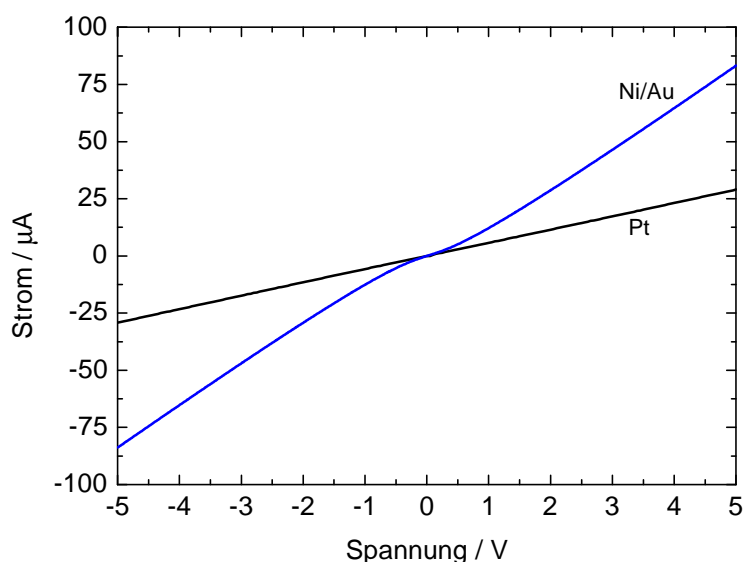


Abb. 4-5 Vergleich der I-U-Kennlinien für Ni/Au- und Pt-Kontakte auf p -GaN.

Abb. 4-5 zeigt einen Vergleich von eigenen Messungen an Ni/Au- und Pt-Kontakten. Die Steigung der Kennlinien kann hierbei keinen Aufschluß über den Probenwiderstand geben, da die Kontakte unterschiedlich weit entfernt und die Proben unterschiedlich dick waren, und damit die effektive Feldstärke unterschiedlich groß ausfällt. Beide Proben hatten eine Akzeptordichte von $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei 300 K. Es zeigt sich jedoch, daß die Platinkontakte bei gleicher Probenbehandlung einen deutlichen ohmschen Charakter zeigen, während die Kennlinie der Ni/Au-Kontakte nichtlinear verläuft.

5 Weitere Untersuchungsmethoden

Die weiteren Untersuchungsmethoden neben der elektrischen Charakterisierung lassen sich in zwei Gruppen aufteilen. Zum einen in optische Untersuchungen mittels Photolumineszenz und Transientenspektroskopie, zum anderen in solche, die der Aufklärung der Defektart und Defektquelle dienen. Hierzu wurden Sekundärionen–Massenspektrometriemethoden und Positronenannihilation verwendet. Im folgenden werden diese Methoden näher betrachtet und der jeweilige experimentelle Aufbau vorgestellt.

5.1 Photolumineszenz (PL)

Die Entstehung der Lumineszenz beruht auf der Emission von elektromagnetischer Strahlung, die durch Energiezufuhr verursacht wird. Wenn diese Energiezufuhr bzw. Anregung durch Licht erfolgt, wird die Emission als **Photolumineszenz (PL)** bezeichnet. Bei einer Überbandanregung, d.h. einer Anregung mit Licht, dessen Energie höher als die Bandlücke ist, erwartet man drei zeitlich aufeinanderfolgende Vorgänge. Einmal den eigentlichen Anregungsprozeß, bei dem Elektronen–Loch–Paare erzeugt und getrennt werden. Danach eine strahlenlose Relaxation der Ladungsträger – innerhalb 10^{-13} – 10^{-12} s –, bis sie an den Rändern der erlaubten Bänder angekommen sind und ein quasithermisches Gleichgewicht erreicht haben. Schließlich die Rekombination von Ladungsträgern, die strahlend (PL) oder strahlungslos über Auger–Prozesse erfolgt. Die hier interessierenden strahlenden Rekombinationen umfassen:

- Band–Band–Übergang
- Rekombination freier Exzitonen
- Rekombination lokalisierter Exzitonen
- Band–Akzeptor–Übergang
- Band–Donator–Übergang
- Donator–Akzeptor–Übergang

Je nach der Rekombinationsart, d.h. je nachdem über welche Kanäle die angeregten Elektronen–Loch–Paare strahlend rekombinieren, lassen sich so zerstörungsfreie Informationen über die thermischen und optischen Aktivierungsenergien der flachen bzw. tiefen Störstellen

gewinnen. Ferner kann über Elementaranregungen eine Aussage über Exzitonen und deren Bindungs- und Lokalisierungsenergien getroffen werden. Weiterhin liefert die Photolumineszenz Informationen über Polaronen, Phononen und die Bandstruktur, d.h. die Bandlücke des untersuchten Halbleiters. Ein guter Überblick über die Möglichkeiten der Photolumineszenz an modernen Halbleitern findet sich in [Pan71], [Böe90] und [Mey98].

Die untersuchte Lumineszenz der GaN-Proben wurde mit der 325 nm-Linie eines HeCd-Lasers (Omnichron Typ Series 74, Leistung 23 mW) angeregt. Um die 442 nm-Wellenlänge des Lasers auszublenden, wird der Laserstrahl durch einen 325 nm-Interferenzfilter geführt. Mit einem 90°-Umlenkspiegel wird der Lichtstrahl durch einen mechanischen Zerkhacker (HMS Chopper Model SRS SR 540) auf die Halbleiterprobe gerichtet, die sich in einem He-Bad-Kryostaten befindet. Für die PL-Spektren ist es möglich, die Temperatur zwischen 4.2 K und 300 K zu variieren. Die Temperatursteuerung erfolgt dabei mit einer OxfordI TC 502 Temperaturregelung.

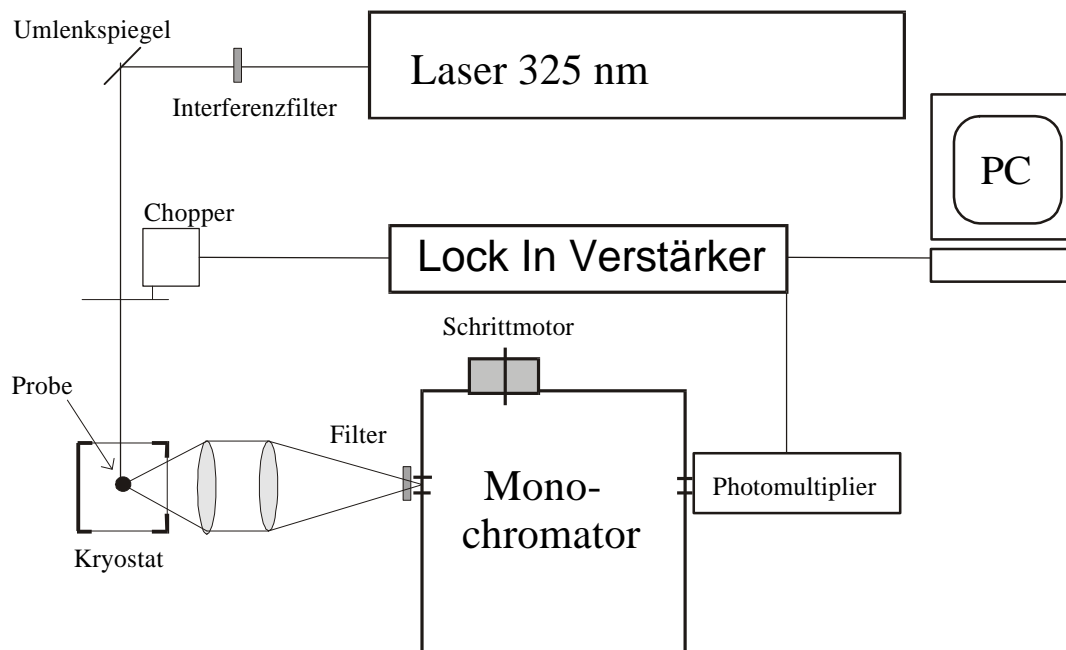


Abb. 5-1 Schematische Darstellung des Photolumineszenzaufbaus.

Die Detektion des diffus von der Probe reemittierenden PL-Signals erfolgt im 90°-Winkel zur Laseranregung. Das divergente Signal wird mit einem UV-tauglichen Linsensystem auf einen Monochromator (Spex 0.22 m Model 1681) abgebildet. Um die zweite harmonische Oberwelle des Lasers aus den Spektren auszublenden, stellt man vor den Monochromator ein 345 nm-Lumineszenzfilter. Das eigentliche PL-Signal wird mit einem Photomultiplier de-

tektiert. Um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu bekommen, wird das Signal mit einem Lock-In-Verstärker (Eg & G Model 5210) verstärkt. Das Auslesen der Meßdaten erfolgt dabei PC-gestützt mittels einer auf Lab View basierenden Software. Eine detaillierte Beschreibung der Apparatur ist bei [Alv99] nachzulesen.

5.2 Stationäre Photoleitung und Transientenspektroskopie (TS)

Durch Betrachtung der stationären Photoleitung und der Transientenspektroskopie ist man in der Lage, verschieden schnelle Rekombinationsprozesse zu beobachten. Bei der Transientenspektroskopie wird die Anregung der am Photostromprozeß beteiligten Defekte mittels der 192 nm-Linie eines Excimer-Lasers (ALTEX) erreicht. Für die stationäre Photostrommessung wird eine 150 W-Xenonlampe zur Anregung verwendet. Zum Kühlen und Heizen der Proben wird das gleiche Kryostatensystem, wie es bereits bei der Hall-Effekt-Apparatur beschrieben wurde, benutzt. Die Transientenspektroskopie erlaubt es, je nach gewähltem Zeitfenster unterschiedlich schnelle Rekombinationsprozesse zu beobachten. Die zeitliche Auflösung der zum Ladungstransport beitragenden Rekombinationsprozesse erstreckt sich bei dem nachfolgend beschriebenen Aufbau über ein Zeitintervall von wenigen μs bis ms. Bei der stationären Photoleitung hingegen beschränkt man sich auf die Beobachtung der schnellen Prozessen.

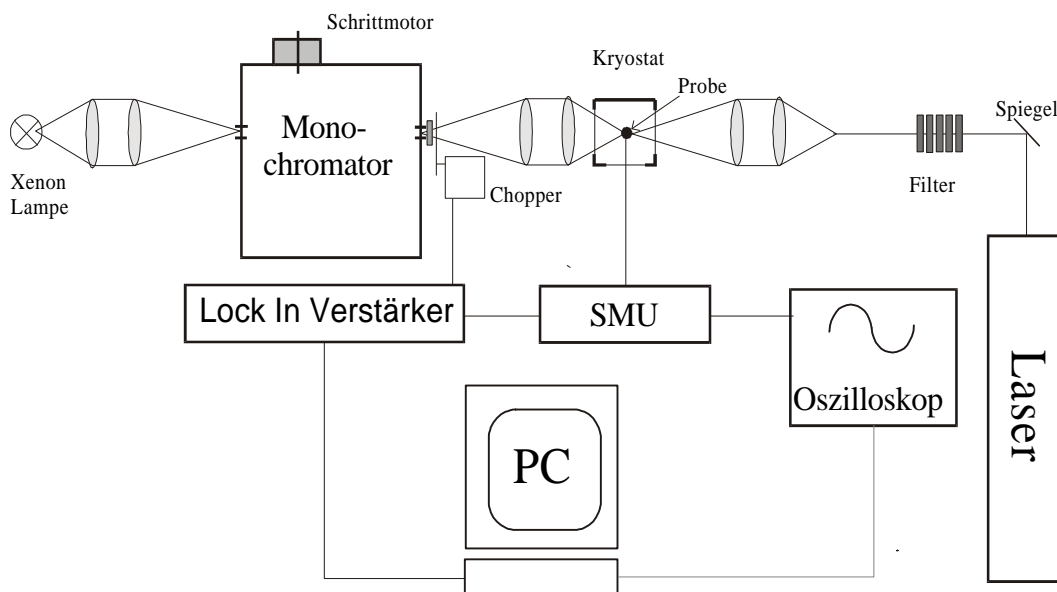


Abb. 5-2 Schematische Meßanordnung zur stationären Photoleitung und Transientenspektroskopie.

Zur Transientenbeobachtung werden die Proben mittels der 192 nm–Linie eines gepulsten Excimer–Lasers angeregt. Über einen 90°–Umlenkspiegel wird der Laserstrahl auf die Probe geführt und mit einem Suprasil–Linsensystem fokussiert. Die hierdurch erreichten Leistungsdichten sind jedoch so hoch, daß die Laserleistung durch Filter wieder verringert werden muß. Bei zu hohen Anregungsdichten konnte beobachtet werden, daß die GaN–Schicht bis auf das Substrat verdampft war, so daß die Temperatur im Laserspot 860°C übersteigt [Amb96]. Dieser Aspekt ist besonders bei temperaturabhängigen Messungen zu beachten. Zur Betrachtung der Photostromtransienten wird an die Probe mit einer SMU eine konstante Spannung von 1 V angelegt. Durch die Bestrahlung der Probe mit UV–Licht werden nun Ladungsträger generiert, die über verschiedene Kanäle rekombinieren. Somit ändert sich bei der elektrischen Messung der Probenwiderstand, und es kommt zu einem zeitlich variablen Spannungsabfall an der Probe. Über diesen Spannungsabfall können die verschiedenen Transienten direkt mit einem im AC–Modus zur Unterdrückung des Gleichspannungsanteils im Signal betriebenen 500 MHz–Speicheroszilloskop (Tecktroniks TDS 520) beobachtet werden. Bei hochdotierten Proben, d.h. $N_A > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zeigt sich ein großer Dunkelstrom, so daß es notwendig ist, das Photostromsignal mit einem schnellen Strom– Spannungsverstärker (Stanford Research Systems Model SR570) zusätzlich zu verstärken. Bei allen Messungen muß man ein besonderes Augenmerk auf die RC–Zeiten der einzelnen Gerätekomponenten und Leitungen legen. Wird dieser Aspekt außer acht gelassen, so kann es vorkommen, daß einzelne schnelle Transienten im Spektrum abgeschnitten werden.

Ferner kann der Excimer–Laser als eine Fehlerquelle in Erscheinung treten. Das Gas im Laser wird bei Spannungen zwischen 16 und 20 kV gezündet. Durch die kapazitive Kopplung mit den Meßleitungen entstehen so scheinbare Transienten im Spektrum mit einer Relaxationszeit $< 1 \mu\text{s}$.

Eine weitere Fehlerquelle liegt in der zu schnellen Wiederholung der Anregung. Um sicherzustellen, daß nicht noch einzelne am Photostromprozeß beteiligte Ladungsträger in tieferen Störstellen eingefangen sind, muß die Wiederholungsrate der Anregung gegenüber der Relaxationszeit groß gewählt werden. Daher wurden alle Spektren mit einer Laserpulsfrequenz von 1 Hz gemessen.

Der linke Teil der Abb. 5-2 zeigt den Aufbau für die Messung der stationären Photoleitung. Bei der stationären Photoleitung erfolgt die Anregung mit einer 150 W–Xenon–Lampe. An der Probe liegt während der Messung eine Spannung von 1 V an. Das Licht der Xenon–Lampe wird mit Suprasil–Linsen auf den Eingang des Monochromators (Spex 0.22 m Model 1681) abgebildet. Am Ausgang des Monochromators wird der Lichtstrahl mit einem Chopper zerhackt. Dadurch werden Lichtimpulse mit einer Frequenz zwischen 20 und 3000 Hz er-

zeugt. Das so modulierte Signal wird mittels eines zweiten Linsensystems auf die Probe abgebildet. Mit einem Lock-In-Verstärker wird nun die Änderung der Leitfähigkeit bzw. die Änderung des Stroms in der Probe gemessen und mit einer auf Lab View basierenden Software über einen PC aufgezeichnet.

Die Messung der stationären Photoleitung gliedert sich in zwei Teile. Im ersten Teil wird die spektrale Abhängigkeit der Photoleitung betrachtet. Bei den untersuchten GaN-Proben beobachtet man hierfür einen Wellenlängenbereich zwischen 250 und 650 nm. Anhand des Anstiegs der Photoleitung in der Nähe der Bandkante kann man vorab schon Informationen über die am Ladungstransport beteiligten Defekte entnehmen. Die Chopperfrequenz muß bei diesen Messungen so niedrig gewählt werden, daß man davon ausgehen kann, daß alle am Photostrom beteiligten Ladungsträger in der Dunkelphase des Lichtsignals rekombiniert sind. Aus dem Spektrum wird nun die Wellenlänge mit der größten Photostromintensität entnommen.

Im zweiten Teil der Messung wird die Frequenzabhängigkeit des Photostrom bei dieser Wellenlänge beobachtet. Da hierbei ein recht kleines Frequenzintervall betrachtet wird, können auch nur langsame Rekombinationsprozesse, d.h. getrappte Zustände der Ladungsträger beobachtet werden. Mit zunehmender Chopper-Frequenz ergibt sich eine Abnahme des Lock-In-Signals. Dies ist so zu interpretieren, daß die am Transport beteiligten Ladungsträger erneut ins Leitungsband angehoben werden, obwohl sie noch an einem Defekt in der Bandlücke eingefangen sind. Durch die Kombination beider Spektroskopiemethoden erhält man damit einen guten Überblick über die Transporteigenschaften der Photoleitung.

5.3 Sekundärionen–Massenspektrometrie

Die Sekundärionen–Massenspektrometrie gilt als eine der genauesten Untersuchungsmethoden, wenn es darum geht, Verunreinigungen in Halbleitern nachzuweisen. Während die Photoelektronenspektroskopie (ESCA) oder die elektronenangeregte Röntgenfluoreszenz (EDAX) kaum besser als 1 % in ihrer Genauigkeit sind, kann mit SIMS eine Genauigkeit von wenigen ppT realisiert werden. Da an dieser Stelle nur eine kurze Einführung in die Sekundärionen–Massenspektrometrie gegeben werden kann, sei auf weiterführende Literatur, wie z.B. [Vic89],[Ben87] und [Wil89] verwiesen.

Bei der Sekundärionen–Massenspektroskopie wird die Halbleiterprobe je nach Aufgabenstellung mit O_2^+ , Cs^+ , Ar^+ oder Ga^+ –Primärionen beschossen. Die Primärionen haben dabei eine Energie zwischen 0.5 und 20 keV. Durch den Beschuß mit energiereichen Primärionen werden vom Halbleiter sowohl neutrale Teilchen als auch durch Stoßprozeße erzeugte Sekundärionen abgesputtert. Im allgemeinen geht man davon aus, daß durch den Beschuß nur einfach geladene Ionen entstehen. Diese werden mit Hilfe eines Massenspektrometers aus dem Quotient q/m nach ihren Atommassen selektiert und anschließend mit einem Detektor gemessen. Man erhält so Informationen über die oberste atomare Schicht der Probe sowie über die Art und Eigenschaften der adsorbierten Schichten. Durch den ständigen Beschuß mit Primärionen kommt es zu einem kontinuierlichen Materialabtrag an der Probe. Dadurch ist es möglich, Aussagen über die laterale Zusammensetzung und Verteilung der Verunreinigungen des Halbleiters, die Tiefenverteilung der Defekte oder ganz allgemein über die Zusammensetzung der Halbleiterprobe zu treffen.

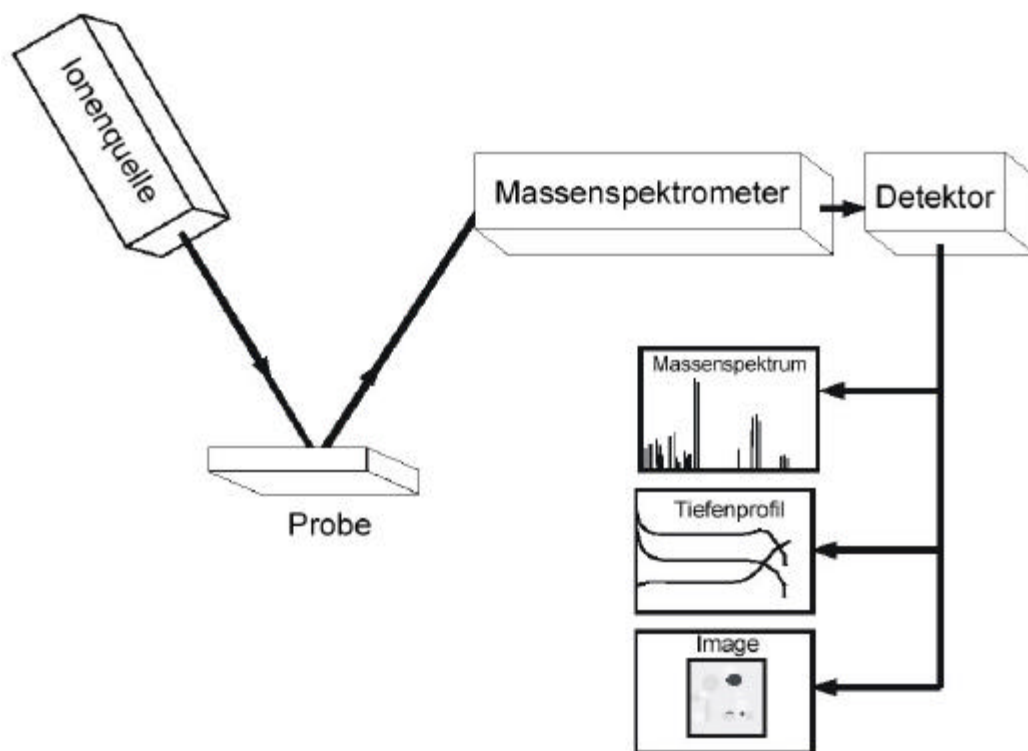


Abb. 5-3 Schematische Darstellung der SIMS Meßmethode.

Für die Massenspektren werden sowohl positive als auch negative Sekundärionen betrachtet. Nicht jedes Element bildet beide Arten von Ionen, so daß eine zweifelsfreie Identifizierung von Verunreinigungen im Halbleiter die Berücksichtigung beider Ladungstypen erfordert. Hierbei erscheinen die einzelnen Massen mit unterschiedlichen Intensitäten in den Spektren, was hierbei jedoch nicht mit einer absoluten Intensität verwechselt werden darf. Ver-

antwortlich hierfür sind die unterschiedlichen Empfindlichkeiten von SIMS auf die einzelnen Elemente. Diese schwankende Empfindlichkeit ist auf sogenannte Matrixeffekte zurückzuführen, die sich bereits bei Konzentrationen $> 1\%$ ändert. Durch die Verteilung der unterschiedlichen Elemente im Halbleiter wird die Austrittsarbeit der verschiedenen Ionen verändert. Damit ändert sich auch die Sekundärionenausbeute pro Primärion. In der Regel variiert diese Ausbeute zwischen 10^{-1} und 10^{-5} Ionen. Um eine quantitative Aussage über Konzentrationen treffen zu können, vergleicht man die gemessene Intensität mit den Intensitäten an durch Ionenimplantation hergestellten Kalibrierproben. Die dabei gewonnenen relativen Empfindlichkeiten werden als **Relative Sensitivitäts-Faktoren (RFS)** bezeichnet. Ferner muß man bei der quantitativen Analyse auf Masseninterferenz-Effekte achten. Sie kommen dadurch zustande, daß sich geladene Moleküle im Sekundärstrahl befinden, welche dieselben Atommassen wie einzelne Sekundärionen haben.

Neben den Massenspektren an der Oberfläche können mit SIMS auch Informationen über die Tiefenverteilung der einzelnen Dotierungen gewonnen werden. Kennt man die Ionenstromstärke und die Sputterrate, kann man aus der Sputterzeit die Dicke der Probe berechnen. Bei den daraus gewonnenen Tiefenprofilen muß allerdings beachtet werden, daß sich Sekundärionen am Kraterrand wieder an die Probe anlagern können. Es empfiehlt sich daher, für ein Tiefenprofil eine möglichst große Fläche mit dem Primärionenstrahl abzurastern, die eigentliche Information aber nur aus 10 % dieser Fläche zu entnehmen. Die Tiefenauflösung von SIMS beträgt je nach Ionenstrom und Primärionenart zwischen 10 und 50 nm.

Für die in Kap 7.5.1 gezeigten Tiefenprofile wurden Cs^+ -Primärionen verwendet. Cäsium bewirkt ein Herabsetzen der Austrittsarbeit und erhöht die Nachweisempfindlichkeit für negative Ionen wie Sauerstoff, Halogene und Kohlenstoff. Es eignet es sich somit sehr gut für quantitative Analysen.

Der apparative Aufbau einer SIMS Anlage besteht aus einem UHV-Rezipienten, einer Ionenquelle, einem Massenseparator und einem Teilchendetektor. Bei der am I. Physikalischen Institut vorhandenen Anlage wird der Primärstrahl mittels elektrostatischer Ionenoptiken auf die Probe gerichtet. Dadurch kann der Strahl fokussiert und die Ionen beschleunigt werden. Der Sekundärteilchenstrahl wird wieder mittels einer Ionenoptik auf ein Quadrupol-Massenspektrometer gerichtet und die Intensität der detektierten Masse mit einem Elektronenvervielfacher bestimmt. Eine genaue Beschreibung der Anlage ist bei [Bur99] nachzulesen.

Bei den in Kap. 7.5.1 gezeigten Messungen kommt es auf eine sehr genaue Bestimmung der Sauerstoffkonzentration an, darum wurden diese Messungen an einer Anlage der Fa. Probeam mit einer Cs-Quelle als Primärionenstrahl durchgeführt. Die Massendetektion erfolgt

dabei mittels magnetischer Umlenkung der geladenen Teilchen. Durch die Ionenoptik haben alle Ionen vor dem Eintreten in das Magnetfeld dieselbe Geschwindigkeit. Bringt man die Ionen auf eine 180° Kreisbahn, werden die Teilchen je nach Masse eine Kreisbahn mit unterschiedlichen Radien einnehmen. Die einzelnen Massen werden dann mit einem feststehenden Detektor gemessen. Die Anpassung der Bahnradien erfolgt über die Variation des stationären magnetischen Ablenkfeldes. Um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen, werden außerdem die neutral geladenen Teilchen mit einem Filter vor dem Detektor separiert.

5.4 Positronenannihilation

Die Positronenspektroskopie eignet sich zum Nachweis von Versetzungen und Leerstellen in Halbleitern und Metallen. Bei der Positronenannihilationspektroskopie werden monoenergetische Positronen mit einer Energie bis 80 keV im Halbleiter implantiert. Ein Teil der Positronen wird jedoch wieder zurückgestreut. Dieser Anteil erhöht sich mit zunehmender Ordnungszahl der Probe. Vor dem Eindringen in den Halbleiter haben die Positronen eine kinetische Energie, die weit größer ist als ihre thermische Energie. Diese kinetische Energie wird in wenigen Pikosekunden durch Streuprozesse der Positronen an Elektronen und Phononen abgebaut. Diese Thermalisierung der Positronen erstreckt sich über einen Weg von mehreren μm . Die Bewegung der Positronen kann als Diffusion beschrieben werden, da die mittlere freie Weglänge in GaN von ca. 500 nm [Saa00] im Vergleich mit der Diffusionslänge im Halbleiter viel kürzer ist. Die thermalisierten Positronen bewegen sich im Zwischengitterbereich des Festkörpers. Gelangt ein Positron in die Nähe eines offenen Volumens, d.h. einer Leerstelle oder Versetzung, so erfährt es ein attraktives Potential und kann dort lokalisiert werden. Setzt man eine Parakonfiguration mit Gesamtspin $J = 1$ voraus, werden bei der Annihilation jeweils zwei charakteristische γ -Quanten mit der Energie 511 keV ($= m_e c^2$) und entgegengesetzter Richtung entstehen. In der Umgebung eines offenen Volumens ist die Elektrodichte im Vergleich zum ungestörten Halbleiter erniedrigt. Im reinen, defektfreien Halbleiter ist die Lokalisierung des Positrons nicht sehr stark ausgeprägt [Pus94]. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit hat ihr Maximum im Zwischengitterbereich, da die positiven Atomrümpfe abstoßend auf das Positron wirken. Bei positiv geladenen Leerstellen ist die Abstoßung und damit die Trappingwahrscheinlichkeit aufgrund des positiven Coulombpotentials so gering, daß es bis heute nicht gelungen ist, positive Leerstellen mit Positronenannihilation nachzuweisen.

Neutrale und negativ geladene Defekte unterscheiden sich durch unterschiedliche Temperaturabhängigkeiten der Trappingwahrscheinlichkeit. So werden neutrale Leerstellen über die stärkere Lokalisierung von Positronen bei tiefen Temperaturen nachgewiesen. Durch das ne-

gative Potential in der Nähe einer negativen Leerstelle kommt es dort zu einem verstärkten Einfang von Positronen bei tiefen Temperaturen. Der Trappingkoeffizient wird hierbei durch eine $1/\sqrt{T}$ -Abhängigkeit für den direkten Übergang des Positrons in den lokalisierten Zustand der Leerstelle beschrieben. In der Umgebung einer negativen Leerstelle bilden sich flache Energiezustände, sogenannte Rydberg-Zustände, aus die bei niedrigen Temperaturen die Bindung des Positrons begünstigen. Die Trappingwahrscheinlichkeit steigt hierbei exponentiell mit fallender Temperatur an. Bei einem negativ geladenen Atom bilden sich flache attraktive Energiezustände für Positronen mit Bindungsenergien zwischen 0.01 und 0.1 eV aus. Die Einfangwahrscheinlichkeit ist auch hier wegen der negativen Ladung proportional zu $1/\sqrt{T}$. Durch die niedrige Bindungsenergie kann jedoch eine Positronenannihilation nur bei Temperaturen < 100 K beobachtet werden. Für höhere Temperaturen ist die thermische Entleerung der Leerstelle dominant. Mittels temperaturabhängiger Messungen kann somit der Ort der Positronenannihilation identifiziert werden. Kommt ein Positron in die Nähe eines negativ geladenen Atoms ohne offenes Volumen, so kann es an diesem Akzeptor unter Bildung einer flachen Positronenfalle lokalisiert werden.

Neben dem Einfang an geladenen Störstellen kann ein Positron auch an Versetzungen im Halbleiter lokalisiert sein. Versetzungen wirken diffusionslimitierend [Bra72], so daß durch die Messung der Lebensdauer eine eindeutige Identifizierung möglich ist.

Zur Untersuchung von dünnen Halbleitermaterialien kommen moderierte Positronen zum Einsatz. Als Moderator verwendet man dünne Wolfram- oder Kupferfolien, die für Positronen eine negative Austrittsarbeit besitzen. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß die Positronen an der Oberfläche annihilieren können und es deshalb zu Fehlinterpretationen kommen kann. In Verbindung mit weiteren Spektroskopiemethoden, wie Hall-Effekt oder Sekundärionenmassenspektrometrie, können aus den Ergebnissen der Positronenannihilation Rückschlüsse über die Art der Defekte und deren Konzentration im Halbleiter gezogen werden, wobei zur Konzentrationsbestimmung die Einfangwahrscheinlichkeit der einzelnen Defekte bekannt sein muß. Eine vertiefende Einführung in die Technik der Positronenannihilation geben [Eic97], [Kra97], [Pol98].

Der folgende Abschnitt befaßt sich mit den unterschiedlichen Verfahren zur Messung der Positronenannihilation.

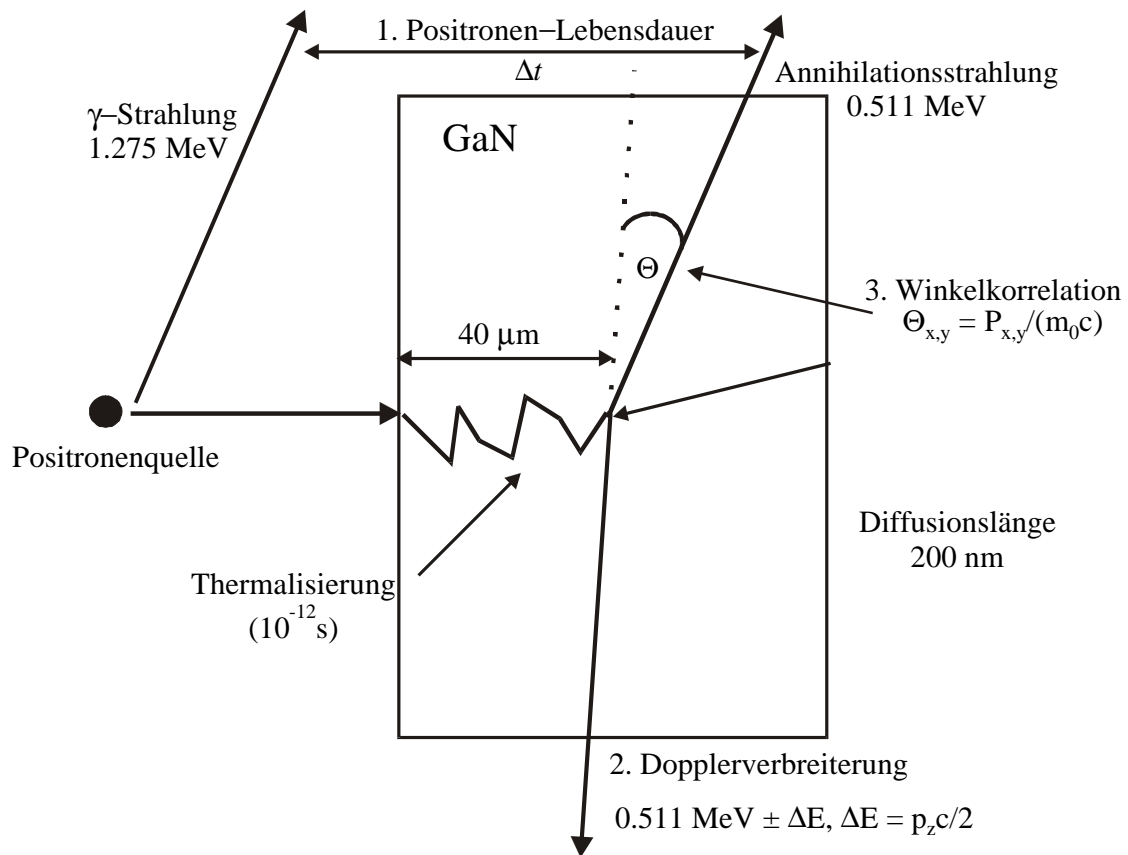


Abb. 5-4 Prinzip der Positronenannihilation.

Die Positronenannihilation kann mittels dreier verschiedener Meßmethoden untersucht werden. Bei der Positronen-Lebensdauer nützt man die verschiedenen Zeiten der Positronenannihilation aus. Die Lebensdauer ist eine Funktion der Elektronendichte am Annihilationsort. Wird ein Positron in einem offenen Volumen, einer Leerstelle oder Versetzung, lokalisiert, so verlängert sich die Lebensdauer im Vergleich zur defektfreien Probe. Zur exakten Messung der Lebensdauer wird die Zeitdifferenz zwischen dem Startsignal (Emission der 1.275 MeV γ -Linie der Na^{22} -Quelle) und dem Stoppsignal, welches von einer der beiden 511 keV-Signale der Annihilation herrührt, verwendet. Durch die unterschiedlichen Positronen-Lebensdauern können die einzelnen Defekte eindeutig identifiziert werden. Aus der Intensität des Signals ergibt sich die Konzentration. Das Spektrum der Positronenlebensdauer unterliegt einer Gaußverteilung. Ein wichtiger Parameter, der daraus entnommen werden kann, ist die mittlere Positronenlebensdauer. Sie stellt den Schwerpunkt des Positronen-Lebensdauerspektrums da. Der Vorteil dieses Parameters liegt in seiner statistischen Sicherheit, da diese Lebensdauer meßbar und kein Resultat einer numerischen Zerlegung ist. Wenn die mittlere Lebensdauer größer ist als die Lebensdauer im ungestörten Material, ist dies ein eindeutiges Indiz für das Vorhandensein von leerstellenartigen Defekten.

Durch die Gültigkeit der Impulserhaltung bei der Annihilation kann man aus der Annihilationsstrahlung Informationen über die Elektronenimpulsdichte am Zerstrahlungsort erhalten. Das Photonenpaar besitzt dabei denselben Impuls wie das Positronen–Elektronenpaar vor der Annihilation. Die Impulskomponente p_z in Ausbreitungsrichtung der Annihilationsstrahlung bewirkt eine Dopplerverschiebung ΔE der 511 keV γ -Strahlung. Die Messung und Interpretation der Dopplerverbreiterung gestattet Aussagen zur Impulsdichteverteilung der Elektronen im Festkörper und damit über die Defekte.

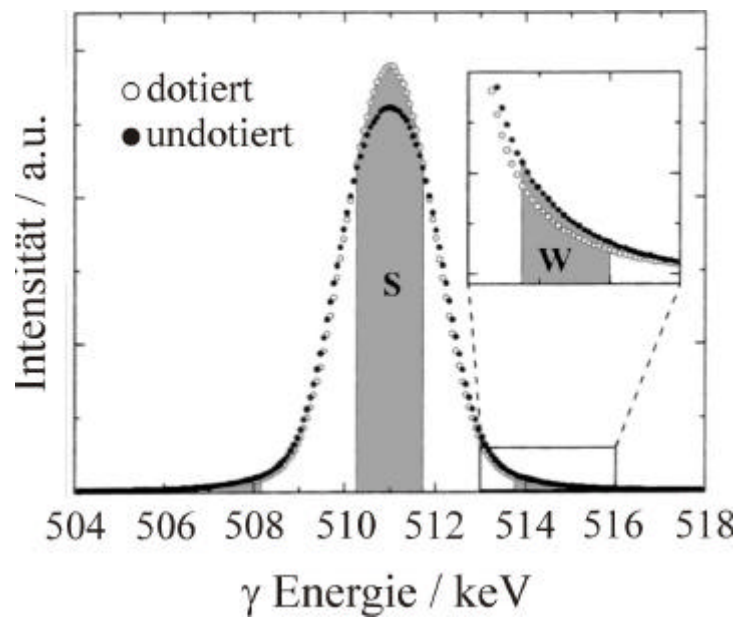


Abb. 5-5 Dopplerverbreitertes Spektrum der Positronenannihilation.

Wenn der Annihilationsprozeß von Positron und Elektron im ungestörten, defektfreien Halbleiter stattfindet, ergibt sich eine Verteilung von Elektronen mit niedrigem Impuls (Valenzelektronen) und eine Verteilung mit hohem Impuls (Rumpfelektronen). Wird ein Positron an einem Defekt lokalisiert, so ergibt sich im Vergleich zum ungestörten Festkörper eine andere Dopplerverbreiterung des Spektrums. Der Anteil der Valenzelektronen im Vergleich zu den Rumpfelektronen wird sich dann erhöhen, so daß es zu einer kleineren Dopplerverbreiterung kommt. Diese Veränderungen werden mit den sogenannten S- und W-Parametern beschrieben. Der S-Parameter ist hierbei ein Indikator für Valenzelektronen und der W-Parameter für Rumpfelektronen (Abb. 5-5). Der S-Parameter ist definiert als die Fläche im Zentralbereich des Spektrums, normiert auf die Gesamtfläche unter der Kurve nach Abzug des Untergrundsignals. Der W-Parameter berücksichtigt die Bereiche des Spektrums, die ihren Ursprung in der Annihilation mit Elektronen höherer Impulse haben. Er ergibt sich aus dem Verhältnis der Fläche an den Ausläufern der Verteilung, normiert auf die Gesamtfläche der

Kurve. Für jeden Defekt gibt es ein entsprechendes S–W–Parameterpaar, so daß damit eine eindeutige Zuordnung der Annihilationszentren möglich ist.

Eine dritte Möglichkeit der Positronenannihilationspektroskopie bietet die Winkelkorrelation. Hierbei nutzt man im Gegensatz zur z –Impulsverteilung die Impulsverteilung in der xy –Ebene aus.

6 Ladungstransport in GaN

6.1 Leitfähigkeit und Hall-Effekt

Zur klassischen Beschreibung der Leitfähigkeit und des Hall-Effekts im Halbleiter betrachtet man das Elektron in einem Elektronengas, das sich dort nach dem Drude-Modell unter Reibung mit weiteren Elektronen bewegt. Falls kein äußeres elektrisches Feld \vec{E} angelegt wird, ist die Stromdichte im Halbleiter $\vec{j} = \vec{0}$. Für den Fall, daß sich das Elektron in einem äußeren Magnetfeld \vec{B} und einem elektrischen Feld \vec{E} bewegt, kann die Bewegung des Elektrons mit seiner Driftgeschwindigkeit \vec{v}_d durch die Bewegungsgleichung

$$\frac{d}{dt}\vec{v}_d + \frac{1}{\tau}\vec{v}_d = \frac{e}{m}(\vec{E} + \vec{v}_d \times \vec{B}) \quad \text{Gl. 6-1}$$

beschrieben werden. τ ist hierbei die Relaxationszeit, die durch die Streuprozesse geprägt wird (vgl. Kap. 6.2). Für den stationären Fall, d.h. ($\dot{\vec{v}}_d = \vec{0}$) gilt

$$\vec{v}_d = \tau \frac{e}{m}(\vec{E} + \vec{v}_d \times \vec{B}) \quad \text{mit} \quad \mathbf{m} = \tau \frac{e}{m} . \quad \text{Gl. 6-2}$$

Die Lösung des inhomogenen Gleichungssystems mit einem in z -Richtung gerichteten \vec{B} -Feld ($\vec{B} = (0,0,B)$) liefert für \vec{v}_d die Beziehung

$$\vec{v}_d = \hat{\mathbf{m}}(B)\vec{E} . \quad \text{Gl. 6-3}$$

$\hat{\mathbf{m}}(B)$ ist hierbei der unsymmetrische Beweglichkeitstensor 2. Stufe und kann geschrieben werden als

$$\hat{\mathbf{m}}(B) = \frac{m}{1 + m^2 B^2} \begin{pmatrix} 1 & mB & 0 \\ -mB & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + m^2 B^2 \end{pmatrix}. \quad \text{Gl. 6-4}$$

Für die Stromdichte \vec{j} ergibt sich damit unter Verwendung der Verknüpfung zwischen Mobilität und Leitfähigkeit $\hat{\mathbf{S}}(B) = ne\hat{\mathbf{m}}(B)$ die Beziehung

$$\vec{j} = \hat{\mathbf{S}}(B)\vec{E}. \quad \text{Gl. 6-5}$$

Die Leitfähigkeit $\hat{\mathbf{S}}(B)$ ist hierbei ein unsymmetrischer Tensor 2. Stufe der Form

$$\hat{\mathbf{S}}(B) = \frac{nem}{1 + m^2 B^2} \begin{pmatrix} 1 & mB & 0 \\ -mB & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + m^2 B^2 \end{pmatrix}. \quad \text{Gl. 6-6}$$

Bei verschwindendem Magnetfeld ($B = 0$) findet man das Ohmsche Gesetz $j = s\vec{E}$ mit seiner skalaren Leitfähigkeit ($s = ne^2t/m$), die von der mittleren Zeit t zwischen zwei Streuungen geprägt wird. Bei einem endlichen Magnetfeld ($B > 0$) ist der Leitfähigkeitstensor $\hat{\mathbf{S}}(B)$ ein Ausdruck dafür, daß das elektrische Feld \vec{E} und die Stromdichte \vec{j} in verschiedene Richtungen zeigen. Die Richtungsabweichung der beiden Vektorgrößen wird durch den Hallwinkel α beschrieben. Für Halbleitermaterialien wird der Hallwinkel mit $\text{tg}\alpha \approx 10^{-2}$ abgeschätzt.

Betrachtet man einen Leiter in einem transversalen, äußeren Magnetfeld (Abb. 4-1), so bewirkt das senkrecht auf die Stromdichte \vec{j}_x stehende Magnetfeld \vec{B}_z im Halbleiter ein elektrisches Feld in y -Richtung. Die Ladungsträger werden hierbei durch die Lorentz-Kraft abgelenkt. Dieses sogenannte Hall-Feld $E_H(B)$ ist direkt proportional zu dem auf die Stromdichte wirkenden Magnetfeld. Im stationären Fall ($\vec{j}_y = 0$) heben sich die Lorentz-Kraft und die Coulomb-Kraft der Ladungsträger gegenseitig auf. Die Kräftebilanz ergibt sich dann als

$$eE_H(B) + e(\vec{v}_d \times \vec{B})_y = 0. \quad \text{Gl. 6-7}$$

Damit gilt für das Hall-Feld mit der Ladungsträgerdichte n

$$E_H(B) = -\frac{(\vec{j} \times \vec{B})_y}{en} = R j_x B . \quad \text{Gl. 6-8}$$

Transferiert man nun diese Überlegungen auf einen Halbleiter, so muß berücksichtigt werden, daß am Ladungstransport nicht nur Elektronen n sondern auch Defektelektronen p – sogenannte Löcher beteiligt sind. Beide Arten werden durch das Magnetfeld in dieselbe Richtung abgelenkt, da sie sich entgegengesetzt zum äußeren elektrischen Feld E_x im Halbleiter bewegen.

Zur Bestimmung der Hall-Feldstärke betrachtet man in diesem Fall die Stromdichtebilanz in Richtung des Hall-Feldes

$$\vec{j}_H = \vec{j}_H^{(n)} + \vec{j}_H^{(p)} = -en\vec{v}_y^{(n)} + ep\vec{v}_y^{(p)} = 0 . \quad \text{Gl. 6-9}$$

Nach Einsetzen der Driftgeschwindigkeiten (siehe Gl. 6-3) und Vernachlässigung quadratischer Ausdrücke des Magnetfeldes ergibt sich die Hall-Konstante

$$R = \frac{E_H}{B j_x} = \frac{E_H}{B S E_x} = \frac{p m^{(p)2} - n m^{(n)2}}{e(m^{(p)} + n m^{(n)})^2} . \quad \text{Gl. 6-10}$$

Aus dem Vorzeichen des Hall-Faktors wird die Art der am Transport dominant beteiligten Ladungsträger entnommen.

Für den Fall der reinen Elektronenleitung, d.h. $p=0$ ist $R = -1/ne < 0$, bei der reinen Löcherleitung ($n=0$) ist $R = 1/pe > 0$. Betrachtet man hingegen den Fall der Eigenleitung mit ($n=p$) so läßt sich die Hall-Konstante mit $b = m^{(n)}/m^{(p)}$ schreiben als

$$R_i = \frac{1-b}{1+b} \frac{1}{en} . \quad \text{Gl. 6-11}$$

Für eine tiefgreifendere Diskussion des Ladungstransports muß man die makroskopische Ebene verlassen und die Problematik auf einer mikroskopischen, jedoch noch halbklassischen Ebene mit Hilfe der statistischen Betrachtung des Ladungstransports beschreiben.

Dort gehorchen die Elektronen einer Verteilung im sechsdimensionalen Phasenraum. Diese Verteilung wird im Gleichgewichtsfall ohne äußere Störungen durch die Boltzmann- oder Fermi-Verteilung $f = f(\vec{k}, t)$ beschrieben. Die hier interessierende Stromdichte mit der Zustandsdichte $z(\vec{k})$

$$\vec{j} = e \int \vec{v}(\vec{k}) z(\vec{k}) f(\vec{k}) d^3k \quad \text{Gl. 6-12}$$

wird entscheidend durch die Verteilung f geprägt. Hierbei ist zu beachten, daß im Gleichgewichtsfall aufgrund der Symmetrie der Verteilungsfunktion der Integrand insgesamt ungerade ist und dieser deshalb die Stromdichte zum Verschwinden bringt. Erst bei einer Abweichung vom Gleichgewicht – verursacht durch äußere Felder – wird eine endliche Stromdichte zu erwarten sein.

Betrachtet man eine Verteilung der Art $f = f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ im sechsdimensionalen Phasenraum, so ist die zeitliche Änderung der Funktion über die Poisson-Klammer mit der Hamilton-Funktion definiert

$$\frac{df}{dt} = \{H, f\} + \frac{df}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \vec{p}} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial H}{\partial \vec{r}} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} + \frac{\partial f}{\partial t} . \quad \text{Gl. 6-13}$$

Mit den Hamilton-Gleichungen und unter der Voraussetzung des stationären Falls $df/dt = 0$ sowie der Annahme, daß die zeitliche Änderung der Verteilung durch die Streuung (Wechselwirkung) der Elektronen beschrieben werden kann, ergibt sich die Boltzmann-Gleichung für den stationären Fall zu

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{ww} = \dot{\vec{k}} \text{grad}_{\vec{k}} f + \dot{\vec{r}} \text{grad}_{\vec{r}} f . \quad \text{Gl. 6-14}$$

Gl.6–14 kann so interpretiert werden, daß deterministische Vorgänge, deren Ursache äußere (magnetische, elektrische) Felder oder Konzentrations- bzw. Temperaturgradienten sind, durch die Wahrscheinlichkeitsverteilung von Vorgängen, die durch die Wechselwirkung mit anderen Teilchen ablaufen, beschrieben werden können. Übertragen auf den Hall-Effekt, ($\hbar d\vec{k}/dt = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$), geht Gl. 6–14 über in

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ww} = -\frac{e}{\hbar}(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \text{grad}_{\vec{k}} f + \vec{v} \cdot \text{grad}_{\vec{r}} f . \quad \text{Gl. 6-15}$$

Zur Lösung von Gl. 6–15 benutzt man zwei Näherungen. Im ersten Schritt wird die sogenannte Relaxationszeitnäherung verwendet. Der Vorteil liegt dabei in der Tatsache, daß man die Ebene der Schrödinger–Gleichung verläßt und damit der Stoßvorgang in mikroskopischer Sichtweise mit seinen unbekanntenen Potentialverhältnissen nicht betrachtet werden muß. Die Näherung basiert vielmehr auf einem phänomenologischen Ansatz, indem man alles Unbekannte –insbesondere die Wechselwirkung selbst– durch eine Relaxationszeit \mathbf{t} ausdrückt. Voraussetzung ist dabei, daß $\mathbf{t} \neq \mathbf{t}(\vec{E}, \vec{B}, \text{grad}_{\vec{r}} f)$ ist und sich die Verteilung f als Summe einer Gleichgewichtsverteilung f_0 mit einem Störterm f_1 schreiben läßt

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ww} = -\frac{f - f_0}{\mathbf{t}} = -\frac{f_1}{\mathbf{t}} . \quad \text{Gl. 6-16}$$

Die Lösung ist eine exponentielle zeitliche Annäherung der gestörten Verteilung f an den Gleichgewichtszustand f_0

$$f_1 = f_1(t=0) \exp\left(-\frac{t}{\mathbf{t}}\right) . \quad \text{Gl. 6-17}$$

Im zweiten Teil der Näherung erfolgt eine Linearisierung ($f_1 \ll f_0$), d. h. es werden nur sehr kleine Abweichungen vom Gleichgewichtszustand berücksichtigt, so daß $f \approx f_0$ gilt. Die Substitution von Gl. 6–15 und Gl. 6–16 liefert dann

$$f_1 = -\mathbf{t} \left[-\frac{e}{\hbar}(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \text{grad}_{\vec{k}} f_0 + \vec{v} \cdot \text{grad}_{\vec{r}} f_0 \right] . \quad \text{Gl. 6-18}$$

Mit der Fermi–Verteilung als Gleichgewichtsverteilung erhält man dann

$$f_1 = \mathbf{t} \vec{v} \cdot \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \left(-e\vec{E} - \frac{E - E_F}{T} \text{grad}_{\vec{r}} T - \text{grad}_{\vec{r}} E_F \right) . \quad \text{Gl. 6-19}$$

Dabei verschwindet der magnetfeldabhängige Term. Der Grund dafür ist die Linearisierung, die als Näherung nicht ausreicht. Physikalisch verbirgt sich dahinter die Tatsache, daß die Lorentz-Kraft senkrecht zur Richtung der Geschwindigkeit wirkt und deshalb keinen Beitrag zur Energie und mithin zur Umbesetzung von Zuständen im \vec{k} -Raum leistet. Um die Wirkung des Magnetfeldes berücksichtigen zu können, darf man in Gl. 6–18 die kleine Störung f_1 beim magnetfeldabhängigen Term nicht vernachlässigen, d.h. der magnetfeldabhängige Term wird nur teilweise linearisiert – obwohl $\text{grad}_{\vec{k}} f_1 \ll \text{grad}_{\vec{k}} f_0$ –, so daß f_1 geschrieben werden kann als

$$f_1 = -\mathbf{t} \left(-\frac{e}{\hbar} \vec{E} \cdot \text{grad}_{\vec{k}} f_0 - \frac{e}{\hbar} (\vec{v} \times \vec{B}) \vec{E} \cdot \text{grad}_{\vec{k}} f_1 + \vec{v} \cdot \text{grad}_{\vec{r}} f_0 \right). \quad \text{Gl. 6-20}$$

Ohne Berücksichtigung eines Temperatur- und eines Konzentrationsgradienten kann Gl. 6–20 schließlich für den Fall freier Elektronen mit der effektiven Elektronenmasse m^* und der Energie $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ (kugelförmige Energieflächen) sowie dem Impuls $\hbar \vec{k} = m^* \vec{v}$ geschrieben werden als

$$f_1 = \mathbf{t} \left(e \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial E} \vec{v} + \frac{e}{m^*} (\vec{v} \times \vec{B}) \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}} \right). \quad \text{Gl. 6-21}$$

Geht man von der in Abb. 4-1 gezeigten Hall-Anordnung mit $\vec{E} = (E_x, E_y, 0)$ und $\vec{B} = (0, 0, B)$ aus, so hat Gl. 6–21 unter Verwendung der Zyklotronfrequenz $\omega_0 = eB/m^*$ eine Lösung der Form

$$f_1 = e \mathbf{t} \frac{\partial f_0}{\partial E} \frac{1}{1 + \omega_0^2 \mathbf{t}^2} \left[(E_x - E_y \omega_0 \mathbf{t}) v_x + (E_x + E_y \omega_0 \mathbf{t}) v_y \right]. \quad \text{Gl. 6-22}$$

Die hier interessierende Stromdichte \vec{j} errechnet sich mit dieser gestörten Verteilung f_1 und Gl. 6–12 zu

$$\vec{j} = \hat{M} \vec{E} \quad \text{mit} \quad \hat{M} = \begin{pmatrix} M_1 & -M_2 & 0 \\ M_2 & -M_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{Gl. 6-23}$$

und den Matrixelementen M_1, M_2

$$M_1 = \frac{e^2}{m^*} \frac{1}{3\mathbf{p}^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty E^{3/2} \frac{\mathbf{t}}{1 + \mathbf{w}_0^2 \mathbf{t}^2} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE \quad \text{Gl. 6-24}$$

$$M_2 = \frac{e^2}{m^*} \frac{1}{3\mathbf{p}^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty E^{3/2} \frac{\mathbf{w}_0 \mathbf{t}^2}{1 + \mathbf{w}_0^2 \mathbf{t}^2} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE . \quad \text{Gl. 6-25}$$

Durch die Kompensation der Lorentz-Kraft durch die Coulomb-Kraft im stationären Fall verschwindet die Stromdichte in y -Richtung ($j_y = 0$). Für die elektrische Feldstärke in dieser Richtung folgt damit unter Verwendung von Gl. 6-23

$$E_y = E_H = -j_x \frac{M_2}{M_1^2 + M_2^2} \quad \text{Gl. 6-26}$$

und damit allgemein für den Hall-Faktor R

$$R = -\frac{1}{B} \frac{M_2}{M_1^2 + M_2^2} . \quad \text{Gl. 6-27}$$

Die Auswertung der Integrale Gl. 6-24 und 6-25 gestaltet sich für den Fall von Metallen mit einem entarteten Elektronengas relativ einfach mit dem klassischen Ergebnis von Gl. 6-11. Bei Halbleitern hingegen erwächst die Schwierigkeit aus der Annahme von nichtentarteten Ladungsträgern, die der Boltzmann-Verteilung gehorchen. Darüber hinaus besteht keine Klarheit über die Energieabhängigkeit der Relaxationszeit, worin sich die komplizierten Streuvorgänge verbergen (siehe Kap. 6.2). Unter der Voraussetzung schwacher Magnetfelder ($m\mathbf{B} < \mathbf{w}_0 \mathbf{t}$) werden während eines Umlaufs auf der Zyklotronbahn mehrmalige Streuvorgänge wahrscheinlich werden, und damit können die quadratische Formen in den Integralen Gl. 6-24 und 6-25 vernachlässigt werden. Als Ergebnis findet man für die Hall-Konstante im Fall von Elektronen

$$R = -r_H \frac{1}{ne} \quad \text{Gl. 6-28}$$

mit dem sogen. Hall-Faktor

$$r_H = \frac{\langle \mathbf{t}^2 \rangle}{\langle \mathbf{t} \rangle^2}, \quad \text{Gl. 6-29}$$

in dem sich die Streuvorgänge verbergen. Die Mittelwertbildung geschieht dabei über die Teilchenzahl etwa nach

$$\langle \mathbf{t} \rangle = \frac{\int \mathbf{t} dn}{\int dn} = \frac{\int \mathbf{t}(E) E^{3/2} (-\partial f_0 / \partial E) dE}{\int E^{3/2} (-\partial f_0 / \partial E) dE}. \quad \text{Gl. 6-30}$$

Mit dem allgemeinem Ansatz für die Energieabhängigkeit der Relaxationszeit

$$\mathbf{t}(E) = \mathbf{t}_0 E^r \quad \text{Gl. 6-31}$$

findet man für den Hall-Faktor nach Gl. 6-29 und 6-30

$$r_H = \frac{3}{4} \sqrt{\delta} \frac{(2r + 3/2)!}{[(r + 3/2)!]^2}. \quad \text{Gl. 6-32}$$

Die bekannten Energieabhängigkeiten von Gl. 6-31 ($-0.5 \leq r \leq 1.5$) lassen demnach Hall-Faktoren im Bereich von

$$1.18 \leq r_H \leq 1.83$$

erwarten. Tatsächlich wurden in GaN Ladungsträgerdichten gemessen, die von den tatsächlich vorhandenen um einen Faktor 1.2 bis 1.4 [Loo97c] abweichen, was auf den Hall-Faktor zurückgeführt werden kann

$$n = r_H \frac{1}{R e}. \quad \text{Gl. 6-33}$$

Die Hall-Beweglichkeit m_H unterscheidet sich von der Driftbeweglichkeit m durch den Hall-Faktor gemäß

$$m_H = R S = r_H m . \quad \text{Gl. 6-34}$$

Der allgemeine Fall mit zwei unterschiedlichen Arten von Ladungsträgern (Elektron-Defektelektron) wird durch die Hall-Konstante in der Form

$$R = \frac{r_H^{(1)} e_1 n_1 m^{(1)2} + r_H^{(2)} e_2 n_2 m^{(2)2}}{(e_1 n_1 m^{(1)} + e_2 n_2 m^{(2)})^2} \quad \text{Gl. 6-35}$$

berücksichtigt. Die möglichen Leitungsmechanismen werden dann entschieden durch die Kriterien

- bipolare Leitung : $r_H^{(1)} = r_H^{(2)}$
- Eigenleitung: $n_1 = n_2$
- Störstellenleitung $n_1 > 0, n_2 = 0$ bzw. $n_1 = 0, n_2 > 0$.

6.2 Streuprozesse

Die Wechselwirkung von Elektronen in einem Halbleiter bedeutet im Wesentlichen die Streuung an

- a) neutralen Defekten
- b) geladenen Defekten
- c) Versetzungen
- d) Gitterschwingungen (akustische und optische).

Einen schematischen Überblick erlaubt Abb. 6-1.

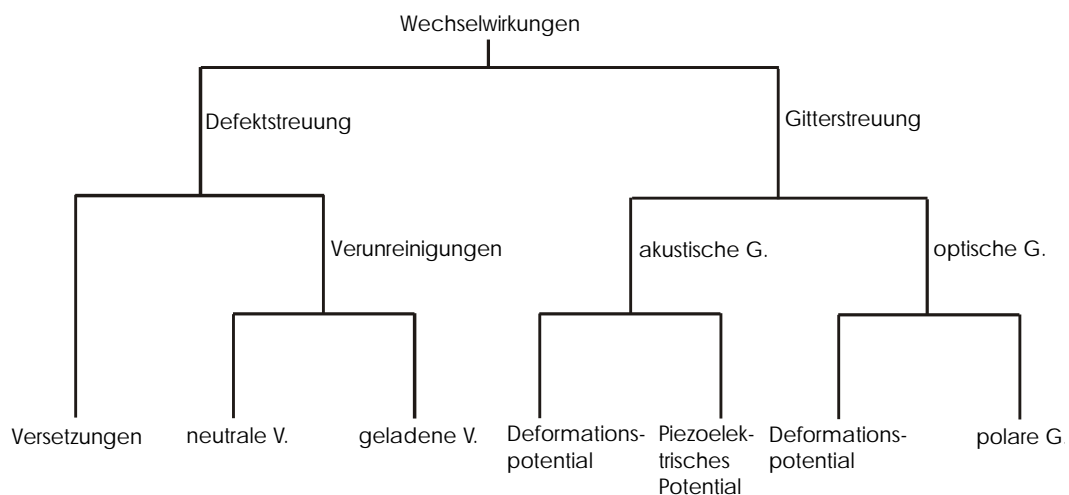


Abb. 6-1 Schematische Aufteilung der wesentlichen Streuprozesse von Elektronen in Halbleitern.

Das Ziel in der Diskussion der Streuprozesse ist die Ermittlung der Relaxationszeit τ nach Gl. 6–16. Demnach muß die Änderung der Verteilungsfunktion f aufgrund der Wechselwirkung bekannt sein. Solche Änderungen werden gewöhnlich in einer Bilanz verfolgt. Man stößt dabei auf eine Ratengleichung bzw. Mastergleichung, die die zeitliche Änderung der betrachteten Größen gleichsetzt mit der Summe zweier Raten, nämlich einer Zunahme und Abnahme.

Mit

$w_{\vec{k}\vec{k}'}$: Übergangswahrscheinlichkeit vom Zustand $|k'\rangle$ zum Zustand $|k\rangle$

$f(\vec{k})$: Anzahl der besetzten Zustände

$1 - f(\vec{k}')$: Anzahl der unbesetzten Zustände

erhält man allgemein die Bilanz

$$\left(\frac{\partial f(\vec{k})}{\partial t} \right)_{ww} \sim \int d^3k' \left\{ w_{\vec{k}\vec{k}'} f(\vec{k}') [1 - f(\vec{k})] - w_{\vec{k}'\vec{k}} f(\vec{k}) [1 - f(\vec{k}')] \right\}. \quad \text{Gl. 6-36}$$

Im vorliegenden Fall eines nichtentarteten Elektronengases ($f(\vec{k}), f(\vec{k}') \ll 1$) und unter der Voraussetzung, daß ebenso viele Zunahmen wie Abnahmen geschehen („Prinzip des detaillierten Gleichgewichts“)

$$w_{\vec{k}\vec{k}'} f_0(\vec{k}') = w_{\vec{k}'\vec{k}} f_0(\vec{k}), \quad \text{Gl. 6-37}$$

findet man vereinfacht

$$\left(\frac{\partial f(\vec{k})}{\partial t} \right)_{ww} \approx \int d^3k' w_{\vec{k}'\vec{k}} \left[f(\vec{k}) - f(\vec{k}') \frac{f_0(\vec{k})}{f_0(\vec{k}')} \right], \quad \text{Gl. 6-38}$$

wobei die Näherung $f_0(\vec{k})/f_0(\vec{k}') \approx 1$ für elastische Vorgänge ($|k| = |k'|$) benutzt wird.

Weitere Umformungen unter Einführung von Polarkoordinaten verwenden die Voraussetzungen

- einfache kugelförmige isotrope Energieflächen ($E = (\hbar^2/m^*)k^2$) mit effektiver Masse $m^* = \hbar^2 \vec{k} \cdot 1 / \text{grad}_{\vec{k}} E$
- elastische Streuung mit Energie- und Impulserhaltung ($E(k) = E(k'), |k| = |k'|$)
- kleines \vec{E} -Feld, so daß die gestörte Verteilung f_1 proportional \vec{E} ist.

Daraus ergibt sich

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{ww} = - \frac{f(\vec{k}) - f_0(\vec{k})}{\tau}, \quad \text{Gl. 6-39}$$

wobei die reziproke Relaxationszeit gegeben ist durch

$$\frac{1}{\tau} \sim \int w_{\vec{k}\vec{k}'} (1 - \cos \Theta) \sin \Theta k^2 dk d\Theta \quad \text{Gl. 6-40}$$

(Θ : Winkel zwischen einfallender und gestreuter Richtung).

Im Konzept des Streuquerschnitts σ mit

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} s(\Theta) (1 - \cos \Theta) \sin \Theta d\Theta \quad \text{Gl. 6-41}$$

ist die reziproke Relaxationszeit definiert durch

$$\frac{1}{\tau} = N s v \quad \text{Gl. 6-42}$$

(N : Konzentration der Streuzentren), so daß man aus dem Vergleich mit Gl. 6–39 den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält

$$s(\Theta) \sim \int w_{\vec{k}\vec{k}'} |\vec{k}'| dE' . \quad \text{Gl. 6-43}$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit $w_{\vec{k}\vec{k}'}$ wird mit Hilfe der zeitabhängigen Störungstheorie (Diracsche Störungsrechnung) 1. Ordnung ermittelt, der sogenannten „Goldenen Regel“ der Quantenmechanik

$$w_{\vec{k}\vec{k}'} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{k',k}|^2 \delta(E(\vec{k}) - E(\vec{k}')) , \quad \text{Gl. 6-44}$$

wonach insgesamt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt das Ergebnis

$$s(\Theta) \sim |H_{k',k}|^2 \quad \text{Gl. 6-45}$$

resultiert. Dabei bedeuten die Matrixelemente mit dem Streupotential $V(\vec{r})$:

$$H_{k'k} = e \int \Psi_{k',v}^*(\vec{r}) \Psi_k d^3 r . \quad \text{Gl. 6-46}$$

Die Beweglichkeit \mathbf{m} der Ladungsträger errechnet sich dann allgemein aus

$$\mathbf{m} = \frac{e}{m^*} \langle \mathbf{t} \rangle . \quad \text{Gl. 6-47}$$

Für den Fall mehrerer, voneinander unabhängiger Streuvorgänge können die einzelnen Wahrscheinlichkeiten bzw. Streuquerschnitte \mathbf{s}_i zu einem resultierenden Streuquerschnitt \mathbf{s} aufsummiert werden. Wegen Gl. 6–42 erhält man dann die resultierende Relaxationszeit \mathbf{t} nach

$$\frac{1}{\mathbf{t}} = \sum_i \frac{1}{\mathbf{t}_i} . \quad \text{Gl. 6-48}$$

Bei der Berechnung der Beweglichkeit nach Gl. 6–47 entstehen erhebliche mathematische Schwierigkeiten aus der Mittelwertberechnung der Relaxationszeit (Gl. 6–48). Setzt man voraus, daß manche Relaxationszeiten \mathbf{t}_i in abgegrenzten Temperaturintervallen vorherrschen, so gelingt mit der Näherung

$$\langle \mathbf{t} \rangle = \left\langle \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\mathbf{t}_i}} \right\rangle \approx \frac{1}{\sum_i \langle \frac{1}{\mathbf{t}_i} \rangle} \quad \text{Gl. 6-49}$$

nach Gl. 6–47 eine Abschätzung für die gesamte Beweglichkeit \mathbf{m} unter Verwendung der Beweglichkeit \mathbf{m}_i einzelner Streuvorgänge (Matthiessen–Regel)

$$\frac{1}{\mathbf{m}} = \sum_i \frac{1}{\mathbf{m}_i} . \quad \text{Gl. 6-50}$$

6.2.1 Streuung an neutralen Störstellen

Die Streuung von Elektronen an neutralen Störstellen wird quantenmechanisch mit Hilfe der Partialwellenmethode behandelt. Ausgehend von einer einlaufenden, ebenen Welle des Elektrons betrachtet man für den Zustand nach der Streuung eine auslaufende Welle, die sich jetzt aus einer ebenen Welle und einer Kugelwelle zusammensetzt. Der Beitrag der Kugelwelle wird durch die Streuamplitude beherrscht, deren Quadrat den differentiellen Wirkungsquerschnitt liefert.

Für den totalen Wirkungsquerschnitt mit dem Bohrschen Radius ($a_B, k = 2p / \hbar = m^* v / \hbar$) findet man

$$s = 20 \frac{e a_B}{(m^* / m_0) k} . \quad \text{Gl. 6-51}$$

Mit Gl. 6-44 und Gl. 6-47 und der neutralen Störstellenkonzentration N_N errechnet sich die Beweglichkeit m zu

$$m_N = \frac{e m^*}{20 e a_B \hbar m_0 N_N} , \quad \text{Gl. 6-52}$$

die höchstens indirekt durch die Konzentration der neutralen Streuzentren N_N temperaturabhängig wird. Bei tiefen Temperaturen, wo Ladungsträger an den Störstellen eingefangen werden, erwartet man eine temperaturunabhängige Beweglichkeit.

6.2.2 Streuung an ionisierten Störstellen

Bei dieser Art von Streuung wird das Streuzentrum von einer ionisierten Störstelle mit der Ladung Ze gebildet, so daß das Problem auf die Diskussion der bekannten Rutherford-Streuung zurückgeführt werden kann. Nach Einführung eines Stoßparameters

$$p = K \cot g(\Theta / 2) \quad \text{Gl. 6-53}$$

mit (K : Abstand, in dem die Coulombenergie = $2 \times$ kinetische Energie ist und $K = Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 m v^2)$; Θ : der Winkel zwischen einfallender und ausfallender Richtung), kann man im Bild der klassischen Mechanik den differentiellen Stoßquerschnitt $\mathbf{s}(\dot{E})d\dot{U}$ mit der Ringfläche $2\pi p dp$ gleichsetzen. Die Schwierigkeiten bei der Ermittlung der Relaxationszeit \mathbf{t} nach Gl. 6–40 und Gl. 6–42 erwachsen aus der Divergenz des Streuquerschnitts ($\mathbf{s} \rightarrow \infty$) bei verschwindendem Streuwinkel ($\Theta \rightarrow 0$), so daß ein abgeschirmtes Coulomb-Potential mit der Debye Länge L_D werden muß

$$V(r) = -\frac{Z|e|}{4\pi\epsilon_0 r} \exp(-r/L_D) . \quad \text{Gl. 6-54}$$

Die physikalische Begründung hierfür findet man in der Tatsache, daß die ionisierte Störstelle durch das sie umgebende Ladungsträgergas abgeschirmt wird.

Die quantenmechanische Diskussion verlangt die Berechnung der Matrixelemente $H_{k'k}$ (Gl. 6–46) mit ebenen Wellen als Zustandsfunktionen. Unter der Voraussetzung einer elastischen Streuung (Impuls- und Energieerhaltung) erhält man mit Gl. 6–45 den differentiellen Streuquerschnitt

$$\mathbf{s}(\Theta) = \left[\frac{K/2}{\sin^2(\Theta/2) + \mathbf{b}^{-2}} \right]^2 \quad \text{mit} \quad \mathbf{b} = 2KL_D , \quad \text{Gl. 6-55}$$

der sich vom klassischen Wert durch den Term \mathbf{b} unterscheidet und demnach die oben erwähnte Divergenz überwindet.

Die Relaxationszeit \mathbf{t} errechnet sich nach Gl. 6–39 und Gl. 6–41. Um die Beweglichkeit nach Gl. 6–47 zu ermitteln, muß die Relaxationszeit mit der Verteilungsfunktion gefaltet werden, wodurch die Abhängigkeit von der Temperatur begründet wird. Unter der Voraussetzung des nichtentarteten Falls wird dabei die Boltzmann-Verteilung verwendet. Die Schwierigkeiten bei der Integration werden durch Näherungen überwunden. So wird für die Energie ein Wert angesetzt, bei dem der Zähler von Gl. 6–53 maximal mit $E = 3kT$ wird

$$\langle \mathbf{t} \rangle = \frac{\int \mathbf{t}_0 E r E^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE}{\int E^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE} . \quad \text{Gl. 6-56}$$

Die Beweglichkeit ergibt sich dann nach Gl. 6–47 mit der Konzentration der geladenen Störstellen N_I zu

$$\mathbf{m}_I = \frac{2^{7/2} (4\mathbf{p}e_0e)^2}{\mathbf{p}^{3/2} Z^2 e^3 m^{*1/2} [\ln(1+b^2) - b^2/(1+b^2)]} \frac{(kT)^{3/2}}{N_I} \quad \text{Gl. 6-57}$$

mit

$$\mathbf{b} = 2L_D \frac{m}{\hbar} \left(\frac{2}{m^*} 3kT \right)^{1/2}. \quad \text{Gl. 6-58}$$

Eine grobe Plausibilitätserklärung der Temperaturabhängigkeit sowie der Konzentrationsabhängigkeit liefert der Zusammenhang von Streuquerschnitt und mittlerer Geschwindigkeit des gestreuten Teilchens nach Gl. 6–52 ($\sigma \sim \langle v \rangle^{-4}$). In Erinnerung an den thermischen Mittelwert ($m/2 \cdot \langle v \rangle^2 = kT$), erhält man mit Gl. 6–42 bzw. 6–47

$$\mathbf{m}_I \sim \frac{T^{3/2}}{N_I}. \quad \text{Gl. 6-59}$$

6.2.3 Streuung an Versetzungen

Die Streuung an Versetzungen gewinnt erst dann an Bedeutung, wenn die Flächenkonzentration N_V einen hohen Wert erreicht (ca. $> 10^7 \text{ cm}^{-2}$). Das gängige Modell basiert auf der Streuung an einem mit der Versetzung verbundenen Deformationsbereich des Gitters sowie an nicht abgesättigten Bindungen, die längs der Versetzungslinie als geladene Streuzentren behandelt werden. Dabei wird ein abgeschirmtes Coulomb-Potential verwendet.

Im Ergebnis findet man die Beweglichkeit

$$\mathbf{m}_V = \frac{30(2\mathbf{p})^{1/2} (\mathbf{e}\mathbf{e}_0)^{3/2} a^2 \sqrt{n} kT}{e^2 f^2 m^{*1/2} N_V}. \quad \text{Gl. 6-60}$$

Dabei bedeuten

- a: Abstand der nicht abgesättigten Bindungen
- n: effektive Konzentration der Ladungsträger zur Abschirmung
- f: Besetzungswahrscheinlichkeit der geladenen Streuzentren.

Zu beachten ist neben der Temperatur- und Konzentrationsabhängigkeit auch der Einfluß jener Ladungsträgerkonzentration n , die für die Abschirmung verantwortlich ist und somit über die Streuung an Versetzungen mitentscheidet. So erwartet man bei abnehmender Konzentration n einen zunehmenden Einfluß dieser Art von Streuung und somit eine geringere Beweglichkeit nach Gl. 6-57, was der Vorstellung über herkömmliche Streuvorgänge widerspricht. Umgekehrt wird bei genügender Abschirmung mit wachsender Konzentration n diese Art von Streuung weniger effektiv, so daß die Beweglichkeit ab einem gewissen Wert n beinahe ausschließlich von der Streuung an ionisierten Störstellen beherrscht wird.

6.2.4 Streuung an akustischen Gitterschwingungen

Akustische Gitterschwingungen implizieren eine longitudinale, periodische Deformation des Gitters. Eine weitere Konsequenz ist eine periodische Änderung von Energiezuständen in Analogie zur Änderung der Bandkante bei Variation der Gitterkonstante. Die Streuung der Ladungsträger findet dann an diesen Deformationspotentialänderungen statt.

Mit der Annahme einer linearen Änderung des Potentials bei kleinen Gitterauslenkungen kann das Deformationspotential mit der Deformationspotentialkonstante $V_{a,D}$ ausgedrückt werden durch

$$dV = V_{a,D} \vec{\nabla} \cdot d\vec{r} \quad \text{Gl. 6-61}$$

mit der Auslenkung des Gitterteilchens

$$d\vec{r} = \vec{A} \exp[\pm i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \omega t)] \quad \text{Gl. 6-62}$$

und der longitudinalen Amplitude \vec{A} .

Um den Wirkungsquerschnitt bzw. die Übergangswahrscheinlichkeit nach Gl. 6–44 zu ermitteln, braucht man die Matrixelemente des Hamilton–Operators mit dem Deformationspotential als Störung

$$H_{k'k} \sim V_{a,D} qA \left| \int \exp[i(\vec{k} - \vec{k}' \pm \vec{q}) \cdot \vec{r}] d^3 r \right|. \quad \text{Gl. 6-63}$$

Der Übergang von Gitterschwingungen zu den Quasiteilchen Phononen mit Hilfe der 2. Quantisierung erlaubt die einfache Formulierung der Impulserhaltung für Phononenabsorption bzw. Phononenemission

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{q}, \quad \text{Gl. 6-64}$$

womit der Integrand in Gl. 6–63 unabhängig vom Ort \vec{r} wird und deshalb verschwindet

$$H_{k'k} \sim V_{a,D} qA. \quad \text{Gl. 6-65}$$

Die Frage nach der Temperaturabhängigkeit erfordert die Quantisierung der Schwingung. Die Amplitude A wird dann vertreten durch die Übergangswahrscheinlichkeit vom Schwingungszustand $|\emptyset_v\rangle$ zum Zustand $|\emptyset_{v\pm 1}\rangle$ unter Absorption bzw. Emission eines Phonons. Mit Rücksicht auf alle möglichen Schwingungszustände $|\emptyset_v\rangle$, die im einzelnen mit v Phononen besetzt sind, muß eine mittlere Phononenzahl bzw. Besetzungszahl $\langle v \rangle$ betrachtet werden. Die Antwort darauf liefert im Fall von Bose–Teilchen die Verteilungsfunktion der Bose–Einstein–Statistik, wodurch die Temperaturabhängigkeit eingeführt wird.

Im Ergebnis erhält man dann mit Gl. 6–42, 6–43, 6–44 und 6–47 die Beweglichkeit (mit $c_e = \mathbf{r}v_e^2$)

$$m_{a,D} = \frac{2\sqrt{2p}}{3} \frac{e\hbar^4 c_e}{m^{*5/2} k^{3/2} V_{A,D}^2} T^{-3/2} \quad \text{Gl. 6-66}$$

(c_e : longitudinale elastische Konstante, \mathbf{r} : Dichte, v_e : longitudinale Schallgeschwindigkeit)

Auch hier gelingt eine grobe Plausibilitätserklärung der Temperaturabhängigkeit, wenn man den Streuquerschnitt \mathbf{s} durch das Quadrat der mittleren Schwingungsamplitude $\langle x_q^2 \rangle$ eines Phonons abschätzt. Mit der Energiebilanz für ein Phonon

$$m\omega_q^2 \langle x_q^2 \rangle = kT \quad \text{Gl. 6-67}$$

erhält man dann nach Gl. 6-42 und 6-47 die $T^{-3/2}$ -Abhängigkeit der Beweglichkeit. Mit zunehmender Temperatur wird die mittlere Besetzungszahl der Phononen erhöht, also mehr Phononen und damit mehr Streuprozesse angeregt, so daß die mittlere freie Weglänge bzw. die Beweglichkeit von Ladungsträgern abnimmt. Zu beachten ist auch die Massenabhängigkeit, die für leichtere Ladungsträger eine höhere Beweglichkeit vorhersagt.

Die periodische Deformation des Gitters aufgrund der Schwingungen kann im Fall von ionischen Bindungen und beim Fehlen einer Inversionssymmetrie auch zu einem piezoelektrischen Feld mit der piezoelektrischen Feldkonstante $V_{a,P}$ Anlaß geben

$$\vec{E} = -\frac{V_{a,P}}{e\mathbf{e}_0} \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot d\vec{r} . \quad \text{Gl. 6-68}$$

Das damit verbundene piezoelektrische Potential

$$dV = e \int \vec{E} \cdot d\vec{r} = e \frac{E}{q} \quad \text{Gl. 6-69}$$

ist im Unterschied zum Deformationspotential auch noch von der Wellenzahl q des Phonons abhängig. Die weitere Diskussion verläuft wie oben mit dem Ergebnis der Beweglichkeit

$$\mathbf{m}_{a,P} = \frac{16\sqrt{2}\mathbf{p}}{3} \frac{\hbar^2 e\mathbf{e}_0}{m^{*3/2} eP^2 k^{1/2}} T^{-1/2} \quad \text{Gl. 6-70}$$

mit der piezoelektrischen Kopplungskonstante

$$P^2 = \frac{V_{a,P}^2}{e\mathbf{e}_0 c_l} . \quad \text{Gl. 6-71}$$

Gemäß dem Verhältnis der beiden Beweglichkeiten Gl. 6-66 und Gl. 6-70

$$\frac{m_{a,P}}{m_{a,D}} = \text{const.} m^* T \quad \text{Gl. 6-72}$$

erwartet man in polaren Halbleitern mit sinkender Temperatur eine Zunahme der piezoelektrischen Streuung. Entsprechend wird eine kleine effektive Masse m^* diese Art der Streuung begünstigen. Andererseits muß den ionisierten Verunreinigungen Rechnung getragen werden, die die Streuvorgänge bei niedrigen Temperaturen beherrschen (s. Kap. 6.2.2).

6.2.5 Streuung an optischen Gitterschwingungen

Die in nichtpolaren Halbleitern auftretenden optischen Moden der longitudinalen Gitterschwingung geben Anlaß zu einer weiteren Wechselwirkung mit Ladungsträgern. Die eigentliche Ursache ist die Deformation des Gitters, die aus der gegenseitigen Schwingung von verschiedenen Gruppen von Gitterteilchen hervorgeht. Demnach spüren die Ladungsträger eine Energieänderung

$$dE = Ddr \quad \text{Gl. 6-73}$$

(D : optische Deformationskonstante), die als Streupotential die Matrixelemente des Hamilton-Operators (Gl. 6-46) beherrscht.

Wie bei den akustischen Schwingungen (Kap. 6.2.4) wird auch hier die Temperaturabhängigkeit durch die mittlere Besetzungszahl eines Phononenzustands gemäß der Bose-Einstein-Statistik entschieden. Dabei betrachtet man nur eine Phononenfrequenz ω_g

$$\hbar\omega_g = k\Theta \quad \text{Gl. 6-74}$$

(Θ : Debye Temperatur), die im Debye-Modell der Gitterschwingungen als höchste Grenzfrequenz das Spektrum der quadratischen Zustandsdichte beendet.

Unter Voraussetzung einer nichtentarteten Elektronenverteilung erhält man dann mit Gl. 6-42, 6-44 und 6-47 die Beweglichkeit

$$\mathbf{m}_{o,D} = \frac{4\sqrt{2}\mathbf{p}e\hbar^2 \mathbf{r}\sqrt{k\Theta}}{3m^{*-5/2} D^2} f(T/\Theta) \quad \text{Gl. 6-75}$$

mit der temperaturabhängigen Funktion

$$f(T/\Theta) = (2z)^{5/2} (e^{2z} - 1) \int_0^\infty dy \frac{y^{3/2} e^{-\sqrt{2zy}}}{(\sqrt{y+1}) + e^{2z} \operatorname{Re}\sqrt{y-1}} \quad \text{mit } z = \frac{\Theta}{2T}, y = \frac{E}{k\Theta} \quad \text{Gl. 6-76}$$

die mit wachsender Temperatur nahezu hyperbolisch abnimmt.

In polaren Halbleitern findet man eine weitere Art der Wechselwirkung zwischen den optischen Moden und den Ladungsträgern. Wie beim piezoelektrischen Effekt (Kap. 6.2.4) findet man auch hier das Potential aus Gl. 6-69, wobei die elektrische Feldstärke \vec{E} durch die Polarisation der longitudinalen optischen Gitterschwingung verursacht wird.

Die weitere Diskussion verläuft analog zum Fall des Deformationspotentials (s.o.). Mit der Voraussetzung niedriger Temperaturen ($T < \Theta$) kann die mittlere Besetzungszahl eines Phononenzustands angenähert werden durch

$$\langle v \rangle \approx \exp\left(-\frac{\Theta}{T}\right). \quad \text{Gl. 6-77}$$

Die Beweglichkeit errechnet sich dann nach dem oben skizzierten Schema zu

$$\mathbf{m}_{o,P} = \frac{e}{2m\mathbf{a}\omega_g} \exp\left(\frac{\Theta}{T}\right) \quad \text{Gl. 6-78}$$

mit der polaren Konstante

$$\mathbf{a} = \frac{1}{137} \sqrt{\frac{mc^2}{2k\Theta}} \left(\frac{1}{\mathbf{e}_{opt}} - \frac{1}{\mathbf{e}} \right). \quad \text{Gl. 6-79}$$

Die Temperaturabhängigkeit wird durch die reziproke mittlere Besetzungszahl (Gl. 6–77) dominiert. Demnach wächst die Beweglichkeit mit zunehmender Verfügbarkeit eines optischen Phonons zur Absorption, also mit zunehmender Temperatur, in exponentieller Weise.

Wechselwirkungsart	Massenabhängigkeit Exponent x	Temperaturabhängigkeit Exponent y
Versetzungen	-1/2	1
Verunreinigungen		
neutral	1	0
geladen	-1/2	3/2
Akust. Schwingungen		
Deformationspot.	-5/2	-3/2
Piezoel. Pot.	-3/2	-1/2
Opt. Schwingungen		
Deformationspot.	-5/2	—
Polarisationspot.	-3/2	—*

*) exponentielle T -Abhängigkeit

Tabelle 6-1 Exponent (x bzw. y) der Massen- bzw. Temperaturabhängigkeit (m^{*x} bzw. T^y) von Beweglichkeiten bei verschiedenen Wechselwirkungen.

Für eine weiterführende Betrachtung der hier nicht aufgeführten Streuprozessen sei auf [Loo89] verwiesen.

6.3 Ladungsträgerstatistik

Die Dotierung eines Halbleiters mit Fremdatomen beeinflusst die Lage des Fermi-Niveaus und mithin die Konzentration freier Ladungsträger. Entscheidend ist eine grundsätzliche Forderung, nämlich die der Ladungsneutralität. Bei Anwesenheit von mehreren Arten von einfach geladenen Akzeptoren N_{Ai} ($i = 1, \dots, m$) und Donatoren N_{Dj} ($j = 1, \dots, n$) heißt die Ladungsbilanz

$$n + \sum_i^m N_{Ai}^- = p + \sum_j^n N_{Dj}^+ . \quad \text{Gl. 6-80}$$

Die Konzentration der bei gegebener Temperatur T ionisierten Donatoren N_{Dj}^+ ergibt sich aus der Differenz zur Konzentration der neutralen Donatoren N_{Dj}^0

$$N_{Dj}^+ = N_{Dj} - N_{Dj}^0 \quad j = 1, \dots, n \quad \text{Gl. 6-81}$$

(N_{Dj} : Konzentration insgesamt vorhandener Donatoren D_j),
wobei die Besetzungswahrscheinlichkeit der Donatoren D_j durch die Fermi-Statistik ausgedrückt wird

$$\frac{N_{Dj}^0}{N_{Dj}} = f(E_{Dj}) = \frac{1}{1 - \frac{1}{g_{Dj}} \exp\left(\frac{E_{Dj} - E_F}{kT}\right)} \quad \text{Gl. 6-82}$$

Dabei bedeuten

E_{Dj} : Bindungsenergie (thermische Aktivierungsenergie) des Donators D_j

g_{Dj} : Spinentartungsfaktor für ein Elektron am Donator D_j .

Mit Gl. 6–81 und 6–82 erhält man für die Konzentration der ionisierten Donatoren N_{Dj}^+

$$N_{Dj}^+ = N_{Dj} [1 - f(E_{Dj})] = \frac{N_{Dj}}{1 + g_{Dj} \exp\left(-\frac{E_{Dj} - E_F}{kT}\right)} \quad j = 1, \dots, n \quad \text{Gl. 6-83}$$

Nach analogen Überlegungen bezüglich der Konzentration von ionisierten Akzeptoren N_{Aj}^- (die ein Elektron eingefangen haben) findet man

$$N_{Ai}^- = \frac{N_{Aij}}{1 + \frac{1}{g_{Ai}} \exp\left(-\frac{E_F - E_{Ai}}{kT}\right)} \quad i = 1, \dots, m \quad \text{Gl. 6-84}$$

Dabei bedeuten

E_{Ai} : Bindungsenergie (thermische Aktivierungsenergie) des Akzeptors A_i

g_{Ai} : Spinentartungsfaktor für ein Defektelektron am Akzeptor A_i .

Zusammen mit der Konzentration von freien Elektronen n im Leitungsband und der effektiven Zustandsdichte N_c (nicht entarteter Fall)

$$n = N_L \exp\left(-\frac{E_L - E_F}{kT}\right) = 2 \left(\frac{2p m_e^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_L - E_F}{kT}\right) \quad \text{Gl. 6-85}$$

und freien Defektelektronen p mit der Zustandsdichte N_V im Valenzband

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) = 2 \left(\frac{2p m_h^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) \quad \text{Gl. 6-86}$$

ist durch die Ladungsbilanz Gl. 6–80 die Lage des Fermi–Niveaus E_F eindeutig festgelegt. Schwierigkeiten erwachsen aus der mathematischen Behandlung, die keine geschlossene Lösung erlaubt.

Zur Demonstration wird ein naheliegendes Beispiel gewählt, das für die Diskussion um die Kompensation eines flachen Donators in GaN eine nicht uninteressante Bedeutung hat. Mit den Daten ($i = j = 1$)

$$\begin{array}{ll} E_D = 30 \text{ meV} & N_D = 1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \\ T = 300 \text{ K} & E_L - E_V = 3.22 \text{ eV} \\ N_L = 4.98 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} & N_V = 2.59 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \end{array}$$

wird nach Gl. 6–80 die Ladungsträgerbilanz ($i = j = 1$) die Lage des Fermi–Niveaus E_F als Unbekannte mit numerischen Methoden entwickelt. Parameter sind dabei

$$N_A : \text{Konzentration der kompensierenden Akzeptoren } 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \leq N_A \leq 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$E_A : \text{Bindungsenergie der Akzeptoren } 200 \text{ meV} \leq E_A \leq 300 \text{ meV}.$$

Die Spinartung g_D für den Donator beträgt zwei, da zwei verschiedene Spineinstellungen („up“, „down“) bei der Besetzung möglich sind, ohne daß sich dadurch die energetische Lage ändert. Analoge Überlegungen gelten für den einfach geladenen Akzeptor, wenn man eine Valenzbandentartung ausschließt. Dort kann ein Defektelektron aufgrund der Spinstellung auf zwei verschiedene, entartete Zustände aufgenommen werden, so daß der Entartungsfaktor g_A den Wert zwei annimmt.

Nach Ermittlung der Fermi-Energie können die eigentlich interessierenden Größen, nämlich die Konzentrationen der freien Ladungsträger n bzw. p oder der spezifische Widerstand

$$r = \frac{1}{e(m_h n + m_p p)} \quad \text{Gl. 6-87}$$

nach Gl. 6-85, 6-86 berechnet werden. Das Ergebnis mit $m_h = 300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und $m_p = 30 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ zeigt Abb. 6-2.

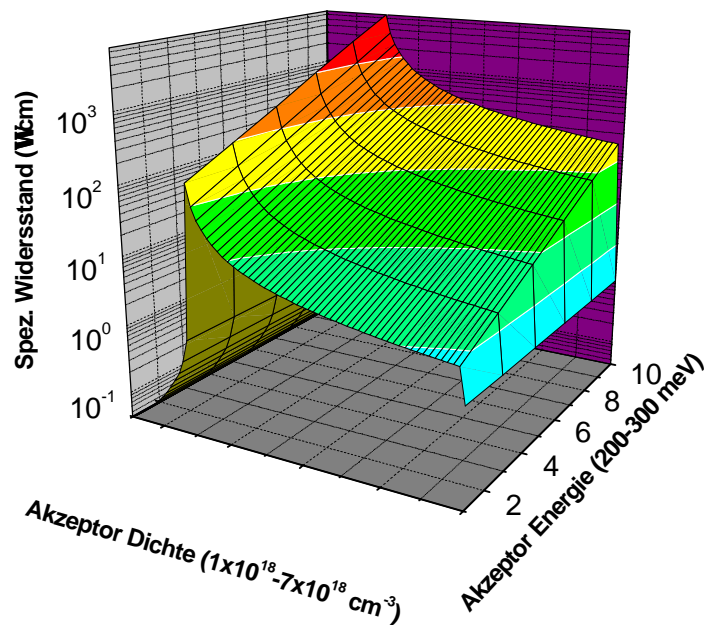


Abb. 6-2 Gerechneter spezifischer Widerstand von GaN in Abhängigkeit der kompensierenden Konzentration N_A eines tiefen Akzeptors und mit der Bindungsenergie E_A als Parameter.

Bei Akzeptorkonzentrationen N_A , die kleiner als die Donatorkonzentrationen sind, findet man die Probe n -leitend. Mit wachsender Akzeptorkonzentration nimmt die Zahl der freien Elektronen rasch ab und der spezifische Widerstand zu, um bei einem Wert oberhalb der vorgegebenen Donatorkonzentration zunehmend p -leitend zu werden. Die Akzeptorenergie des Akzeptors E_A als Parameter beeinflusst die freie Defektelektronenkonzentration p insofern, als um so mehr Ladungsträger befreit werden und der spezifische Widerstand sinkt, je geringer die Bindung ist. Bleibt zu erwähnen, daß im realen Fall die Konzentration der Defektelektro-

nen beim Überschreiten einer Grenze von ca. $10 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ für die Akzeptorkonzentration N_A stark abfällt, was im Modell einer Selbstkompensation erklärt wird [Kau99].

In den hier diskutierten Fällen ist die Konzentration N_{Ai} der Akzeptoren klein im Vergleich zu jener der Donatoren ($N_{Ai} < N_{Dj}$). Darüber hinaus findet man große Bindungsenergien E_A , so daß bei den hier betrachteten Temperaturen ($T \leq 300\text{K}$) nach Gl. 6–84 gilt

$$N_{Ai}^- \approx N_{Ai}.$$

Die niedrigen Temperaturen verhindern zudem eine Anregung von Elektronen aus dem Valenzband bzw. von Defektelektronen am Akzeptor, so daß angenommen wird

$$p \approx 0.$$

Faßt man weiter alle möglichen Arten von tiefen Akzeptoren zusammen zu einer „Nettokonzentration“ N_A , dann lautet die Ladungsträgerbilanz unter Verwendung von Gl. 6–85 jetzt

$$n + N_A = \sum_j \frac{N_{Dj}}{1 + n \frac{g_{Dj}}{N_C} \exp\left(\frac{E_{Dj}}{kT}\right)}. \quad \text{Gl. 6-88}$$

Sie erlaubt die Ermittlung der freien Ladungsträgerkonzentration n als Funktion der Temperatur T mit den Parametern N_A , N_{Dj} , und E_{Dj} . Letztere können im Vergleich mit den experimentellen Daten $n_{\text{exp}}(T)$ angepaßt werden, womit charakteristische Halbleiterdaten wie Störstellenkonzentration und Bindungsenergie zugänglich werden.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß die Akzeptoren N_A^- bzw. N_A an der Streuung von Ladungsträgern beteiligt sein können (siehe Kap. 6.2.2) und so die Beweglichkeit beeinflussen. Um die Anzahl der Parameter in Gl. 6–88 zu verringern, wird man deshalb versuchen, die Konzentration N_A^- mit der Konzentration der Streuzentren zu identifizieren und diese aus der Anpassung der gemessenen temperaturabhängigen Beweglichkeit $m_{\text{exp}}(T)$ zu bestimmen.

6.4 Photoleitung

Stoffe, deren Leitfähigkeit durch die Bestrahlung mit Licht ansteigt, werden als photoleitfähige Materialien charakterisiert. Hierbei spielt es in erster Näherung keine Rolle, ob die Ladungsträger direkt vom Valenzband in das Leitungsband angehoben werden (intrinsische Photoleitung) oder ob die Majoritätsladungsträger aus Defektniveaus in der Bandlücke in das Leitungsband angeregt werden (extrinsische Photoleitung). Bei beiden photonischen Anregungen der Photoleitung rekombinieren die Ladungsträger nach der Anregung direkt oder indirekt über metastabile Zwischenzustände, den sogenannten Traps. Diese Rekombination kann sowohl strahlend als auch strahlungslos geschehen. Die strahlungslose Rekombination ist dabei schneller als die Rekombination unter Aussendung von Photonen.

Die Generationsrate $g_0(I)$ der Ladungsträger, die zur Photoleitfähigkeit beitragen, wird durch die Wellenlänge der Anregung und den Absorptionkoeffizienten $\alpha(I)$ des Materials bestimmt. Sie ist gegeben durch

$$g_0(I)dl = f_0(I)\alpha_0(I)\exp(-\alpha_0 z)dl . \quad \text{Gl. 6-89}$$

Mit einer linearen Steigerung des Photonenflusses f_0 (Photon / cm²s) in z -Richtung ist eine lineare Steigerung der Leitfähigkeit zu beobachten. Die Absorption der eingestrahlenen Photonen geschieht in einer Schicht von 10 bis 100 nm. Durch Integration über l kann somit die maximale Generationsrate an Majoritätsladungsträgern ermittelt werden. Die experimentelle Bestimmung der Ladungsträger gelingt mit Photo-Hall-Effekt-Messungen.

An dieser Stelle kann nur ein kurzer Einblick in die einzelnen Abläufe bei der Photoleitung aufgezeigt werden, so daß die Darstellung auf die unterschiedlichen Arten und die Beschreibung der Reaktionskinetik beschränkt wird. Eine umfassende Darstellung der Thematik der Photoleitung wird unter anderem von [Bub78], [Mor76] und [Ros78] gegeben.

6.4.1 Intrinsische Photoleitung

Bei der intrinsischen Photoleitung werden ausschließlich Elektronen und Defektelektronen im Valenz- bzw. Leitungsband betrachtet. Dabei werden beide Arten von Ladungsträgern mit der gleichen Generationsrate g_0 gebildet und rekombinieren untereinander. Die Zunahme der

Trägerdichte n im Leitungsband kann mittels der Generierung (Zunahme) g und Rekombination (Abnahme) r formuliert werden als

$$\frac{dn}{dt} = g - r = g_0 - c_{LV}np = \frac{dp}{dt}, \quad \text{Gl. 6-90}$$

wobei die Rekombination der Trägerdichten n und p im Leitungsband bzw. Valenzband proportional ist. c_{LV} ist die Rekombinationsrate der Träger zwischen Leitungs- und Valenzband. Daher wird angenommen, daß es zu einer starken Zunahme an Trägern durch die Lichtabsorption kommt, gegenüber der die Anzahl an thermisch generierten Ladungsträgern n_0, p_0 vernachlässigt werden kann

$$\Delta n = n - n_0 \cong n \quad \Delta p = p - p_0 \cong p. \quad \text{Gl. 6-91}$$

Im Gleichgewichtsfall, d.h. $dn/dt = dp/dt \equiv 0$ folgt aus Gl. 6-90 mit $n = p$

$$n = p = \sqrt{\frac{g_0}{c_{LV}}}. \quad \text{Gl. 6-92}$$

Damit kann die intrinsische Photoleitfähigkeit ausgedrückt werden durch

$$s_{Photo} = e(nm_n + pm_p) = en(m_n + m_p), \quad \text{Gl. 6-93}$$

wonach sie als ambipolar gilt.

6.4.2 Extrinsische Photoleitung

Bei der extrinsischen Photoleitung werden die am Transport beteiligten Ladungsträger durch optische Anregung aus Niveaus innerhalb der Bandlücke, den sogenannten Aktivatoren, in das Leitungsband gehoben. In Abb. 6-3 sind 3 Möglichkeiten für eine extrinsische Photoleitung aufgezeigt.

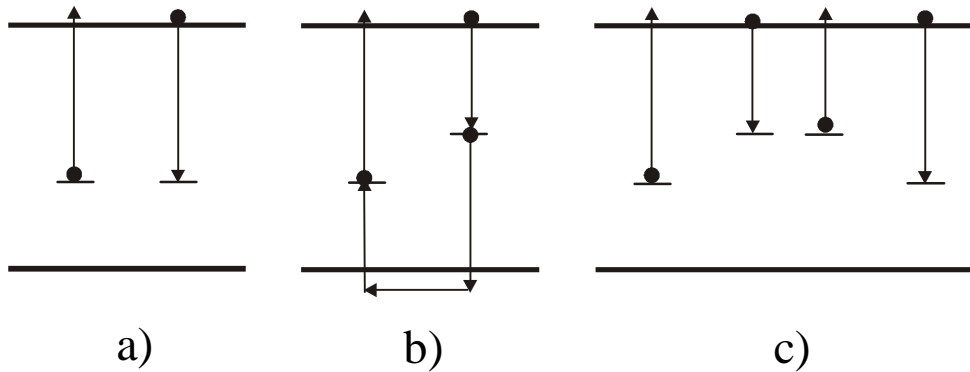


Abb. 6-3 Schematische Darstellung der Generations- und Rekombinationsprozesse der extrinsischen Photoleitung, a) mit einem Defektniveau, b) mit unterschiedlichen Generations- und Rekombinationsmechanismen, c) mit der Beteiligung von Traps.

In Abb. 6-3a werden die Ladungsträger aus einem Zustand in der Bandlücke in das Leitungsband angehoben, um anschließend mit der gleichen Art von Defekten zu rekombinieren. Der Aktivator sitzt dabei so tief unter dem Leitungsband, daß eine thermische Aktivierung nicht möglich ist. Für die Ladungsträgerbilanz bedeutet dies analog zum intrinsischen Fall Gl. 6-90

$$\frac{dn}{dt} = g_0 - c_{LA} n p_A = \frac{dp_A}{dt}, \quad \text{Gl. 6-94}$$

dabei ist p_A die Defektelektronendichte am Aktivator A und c_{LA} die Rekombinationsrate vom Leitungsband in das Zwischenbandniveau. Nach der Neutralitätsbedingung $n = p_A$ gilt für die generierte Trägerdichte

$$n = \sqrt{\frac{g_0}{c_{LA}}}. \quad \text{Gl. 6-95}$$

Für die von Elektronen dominierte Leitfähigkeit gilt

$$s_n = e n \mu_n. \quad \text{Gl. 6-96}$$

Ein anderer Verlauf der extrinsischen Photoleitung ist schematisch in Abb. 6-3b demonstriert. Dort geschieht die Rekombination an einer zweiten Art von Defektzentren, so daß insgesamt zwei unterschiedliche Defektarten beteiligt sind.

Die Beteiligung von flachen Störstellen schließlich charakterisiert eine dritte Möglichkeit der extrinsischen Photoleitung (Abb. 6-3c). Dabei wird angenommen, daß diese Defekte als Haftterme (Traps) wirken und so durch den Vorgang des Trappings den kinetischen Ablauf der Rekombination und mithin der Photoleitung entscheidend beeinflussen.

Dies bedeutet eine Verschiebung des Gleichgewichts, und die Kinetik wird durch drei Gleichungen beschrieben. Die zeitliche Änderung der freien Ladungsträger wird ausgedrückt durch eine Erzeugung, ein Trapping, eine Befreiung aus Haftstellen, sowie eine Rekombination mit Zwischenbandtermen

$$\frac{dn}{dt} = g_0 - c_{L_t} n(N_t - n_t) + e_{L_t} N_L n_t - c_{L_A} n p_A \cdot \quad \text{Gl. 6-97}$$

Dabei sind N_L , N_t die Zustandsdichten im Leitungsband bzw. Trapniveau, e_{L_t} die Generationsrate vom getrappten Zustand in das Leitungsband, n_t die Dichte der getrappten Elektronen und c_{L_t} die Rekombinationsrate in den getrappten Zustand aus dem Leitungsband. Für die zeitliche Änderung der getrappten Elektronendichte gilt eine Zunahme durch Trapping sowie eine Abnahme durch thermische Anregung

$$\frac{dn_t}{dt} = c_{L_t} n(N_t - n_t) - e_{tL} N_L n_t \quad \text{Gl. 6-98}$$

(e_{tL} : Generationsrate von Elektronen aus dem getrappten Zustand in das Leitungsband).

Die zeitliche Änderung der Defektelektronendichte im Zwischenbandterm setzt sich zusammen aus der Erzeugungsrate für freie Elektronen sowie aus der Abnahme durch Rekombination

$$\frac{dp_A}{dt} = g_0 - c_{L_A} n p_A \cdot \quad \text{Gl. 6-99}$$

Die Quasi-Neutralitätsbedingung heißt dann

$$n + n_t = p_A . \quad \text{Gl. 6-100}$$

Im stationären Zustand verschwinden die zeitlichen Ableitungen, so daß nach Gl. 6-97, Gl. 6-87 und Gl. 6-100 die Erzeugungsrate ausgedrückt werden kann als

$$g_0 = c_{LA} n(n + n_t) . \quad \text{Gl. 6-101}$$

Eine entscheidende Rolle bei der extrinsischen Photoleitung spielt die Tiefe der Traps. Bei einer tiefen Haftstelle kann davon ausgegangen werden, daß alle freien zu besetzenden Plätze besetzt sind, d.h.

$$n_t \cong N_t . \quad \text{Gl. 6-102}$$

Einsetzen von Gl. 6-102 in Gl. 6-101 liefert für die am Transport beteiligte Elektronendichte

$$n = \frac{1}{2} \left(-N_t + \sqrt{N_t^2 + 4 \frac{g_0}{c_{LA}}} \right) . \quad \text{Gl. 6-103}$$

Unter der Annahme einer geringen optischen Anregung, d.h. $g_0 \ll N_t^2 c_{LA} / 4$, vereinfacht sich Gl. 6-103 zu

$$n = \frac{g_0}{c_{LA} N_t} . \quad \text{Gl. 6-104}$$

Physikalisch kann diese monomolekulare Rekombination so gedeutet werden, daß jedes Elektron eine konstante Dichte von Rekombinationszentren $p_A \cong N_t$ findet, mit denen es rekombinieren kann. Für größere optische Anregungsdichten geht Gl. 6-103 in Gl. 6-95 über unter der Annahme, daß $n \approx p_A$ ist.

Betrachtet man flache Störstellen, die als Rekombinationszentren auftreten, so ist zu beachten, daß diese Traps im Vergleich zu den tiefen Störstellen nicht vollständig besetzt sind. Für die Elektronendichte n_t im Gleichgewichtszustand folgt damit

$$n_t = \frac{c_{Lt} n N_t}{c_{Lt} + e_{tL} N_L} . \quad \text{Gl. 6-105}$$

Für große optische Anregungsleistungen $c_{Lt} n \gg n_{tL} N_L$ kann die Elektronendichte im getrappten Zustand genähert werden durch

$$n_t = n \frac{c_{Lt}}{e_{tL}} \frac{N_t}{N_L} . \quad \text{Gl. 6-106}$$

Für das Verhältnis aus Generationsrate der Elektronen aus dem getrappten Zustand in das Leitungsband und die Rekombinationsrate der Elektronen zurück in den getrappten Zustand gilt

$$\frac{c_{Lt}}{e_{tL}} = \exp\left(\frac{E_L - E_t}{kT}\right), \quad \text{Gl. 6-107}$$

somit folgt für die Elektronendichte n_t

$$n_t = n \frac{N_t}{N_L} \exp\left(\frac{E_L - E_t}{kT}\right) . \quad \text{Gl. 6-108}$$

Dies bedeutet eine exponentielle Zunahme der Elektronen in der Haftstelle mit steigender Störstellentiefe. Für die Generationsrate g_0 ergibt sich damit nach Gl. 6–101

$$g_0 = c_{LA} n^2 (1 + n_t^*) \quad \text{mit} \quad n_t^* = \frac{n_t}{n} . \quad \text{Gl. 6-109}$$

Letztendlich kann damit für hohe Anregungsdichten die an der Photoleitfähigkeit beteiligte Elektronendichte angegeben werden mit

$$n = \sqrt{\frac{g_0}{c_{LA}(1+n_t^*)}} \cdot \quad \text{Gl. 6-110}$$

6.4.3 Zeitabhängigkeit der Photoleitung

Neben der stationären Photoleitung interessiert der zeitliche Verlauf im nichtstationären Fall ($g_0 = 0$). Betrachtet man die Photoleitfähigkeit ohne die Einwirkung von Traps nach der Lichtanregung, dann kann die zeitliche Abnahme der freien Ladungsträger mit der Annahme, daß ebenso viele Elektronen wie Defektelektronen generiert werden, geschrieben werden als

$$\frac{dn}{dt} = -c_{LV}np = -c_{LV}n^2 \cdot \quad \text{Gl. 6-111}$$

Die Lösung lautet

$$n(t) = n_0 \frac{t}{\tau} \cdot \quad \text{Gl. 6-112}$$

dabei ist τ die Zeitkonstante der zeitlichen Änderung mit $\tau = 1/n_0 c_{LV}$. Charakteristisch für ein solches, auch bimolekular bezeichnetes Verhalten, ist die Steigung -1 in der doppelt logarithmischen Darstellung von n über t .

Für den Fall, daß die durch Lichtanregung erzeugten Ladungsträger in Traps eingefangen werden, wird zeitliche Änderung der freien Ladungsträger beschrieben durch

$$\frac{dn}{dt} = -c_{L_t}n(N_t - n_t) + e_{L_t}N_t n_t - c_{LA}np_A \quad \text{Gl. 6-113}$$

und die Änderung der Ladungsträgerkonzentration in den Traps durch

$$\frac{dn_t}{dt} = c_{L_t}n(N_t - n_t) - e_{L_t}n_t \cdot \quad \text{Gl. 6-114}$$

Die Neutralitätsbedingung lautet: $p = n + n_t$.

Die Rekombination und mithin die Photoleitfähigkeit wird durch zwei unterschiedliche Vorgänge geprägt. Einmal aus voll besetzten Traps, was eine „schnelle“ Rekombination auslöst. Zum Zeitpunkt der Lichtabschaltung $t=0$ gilt für die Ladungsträgerdichte im Trap $n_t = N_t$ und $dn_t/dt = 0$. Die Abnahme der optische generierten Ladungsträger kann dann beschrieben werden durch

$$\frac{dn}{dt} = -c_{LV} n(n + n_t) \approx -c_{LV} n n_t \approx -c_{LV} n N_t \quad \text{Gl. 6-115}$$

mit der Lösung

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \text{ d.h. } \ln(n/n_0) = -\frac{t}{\tau} \text{ mit } \tau = \frac{1}{N_t c_{LV}} . \quad \text{Gl. 6-116}$$

Bei der einfach logarithmischen Darstellung des Photostroms I über t kann somit die Zeitkonstante des Photostromtransienten bestimmt werden.

Die nachfolgende langsame Rekombination entsteht unter Beteiligung von thermisch aktivierten Ladungsträgern aus Traps und wird durch die Bilanzgleichung

$$\frac{dn}{dt} = e_{L_t} N_t - c_{LV} n N_t \quad \text{Gl. 6-117}$$

beschrieben. Vernachlässigt man ein Retrapping, dann wird die Zeitkonstante im wesentlichen durch die Übergangswahrscheinlichkeit aus den Traps beherrscht.

7 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

7.1 Silizium-dotiertes Galliumnitrid

Undotiertes Galliumnitrid kommt je nach Herstellungsmethode mit einer freien Elektronendichte zwischen 1×10^{16} und $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ vor. Ursache ist die Dotierung durch Verunreinigungen während des Wachstumsprozesses. Wenn es gelingt, die Hintergrunddotierung durch Prozeßoptimierung auf $< 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ zu reduzieren, so ist es möglich eine Elektronendichte zwischen 1×10^{16} und $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ gezielt durch die Dotierung mit Si einzustellen. Dies ist erforderlich, wenn man daran denkt, GaN für elektrische bzw. optoelektronische Bauelemente zu verwenden. Oberhalb einer Elektronenkonzentration von 1×10^{18} verhält sich GaN wie ein entarteter Halbleiter, d.h. bei temperaturabhängigen Hall-Effekt-Messungen ist über einen weiten Temperaturbereich keine Veränderung in der Ladungsträgerdichte zu beobachten (vgl. Kap. 7.2). Dieser Effekt wurde 1974 von Mott et al. [Mot74] durch den sogenannten Mott-Übergang erklärt. Dabei ist das Fermi-Niveau im entarteten Halbleiter so dicht am Leitungsband, daß es in ihm eintaucht, d.h. es sind ständig am Transport beteiligte Elektronen im Leitungsband und müssen nicht erst durch thermische Aktivierung in das Band angehoben werden.

Bei der Analyse von temperaturabhängigen Hall-Effekt-Messungen muß man sich im Vorfeld Gedanken darüber machen, wie der Dotierstoff im Halbleiter eingebaut ist, ob z.B. Silizium kontinuierlich über die gesamte Schichtdicke oder inhomogen mit einem metallisch leitenden Kanal an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Substrat in der Schicht eingebaut wird. Im ersten Fall geht man von einem sogenannten „Ein-Schichten-Modell“ aus, d.h. die mittels Hall-Effekt-Messungen bestimmte Trägerdichte ist die tatsächliche Ladungsträgerkonzentration in jedem Bereich der Probe. Im zweiten Fall kommt es zu einer Fehlbestimmung der Ladungsträgerdichte in der Schicht, da der Hall-Effekt nur das Integral über die Ladungsträgerverteilung in der Schicht bestimmt und somit eine zu hohe Trägerdichte gemessen wird. Eine Lösung dieses Problems wird durch das „Zwei-Schichten-Modell“ gegeben. Das Modell und die Auswirkungen auf die Analyse der Hall-Messungen wird ausführlich in Kap. 7.3 vorgestellt und besprochen.

Durch temperaturabhängige Hall-Effekt-Messungen zeigten Hacke [Hac94] und Gaskill [Gas95], daß Si in GaN mit einer Bindungsenergie von $E_{D0} \sim 28$ meV gebunden ist. Bei diesen Messungen wurde eine homogene Dotierung zugrundegelegt. Dies wird ebenfalls bei der im folgenden betrachteten Si-dotierten GaN-Probe gemacht. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da aus SIMS-Messungen an GaN bekannt ist, daß Si homogen über die ganze Schicht in GaN eingebaut wird (vgl. Abb. 7-14, Abb. 7-15). Tabelle 7-1 gibt einen kleinen Überblick über die in der Literatur veröffentlichten Bindungsenergien für Si in GaN, die mit temperaturabhängigen Hall-Effekt-Messungen bestimmt wurden.

Trägerdichte (300K) (cm^{-3})	Mobilität (300K) (cm^2/Vs)	Bindungsenergie (eV)	Kompensation	
1.1×10^{17}	448	28.0 ± 0.5	—	[Hac94]
3.8×10^{17}	200	27.4 ± 4.0	—	[Hac94]
1.5×10^{17}	501	28.0 ± 1.0	3.3 %	[Göt96]
2.5×10^{17}	568	29.0 ± 1.0	3.0 %	[Göt96]

Tabelle 7-1 Zusammenstellung der aus der Literatur bekannten Bindungsenergien für Si in GaN.

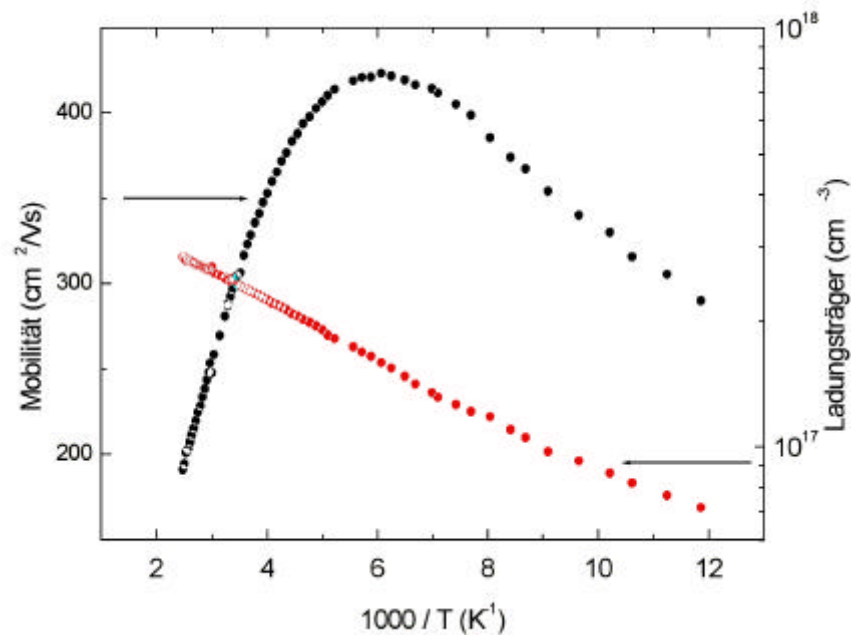


Abb. 7-1 Temperaturabhängige Hall-Effekt-Messung an Si-dotiertem-GaN [Kuh01]

Die Elektronen der in Abb. 7-1 dargestellten Si dotierten GaN Probe zeigen eine maximale Mobilität von $\mu_{max} = 420 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 160 K und $\mu = 290 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei Raumtemperatur. Vergleicht man diese Werte mit den in Tabelle 7-1 zusammengestellten Ergebnissen, so kann aus der niedrigen Beweglichkeit bei 300 K abgeleitet werden, daß die Probe stark kompensiert ist. Bei der im folgenden gezeigten Analyse der Donator- und Akzeptordichte ergibt sich für die in Abb. 7-1 gezeigte Probe eine Kompensation von 32 %.

7.1.1 Bestimmung der Aktivierungsenergie über $\mu-T$ und $n-T$ Anpassung

Zur Bestimmung der thermischen Aktivierungsenergie des Siliziumdonators in GaN aus der in Kap. 7.1 vorgestellten temperaturabhängigen Hall-Effekt-Messung betrachtet man die Abhängigkeit der Streuprozesse von der Temperatur und die Zunahme der Ladungsträgerkonzentration mit steigender Temperatur (vgl. Kap. 6.3).

Im ersten Teil der Anpassung wird aus dem Verlauf der Mobilität die Akzeptordichte der Probe bestimmt. Für die Anpassung der theoretischen Ergebnisse an die gemessene Mobilität in der GaN-Schicht werden die folgenden Streuprozesse berücksichtigt (vgl. Kap. 6.2.1).
Streuung an:

1. ionisierten Störstellen
2. polar optischen Phononen
3. akustischen Phononen, piezoelektrisches Potential
4. akustischen Phononen, Deformationspotential

Die hierbei verwendeten Materialkonstanten sind in Anhang B tabellarisch zusammengestellt. Die Berechnung der resultierenden Mobilität μ_{res} erfolgt mit Hilfe der Matthiessen-Regel nach Gl. 6-50. Somit verbleibt als einziger Parameter die Akzeptordichte N_A .

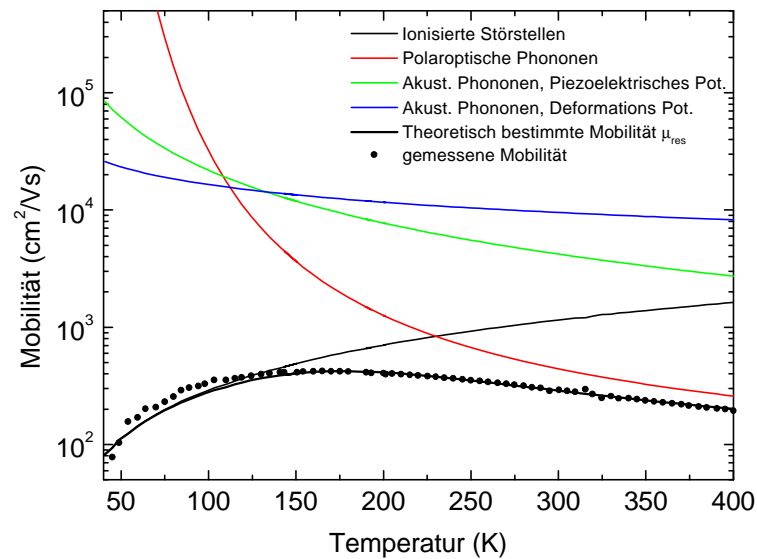


Abb. 7-2 Anpassung der theoretisch berechneten Mobilität an die aus temperaturabhängigen Hall-Messungen bestimmte Beweglichkeit der Elektronen in Si-dotiertem GaN für die Streuprozesse 1–4.

Die gemessene und in Abb. 7-2 gezeigte Mobilität kann am besten durch die Streuung an ionisierten Störstellen, polar optischen Phononen und akustischen Phononen (piezoelektrisches Potential und Deformationspotential) angepaßt werden. Eine Anpassung bei der nur ionisierte Störstellen und polar optische Phononen berücksichtigt werden, führt zu einer Verschiebung des Mobilitätsmaximums zu höheren Temperaturen und zu einer schlechteren Übereinstimmung zwischen der gerechneten Elektronenbeweglichkeit und der gemessenen Mobilität bei hohen Temperaturen. Aus der Anpassung in Abb. 7-2 ergibt sich eine berechnete Akzeptordichte N_A von $N_A = 1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Bei der hellblau dargestellten Anpassung fällt die Abweichung zwischen den gemessenen Daten und der berechneten Mobilität im Temperaturbereich von 50 bis 160 K auf. In diesem Temperaturintervall ist die Streuung an ionisierten Störstellen dominant gegenüber den restlichen Streuprozessen. Wie man deutlich sieht, ist die gemessene Mobilität größer als die durch die Anpassung bestimmte Beweglichkeit. Eine Erklärung hierzu liefert die geringe Konzentration an ionisierten Akzeptoren bei tiefen Temperaturen. Dieser Effekt kann durch Kompensation und mit der Lokalisierung von Ladungsträgern in Potentialfluktuationen erklärt werden. Dabei müssen die Ladungsträger erst thermisch aktiviert werden, um aus den Potentialfluktuationen entkommen zu können. Da somit die Wahrscheinlichkeit zur Streuung an ionisierten Störstellen bei tiefen Temperaturen verringert wird, mißt man eine höhere Mobilität als theoretisch vorhergesagt wird. Oberhalb

von 160 K geht zum einen die Dominanz der Streuung an ionisierten gegenüber den restlichen Streuprozessen, zum anderen auch die Lokalisierung der Ladungsträger durch thermische Aktivierung verloren und alle Akzeptoren sind ionisiert, so daß die Anpassung der gemessenen Mobilität entspricht.

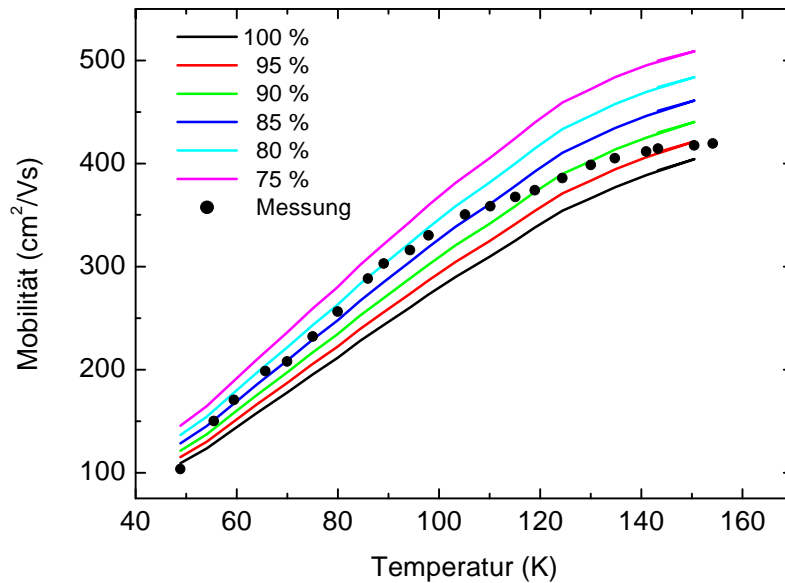


Abb. 7-3 Variation des Anteils der Streuung an ionisierten Störstellen in der Matthiessen-Regel für einen Temperaturbereich zwischen 50 und 160 K.

In Abb. 7-3 wird die Lokalisierung der Ladungsträger in den Bandfluktuationen berücksichtigt, indem der prozentuale Anteil der Streuung an ionisierten Störstellen in der Matthiessen-Regel zwischen 75 und 100 % variiert wird. Für Temperaturen zwischen 60 und 120 K wird die gemessene Mobilität am besten durch eine Reduzierung des Anteils der Streuung an ionisierten Störstellen auf 80 bis 85 % wiedergegeben. Zu höheren Temperaturen hin kann die Reduzierung kontinuierlich vernachlässigt werden, da die Konzentration an ionisierten Akzeptoren immer stärker ansteigt. Oberhalb von 160 K kann die Beweglichkeit schließlich wieder durch die ursprüngliche Form der Matthiessen-Regel beschrieben werden.

Zur Bestimmung der thermischen Aktivierungsenergie betrachtet man ein 1-Donator-Modell ($i = j$, vgl. Gl. 6-80) und löst damit die Neutralitätsbedingung für den untersuchten Halbleiter.

Die thermische Aktivierungsenergie ergibt sich aus der in Abb. 7-4 rot gezeichneten theoretischen Trägerdichte mit $E_D = 13$ meV. Daraus folgt eine Donatorkonzentration von $N_D = 4.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Dieser Wert liegt in sehr guter Übereinstimmung mit der aus SIMS-Messungen bekannten Siliziumkonzentration von $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Nach Gl. 7-1

$$E_D = E_{D0} - \mathbf{b}N_D^{1/3} \text{ mit } \mathbf{b} = 2.1 \times 10^{-5} \text{ meVcm} \quad \text{Gl. 7-1}$$

errechnet sich die tatsächliche Bindungsenergie $E_{D0} = 27 \pm 2$ meV. Daraus ergibt sich ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung mit den in Tabelle 7-1 aufgeführten Literaturwerten. Bei der Berechnung der Bindungsenergie nach Gl. 7-1 wird berücksichtigt, daß bei hohen Störstellenkonzentrationen die diskreten Zustände räumlich näher zusammenrücken, so daß eine gegenseitige Wechselwirkung erwartet wird. Als Konsequenz daraus findet man eine Abnahme der Aktivierungsenergie, die empirisch beschrieben werden kann durch die Abhängigkeit nach Meyer und Blakemore [Mey95], [Bla 62].

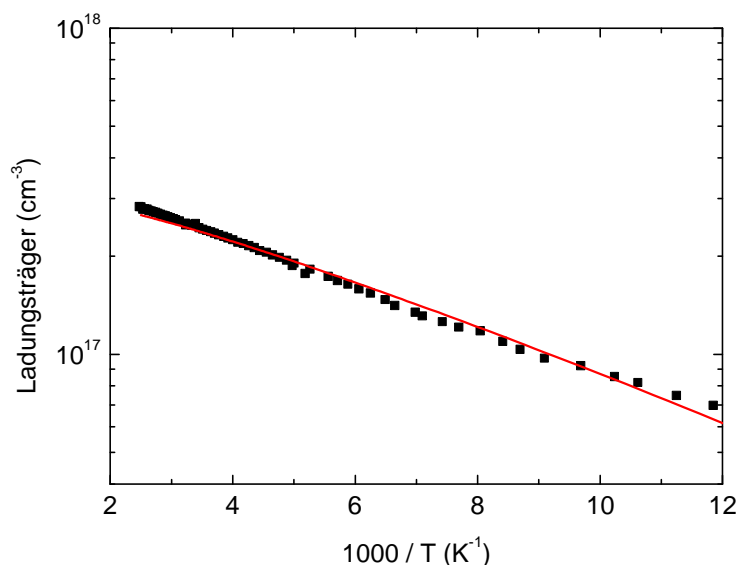


Abb. 7-4 Vergleich der theoretisch berechneten Trägerdichte (rot) mit der gemessenen Trägerdichte (schwarz) in Si dotiertem GaN.

Die gute Übereinstimmung zwischen der berechneten temperaturabhängigen Donatorkonzentration und der aus dem „Ein-Schichten-Modell“ bestimmten Ladungsträgerkonzentration der GaN-Probe ist in Abb. 7-4 dargestellt. Die schwarzen Punkte zeigen nochmals die durch

die Hall-Messung bestimmte Trägerdichte, während die rote Linie die Trägerdichte aus der theoretischen Anpassung nach Gl. 6–80 darstellt.

7.2 Die Herkunft der hohen n -Leitfähigkeit in GaN-Schichten

Im folgenden soll die Herkunft der starken residuären Dotierung bei GaN-Schichten untersucht werden. Darunter versteht man undotierte GaN-Schichten mit einer Ladungsträgerdichte $> n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Die untersuchten Proben wurden mit dem LPCVD-Verfahren (**L**ow **P**ressure **C**hemical **V**apor **D**eposition) hergestellt; diese Methode entspricht im wesentlichen dem in Kap. 2.2.1 vorgestellten Verfahren. Alle betrachteten Schichten werden ohne eine Buffer-Schicht direkt auf Saphir gewachsen. Zur Erklärung der ungewollten residuären Dotierung werden in der Literatur verschiedene Annahmen diskutiert. Lange Zeit galt die Stickstoff-Leerstelle V_N als eine Möglichkeit, die hohe n -Leitfähigkeit bei GaN zu erklären. Dies wurde erstmals durch Illegems et al. [Ill72] veröffentlicht. Die Vermutung, daß die N-Leerstelle als flacher Donator in GaN-Schichten wirkt, wurde durch theoretische Berechnungen von Jenkins und Tansley [Jen92], [Tan92] unterstützt. Erst neuere Untersuchungen durch Neugebauer et al. [Neu94] zeigen, daß die Bildungsenergie der V_N -Leerstelle zu hoch ist, um während des Wachstumsprozesses in einer so hohen Konzentration, wie es die hohe n -Leitfähigkeit verlangt, gebildet zu werden.

Durch die Gruppe von Seifert et al. [Sei83] wurde 1983 erstmals Sauerstoff als potentieller Kandidat für die hohe n -Leitfähigkeit vorgeschlagen. Ferner wurde gezeigt, daß Si bei Wachstumstemperaturen größer 1000°C aus der Glaswand des Reaktors freigesetzt und in der Schicht als flacher residuärer Donator auf dem Gallium-Platz eingebaut wird. Weitere Berechnungen zu Si und O als flacher Donator wurden unter anderem durch [Neu94] vorgenommen.

Götz et al. [Göt96] zeigte 1996 anhand von Si-dotierten und undotierten MOCVD-GaN-Schichten, daß neben Si mit $E_{D0} = 28 \text{ meV}$ in den dotierten Schichten ein weiterer flacher Donator mit einer Bindungsenergie von 34 meV existiert. Es wurde angedeutet, daß es sich hierbei um eine Sauerstoffstörstelle handelt.

Die mit temperaturabhängigen Hall-Effekt-Messungen bestimmte Ladungsträgerkonzentration verteilt sich nicht homogen in der GaN-Schicht. Um diesen Ladungsträgergradienten näher zu untersuchen, wurde 1997 [Göt97] mit Hall-Effekt-Messungen der Gradientenver-

lauf über die Schichtdicke vermessen. Dazu wurde eine HVPE GaN–Probe von 13 μm auf 1.2 μm abpoliert und für die verschiedenen Schichtdicken jeweils die Trägerdichte bestimmt. Die dabei gemessenen Ladungsträgerkonzentrationen steigen von der Oberfläche zur Grenzschicht von 2.5×10^{17} auf $2.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ stark an (vgl. Tabelle 7-2 Nr. 5–7). Zudem wurde ein hochleitender, 200 nm dicker Kanal an der Grenzfläche zwischen Substrat und Halbleiter gefunden. Ähnliche Beobachtungen wurden 1998 an HVPE–Proben gemacht [Göt98] (vgl. Tabelle 7-2 Nr. 1–4). Hierbei wurden unter identischen Herstellungsbedingungen GaN–Proben mit einer Schichtdicke zwischen 4.5 μm und 74 μm gewachsen. Die durch Hall–Messungen bestimmte freie Trägerdichte variierte zwischen 8×10^{16} für eine 74 μm und $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ für eine 4.5 μm Schicht bei 300 K. Mit zunehmender Schichtdicke verringert sich also der Einfluß des hochleitenden Kanals auf die Ladungsträgerkonzentration.

Nr.	Schichtdicke (μm)	Ladungsträgerkonz. (300K) (cm^{-3})	Mobilität (300K) (cm^2/Vs)	Literatur
1	4.5	4.0×10^{17}	343	[Göt98]
2	15.0	2.0×10^{17}	576	[Göt98]
3	40.0	1.5×10^{17}	730	[Göt98]
4	74.0	8.0×10^{16}	845	[Göt98]
5	1.2	2.1×10^{20}	2.1	[Göt97]
6	7.0	5.5×10^{18}	343	[Göt97]
7	13.0	2.5×10^{17}	452	[Göt97]

Tabelle 7-2: Trägerdichte und Mobilität als Funktion der Schichtdicke für HVPE GaN bei 300 K.

Die Abnahme der Trägerdichte von der Grenzfläche zur Probenoberfläche unterscheidet sich bei den in Tabelle 7-2 gezeigten Proben signifikant. Während bei den Schichten Nr. 1–4 die Trägerdichte mit einem konstanten Gradienten zur Oberfläche absinkt, zeigen die Proben Nr. 5–7 einen hoch n –leitenden Kanal und anschließend ein langsames Absinken der Trägerdichte zur Oberfläche hin.

Zur Beurteilung der Schichtqualität ist man daran interessiert, die Trägerdichte der obersten Schicht direkt aus den elektrischen Daten der Hall–Messung bestimmen zu können. Ein Verfahren hierzu wurde von Look et al. [Loo97a], [Loo97b] vorgeschlagen. Bei dem sogenannten „Zwei–Schichten–Modell“ wird davon ausgegangen, daß sich in der Nähe des Substrates ein hoch leitfähiger Kanal ausbildet. Aus der Tatsache, daß bei Hall–Effekt–Messungen immer das Integral der Ladungsträgerdichte über die Schichtdicke bestimmt wird, erwartet man sehr hohe Trägerdichten, die die wahren Werte im Volumen verfälschen. Mit der von

Look vorgeschlagenen Methode ist es möglich, aus der gemessenen Trägerdichte die effektive und somit niedrigere Ladungsträgerkonzentration an der Oberfläche der Probe zu berechnen. Die folgenden Auswertungen beziehen sich alle auf das von Look vorgestellte Modell und erlauben eine exakte Bestimmung der effektiven Trägerdichte der Volumen-GaN-Schicht.

7.3 Das „Zwei-Schichten-Modell“

Hochdotierte GaN-Schichten, d.h. Schichten mit einer Trägerdichte $> 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ zeigen aufgrund des Mott-Übergangs bei temperaturabhängigen Hall-Messungen zwischen 77 und 500 K keine signifikante Änderung der Ladungsträgerkonzentration.

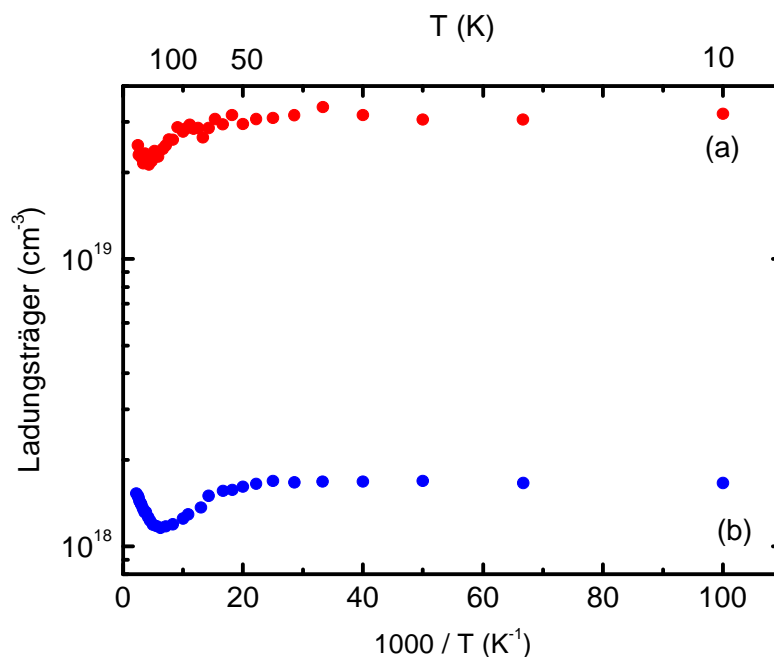


Abb. 7-5 Temperaturabhängige Hall-Effekt-Messungen zwischen 4.2 und 500 K an zwei residuär dotierten *n*-GaN Schichten (a) und (b).

Bei den in Abb. 7-5 gezeigten Messungen wird zwischen 4.2 und 50 K eine konstante Trägerdichte beobachtet. Weiterhin zeigt sich oberhalb von 50 K eine leichte Variation der Konzentration. Götz et al. interpretierten die konstante Trägerdichte durch einen hoch *n*-leitenden Kanal zwischen dem Saphir-Substrat und der GaN-Schicht. Die hohe Trägerdichte führt, wie bereits erwähnt, zu einer Verfälschung der Hall-Daten der obersten Schicht, d.h. die Träger-

dichte wird zu hoch bestimmt und gleichzeitig ist die gemessene Mobilität im Vergleich zur Mobilität der obersten GaN-Schicht zu niedrig.

Im folgenden wird das von Look et al. zur Lösung dieses Problems vorgeschlagene Modell auf temperaturabhängige Hall-Messungen an GaN übertragen.

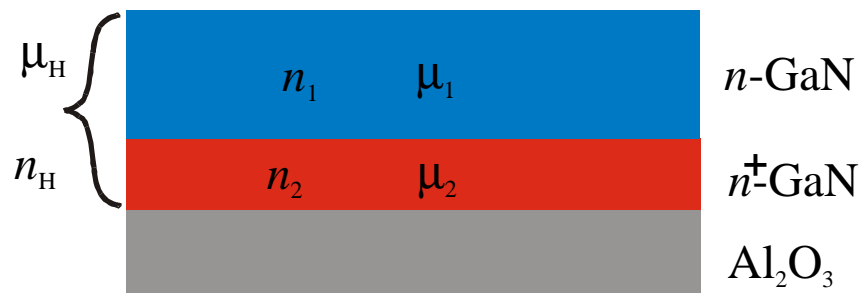


Abb. 7-6 Schichtaufbau einer HVPE-GaN-Schicht nach dem „Zwei-Schichten-Modell“.

Die Hall-Messungen liefern die Ladungsträgerkonzentration n_H sowie die Beweglichkeit μ_H . Beide Meßgrößen ergeben sich aus zwei unterschiedlich stark dotierten Schichten der GaN-Probe. Dabei ist der Einfluß der einzelnen Schichten von der Dicke der GaN-Probe abhängig (vgl. Tabelle 7-2 Nr. 1–4). Mit wachsender Schichtdicke d wird der Einfluß des leitenden Kanals an der Grenzfläche immer geringer auf die Meßgrößen der Hall-Messung. Der in

Abb. 7-6 rot dargestellte Bereich bildet den hoch leitenden Kanal mit einer Dicke zwischen 200 nm und 1.5 μm [Mei00]. Die Konzentration n_2 und die Mobilität μ_2 der Ladungsträger aus der Hintergrunddotierung ergibt sich aus der konstanten Trägerdichte der Hall-Effekt-Messungen für $T < 50\text{ K}$ in Abb. 7-5. Die blaue Schicht symbolisiert die reine GaN-Schicht auf dem leitenden Kanal.

Betrachtet man die Leitfähigkeit \bar{s}_s der Schicht, so kann diese durch die Summe der Leitwerte der roten Schicht σ_{s1} und der blauen Schicht σ_{s2}

$$\bar{s}_s = s_{s1} + s_{s2} = e\mathbf{m}_1\bar{n}_1 + e\mathbf{m}_2\bar{n}_2 \quad \text{Gl. 7-2}$$

bzw. nach Multiplikation der Gleichung mit dem Hall-Koeffizienten R_S der entsprechenden Schicht ausgedrückt werden

$$\bar{R}_S \bar{S}_S^2 = R_{S1} \mathbf{s}_{S1}^2 + R_{S2} \mathbf{s}_{S2}^2 = e \mathbf{m}_1^2 n_1 + e \mathbf{m}_2^2 n_2 . \quad \text{Gl. 7-3}$$

Dabei besteht zwischen dem Hall-Koeffizienten R_S und der Mobilität \mathbf{m}_H bzw. der Ladungsträgerkonzentration n_H der Zusammenhang

$$\mathbf{m}_H = R_S \mathbf{s}_S \quad n_H = \frac{1}{e R_S d} . \quad \text{Gl. 7-4}$$

Durch Einsetzen von Gl. 7-3 in Gl. 7-2 kann die effektive Mobilität \mathbf{m}_l in der obersten Schicht der GaN-Probe bestimmt werden zu

$$\mathbf{m}_l = \frac{\mathbf{m}_H^2 n_H - \mathbf{m}_2^2 \bar{n}_2 / d}{\mathbf{m}_H n_H - \mathbf{m}_2 \bar{n}_2 / d} . \quad \text{Gl. 7-5}$$

Ferner ergibt sich die Ladungsträgerkonzentration n_l an der Oberfläche der Probe zu

$$n_l = \frac{(\mathbf{m}_H n_H - \mathbf{m}_2 \bar{n}_2 / d)^2}{\mathbf{m}_H^2 n_H - \mathbf{m}_2^2 \bar{n}_2 / d} . \quad \text{Gl. 7-6}$$

Somit ist es möglich, bei Kenntnis der Hintergrunddotierung bei tiefen Temperaturen die differenzierte Ladungsträgerdichte und Mobilität der oberen GaN-Schicht aus den integralen Hall-Daten zu berechnen. Mit Hilfe dieser Daten werden in zwei Schritten die Akzeptor- und Donatordichte sowie die am Transport beteiligten Streuprozesse bestimmt.

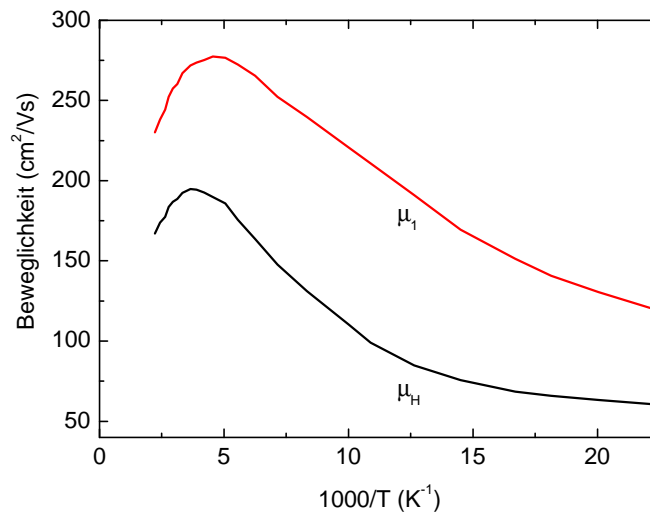


Abb. 7-7 Vergleich der durch temperaturabhängige Hall-Effekt-Messungen bestimmten Mobilität μ_H mit der nach dem „Zwei-Schichten-Modell“ berechneten Mobilität μ_1 der Volumen-GaN-Schicht nach Abzug der konstanten Mobilität $\mu_2 = 60 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei tiefen Temperaturen.

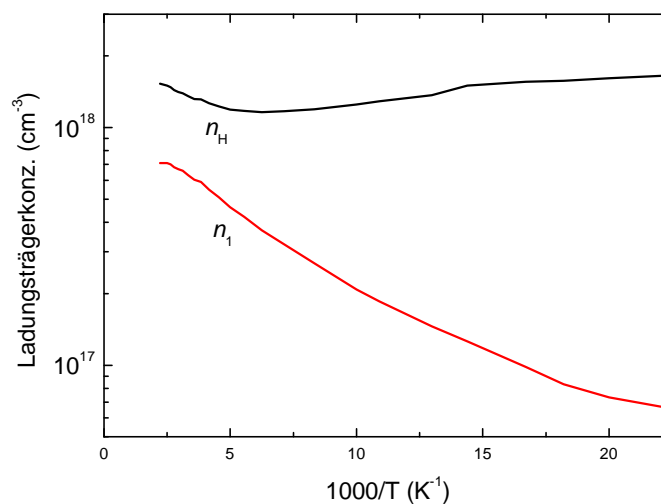


Abb. 7-8 Vergleich der durch temperaturabhängige Hall-Effekt-Messungen bestimmten Trägerkonzentration n_H mit der Konzentration der nach dem „Zwei-Schichten-Modell“ berechneten Ladungsträgerdichte n_1 der Volumenschicht nach Abzug der konstanten Trägerdichte $n_2 = 1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei tiefen Temperaturen.

Analysiert man die in Abb. 7-7 gezeigte Elektronenbeweglichkeit μ_H nach dem „Zwei-Schichten-Modell“, so ist eine deutliche Zunahme der Beweglichkeit in der Volumenschicht ($\mu_H = 278 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) gegenüber der Elektronenmobilität, die über die gesamte Probe ermittelt wurde ($\mu_H = 195 \text{ cm}^2/\text{Vs}$), festzustellen. Ferner verschiebt sich das Maximum der Beweglichkeit für die Elektronen in der oberen GaN-Schicht μ_H ($T = 220 \text{ K}$) zu tieferen Temperaturen im Vergleich zu der gemessenen Beweglichkeit $\mu_H(T = 275 \text{ K})$.

Betrachtet man ferner die in Abb. 7-8 dargestellte temperaturabhängige Hall-Messung der Ladungsträgerkonzentration, so zeigt sich eine deutliche Abnahme der Trägerdichte n_1 in der oberen GaN-Schicht zu niedrigeren Temperaturen hin. Der Verlauf der Meßpunkte erlaubt es, den berechneten Verlauf der Anpassung mit Hilfe eines 1-Donator-Modells darzustellen. Im Folgenden soll die thermische Aktivierungsenergie E_D des beobachteten flachen Donators bestimmt werden.

7.3.1 Bestimmung der Aktivierungsenergie über m - T und n - T Anpassung

Zur Bestimmung der thermischen Aktivierungsenergie des flachen Donators in GaN, aus den in Kap. 7.3 vorgestellten temperaturabhängigen Hall-Effekt-Messungen geht man analog zu dem in Kap. 7.1.1 gezeigten Verfahren vor.

In der theoretischen Anpassung der Mobilität wird wiederum die Streuung an ionisierten Störstellen und an optischen und akustischen Phononen berücksichtigt (vgl. Kap. 6.2.1).

Die hierbei verwendeten Materialkonstanten sind in Anhang B tabellarisch zusammengestellt. Die Berechnung der resultierenden Mobilität μ_{res} erfolgt mit Hilfe der Matthiessen-Regel nach Gl. 6-50.

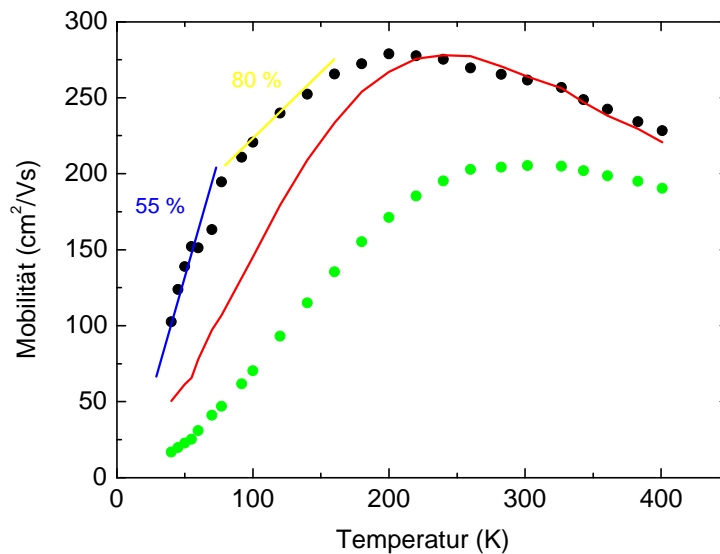


Abb. 7-9 Anpassung der theoretisch berechneten Mobilität (rot) an die aus dem „Zwei-Schichten-Modell“ bestimmte Beweglichkeit (schwarz) der Elektronen in der obersten GaN-Schicht sowie eine Anpassung unter Berücksichtigung der Streuung an Versetzungen (grün).

Die schwarzen Punkte in Abb. 7-9 zeigen die sich ergebende Mobilität der Ladungsträger aus dem „Zwei-Schichten-Modell“. Die rote Kurve gibt die theoretische Berechnung der Mobilität unter Berücksichtigung von Streuungen an ionisierten Störstellen sowie optischen und akustischen Phononen wieder. Auch bei dieser Anpassung fällt die schlechte Übereinstimmung mit den Meßwerten für Temperaturen < 200 K auf. Analog zu der in Abb. 7-2 vorgestellten Messung für Si-dotiertes GaN kann auch hier eine Verbesserung der Anpassung durch die Reduzierung des Einflusses der ionisierten Störstellen in der Matthiessen-Regel erzielt werden. Dazu ist bei tiefen Temperaturen die Konzentration der ionisierten Störstellen auf 55 % (blau) und für Temperaturen zwischen 70 und 150 K auf 80 % (gelb) reduziert worden. Auch hierbei wird der beobachtete Effekt auf die Lokalisierung von Ladungsträgern in Potentialfluktuationen und Kompensation zurückgeführt. Die starke Abweichung der gemessenen von der berechneten Mobilität ist außerdem ein Anzeichen für die hohe Kompensation der GaN-Schicht (vgl. Tabelle 7-3). Für höhere Temperaturen gilt wieder die ursprüngliche Annahme, daß alle Akzeptoren ionisiert sind (vgl. Abb. 7-3). In der grün gezeichneten Anpassung wird außer den vorangegangenen Streumechanismen noch die Streuung an Versetzungen berücksichtigt. Daraus erkennt man, daß es nur durch die Berücksichtigung von Versetzungen möglich ist, eine niedrigere Mobilität, als die in der roten Kurve dargestellt ist, zu erklären. Für den Fall, daß dieser Streuprozess nur einen sehr kleinen Einfluß auf die Mobilität hat,

kann also im besten Fall nur die rote Kurve, nicht aber die schwarz dargestellte gemessene Mobilität bei tiefen Temperaturen angepaßt werden. Erschwerend kommt zudem hinzu, daß die durch Look et al. [Loo99] angegebene Beziehung für die Streuung an Versetzungen $\mathbf{m}_{Vers} \propto \sqrt{na^2} / f$ (mit a: Abstand der nicht abgesättigten Bindungen, n: effektive Konzentration der Ladungsträger zur Abschirmung, f: Besetzungswahrscheinlichkeit der geladenen Streuzentren) nur auf empirisch bestimmten Ergebnissen beruht.

Bei der Anpassung wurde wiederum nur die Akzeptordichte N_A als einziger verbleibender Parameter benutzt. Für Temperaturen > 220 K zeigt die Beweglichkeit eine Abhängigkeit, die proportional zu $T^{-1/2}$ ist, während bei tiefen Temperaturen die Mobilität durch einen Anstieg proportional zu $T^{3/2}$ beschrieben wird. Aus der Anpassung ergibt sich eine berechnete Akzeptordichte N_A von $N_A = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Die thermische Aktivierungsenergie wird wieder mit Hilfe des 1-Donator-Modells ($i = j$, vgl. Gl. 6–80) bestimmt, indem man die Neutralitätsbedingung für den untersuchten Halbleiter löst.

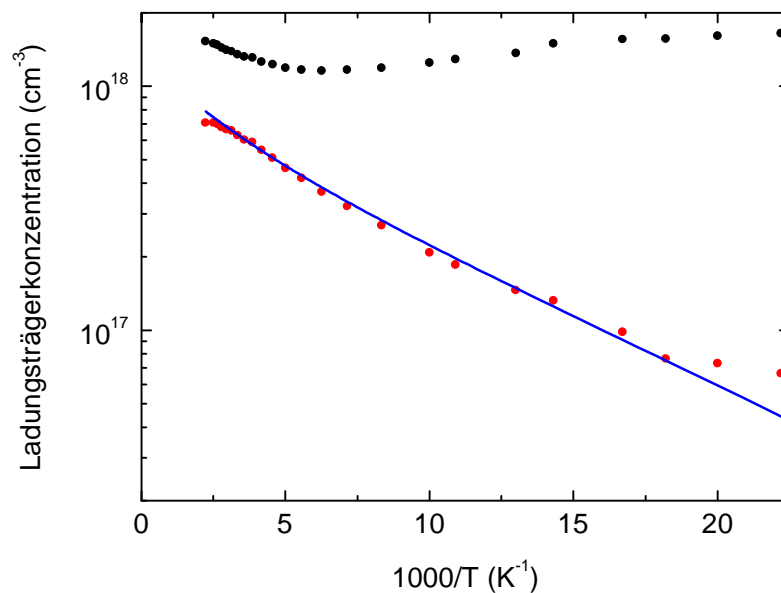


Abb. 7-10 Vergleich der theoretisch berechneten Trägerdichte (blau) mit der aus dem „Zwei-Schichten-Modell“ bestimmten Trägerdichte (rot) und den Hall-Daten (schwarz).

Die thermische Aktivierungsenergie ergibt sich aus der in Abb. 7-10 blau gezeichneten theoretischen Trägerdichte mit $E_D = 8$ meV. Damit kann für eine Donatorkonzentration von $N_D = 1.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ die Bindungsenergie zu $E_{D0} = 35 \pm 3$ meV bestimmt werden.

Die guten Übereinstimmung zwischen der theoretisch berechneten temperaturabhängigen Donatorkonzentration und der aus dem „Zwei-Schichten-Modell“ bestimmten Ladungsträgerkonzentration in der obersten Schicht der GaN-Probe ist in Abb. 7-10 dargestellt. Bei der untersuchten Probe zeigt sich wie im Fall der mit Si dotierten GaN-Probe, daß durch die Abschätzungen bezüglich der Streuprozesse die Mobilität und die Konzentration der Ladungsträger gut beschrieben wird. Die schwarzen Punkte zeigen nochmals die durch die Hall-Messung bestimmte Trägerdichte, während die roten Datenpunkte die Trägerdichte aus dem „Zwei-Schichten-Modell“ darstellen. Die blaue Linie ist die theoretische Anpassung nach Gl. 6–80 an die gemessenen Daten.

7.4 TIMOG gewachsenenes Galliumnitrid

Von dem in Kap. 2.2.1 vorgestellten TIMOG-Verfahren erwartet man neben der Verbesserung der strukturellen auch eine Verbesserung der elektrischen Eigenschaften der GaN-Schichten. Bei der Untersuchung mit temperaturabhängigen Hall-Effekt-Messungen zeigt sich allerdings ein ähnliches Bild, wie es bereits von den stark residuär dotierten LPCVD-Schichten bekannt ist.

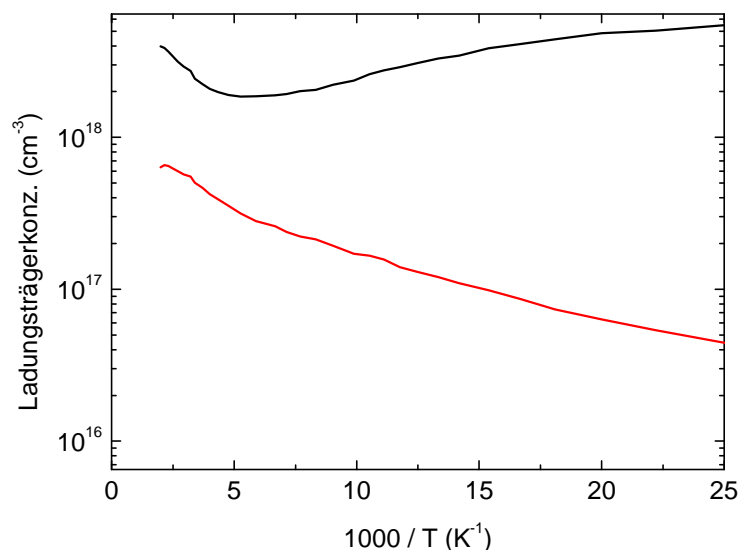


Abb. 7-11 Temperaturabhängige Hall-Effekt-Messung einer residuär dotierten TIMOG-GaN-Schicht. Die Schwarze Kurve zeigt die Hall-Messung, während die rote Kurve die effektive Trägerdichte nach dem „Zwei-Schichten-Modell“ darstellt.

Die temperaturabhängigen Hall-Daten zeigen über einen Temperaturbereich von 40 bis 500 K keine stark ausgeprägte Variation der freien Trägerdichte, daher ist die Übertragung des „Zwei-Schichten-Modells“ auf die TIMOG-Probe gerechtfertigt. Man geht auch hier davon aus, daß sich in der Nähe des Substrat Halbleiterübergangs ebenfalls ein leitender Kanal ausbildet, der die elektrischen Eigenschaften der Schicht maßgeblich beeinflusst. Ein Vergleich der effektiven Ladungsträgerkonzentration bei Raumtemperatur zeigt keinen signifikanten Unterschied gegenüber der LPCVD-Schicht in Abb. 7-8 (TIMOG $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, LPCVD $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$).

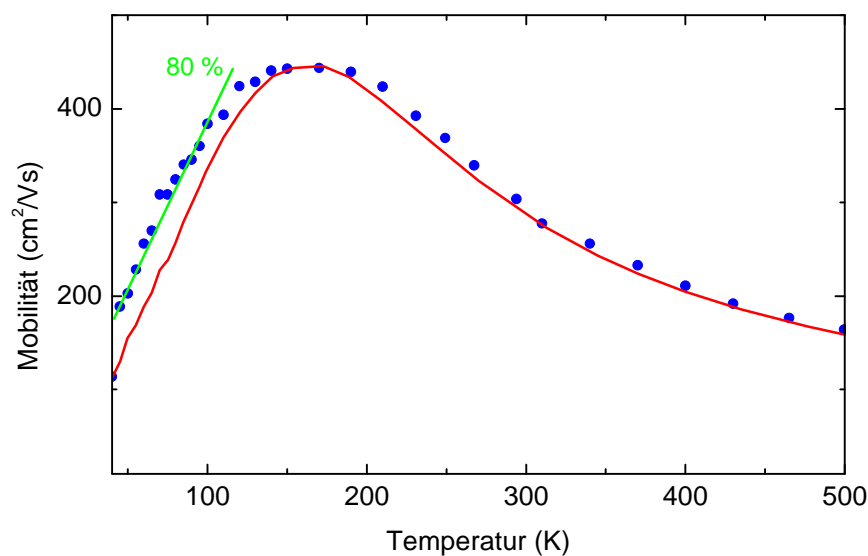


Abb. 7-12 Vergleich der Mobilität der oberen GaN-Schicht (blau) mit der durch Hall-Effekt bestimmten Mobilität (schwarz) und der theoretischen Anpassung (rot) der Streuprozesse an die Mobilität der oberen GaN-Schicht.

Für die in Abb. 7-12 dargestellte Anpassung der theoretisch berechneten Mobilität an die effektive Mobilität zeigt sich ein ähnliches Bild, wie es bereits von der Si-dotierten und LPCVD-Schicht her bekannt ist. Für den hohen Temperaturbereich, d.h. für Temperaturen oberhalb von 200 K, ergibt das Modell eine sehr gute Anpassung an die Mobilität der oberen GaN-Schicht. Hierzu wurde wiederum die Streuung an ionisierten Störstellen und optischen sowie akustischen Phononen nach Gl. 6–50 berücksichtigt. Auffällig ist auch in diesem Fall, daß bei tiefen Temperaturen die effektive Mobilität größer ist als die sich aus dem Fit ergebende Beweglichkeit. Berücksichtigt man auch hier, daß sich bei tiefen Temperaturen der Einfluß aufgrund der bereits bei der Si Probe beschriebenen Lokalisierung von Ladungsträgern in Potentialfluktuationen an ionisierten Störstellen verringert, so ergibt sich die in Abb.

7-12 grün dargestellte Anpassung bei einer Reduzierung der Streuung an ionisierten Störstellen auf 80 % in der Matthiessen–Regel.

Die Mobilität der Ladungsträger in der oberen GaN–Schicht zeigt ein Maximum von $m=450\text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 160 K. Dies übersteigt deutlich die maximale Mobilität der LPCVD–Schicht von $m=280\text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei $T=200\text{ K}$. Daraus kann bereits geschlossen werden, daß die TIMOG–Proben im Vergleich zu den LPCVD–Schichten geringer kompensiert sind. Aus der Anpassung der Mobilität ergibt sich eine Akzeptorkonzentration von $N_A=1.46\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$.

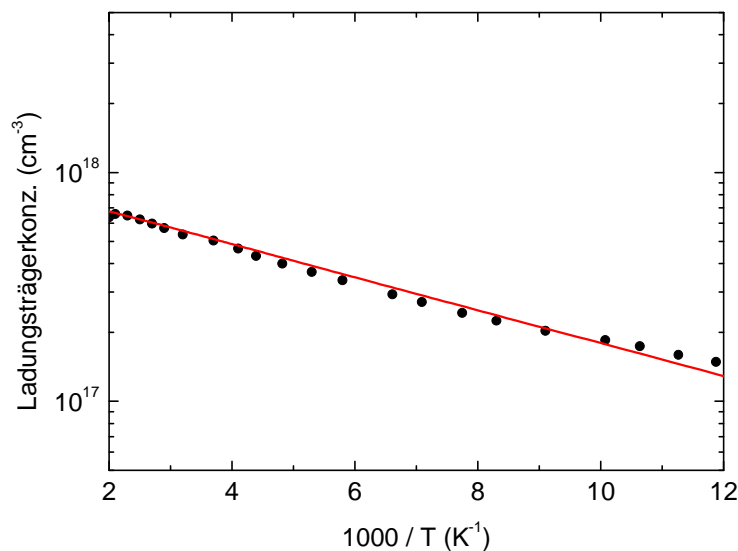


Abb. 7-13 Vergleich der theoretisch berechneten Trägerdichte (rot) mit der aus dem „Zwei–Schichten–Modell“ bestimmten Trägerdichte (schwarz).

Die in Abb. 7-13 gezeigte Anpassung der Elektronendichte an die gemessene Konzentration von freien Ladungsträgern unter Verwendung eines 1–Donator–Modells ergibt eine Donatorkonzentration $N_D=9.9\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$. Daraus ergibt sich eine Kompensation der obersten Schicht von 15 % (LPCVD 20 %). Dies bestätigt die Annahme der geringeren Kompensation anhand der gemessenen Mobilität. Die Bindungsenergie des flachen Donators ergibt sich nach Gl. 7–1 zu $E_{D0}=32\pm 3\text{ meV}$. Die Tatsache, daß es sowohl bei der TIMOG als auch bei der LPCVD–Schicht möglich ist, die Ladungsträgeranpassung mit einem 1–Donator–Modell zu berechnen und die deutlich höhere Bindungsenergie von 32 bzw. 35 meV gegenüber 28 meV bei der Si–dotierten GaN Schicht, rechtfertigt die Aussage, daß es sich jeweils um den gleichen Donator (Sauerstoff) handelt. Eine genauere Analyse zur Identifizierung des flachen Donators wird in Kap. 7.5 durchgeführt. Abschließend seien nochmals die sich aus der elektrischen Charakterisierung ergebenden Daten tabellarisch zusammengefaßt.

	N_A (cm^{-3})	N_D (cm^{-3})	Kompen- sation	m_{max} (cm^2/Vs)	m (cm^2/Vs)	n (cm^{-3})	E_{D0} (eV)
TIMOG <i>n</i> -GaN	1.46×10^{17}	9.9×10^{17}	15 %	450 (160 K)	290 (300 K)	5.0×10^{17} (300 K)	32
LPCVD <i>n</i> -GaN	3.0×10^{17}	1.80×10^{17}	20 %	280 (200 K)	264 (300 K)	6.3×10^{17} (300 K)	35
Si GaN	1.50×10^{17}	4.70×10^{17}	31 %	380 (160 K)	290 (300 K)	3.0×10^{17} (300 K)	27

Tabelle 7-3 Tabellarische Zusammenfassung der elektrischen Kenngrößen der untersuchten GaN-Schichten.

7.5 Charakterisierung des flachen Donators in GaN

Nachdem Konzentration und Aktivierungsenergie des flachen Donators in LPCVD-GaN-Schichten bestimmt wurden, ist es nun von Interesse, die chemische Analyse des Defekts zu betrachten. Ferner wird durch optische Untersuchungen und Positronenannihilationsexperimente die räumliche Verteilung des Donators bestimmt.

7.5.1 SIMS-Tiefenprofil-Messungen an GaN

Wie bereits in Kap. 5.2 erläutert, ist die Sekundärionenmassenspektroskopie eine gut geeignete Untersuchungsmethoden zum quantitativen als auch qualitativen Nachweis von Verunreinigungen in Halbleitern. Bei den SIMS-Untersuchungen war das Tiefenprofil der residuellen Sauerstoff- und Siliziumdotierung von besonderem Interesse. Daneben wurde der Verlauf der Kohlenstoffdotierung und der Chlorverunreinigung beobachtet. Bei allen Proben wurde zudem eine starke Wasserstoffkonzentration in der GaN-Schicht mit Konzentrationen $> 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ gefunden.

Für die elektrischen Eigenschaften spielen die gefundenen Wasserstoffkonzentrationen allerdings keine Rolle. Die Verunreinigungen mit Chlor können nicht quantitativ angegeben werden, weil es für Chlor keine geeigneten Standards gibt, um die Matrixeffekte und die damit verbundenen exakten Konzentrationsverteilungen zu berechnen. Aus der Literatur ist nicht bekannt, daß Chlor ein elektrisch aktives Zentrum in GaN bildet. Im folgenden wird daher das Hauptaugenmerk auf die Verteilung von Sauerstoff bzw. Silizium als Donator und

Kohlenstoff als Akzeptor gelegt. Zur quantitativen Analyse der Verunreinigungen und um Aussagen über die entsprechenden Konzentrationen in den Tiefenprofilen treffen zu können, wurden für die Untersuchung der GaN–Proben Cs⁺–Primärionen mit einer Energie von 14.5 keV verwendet.

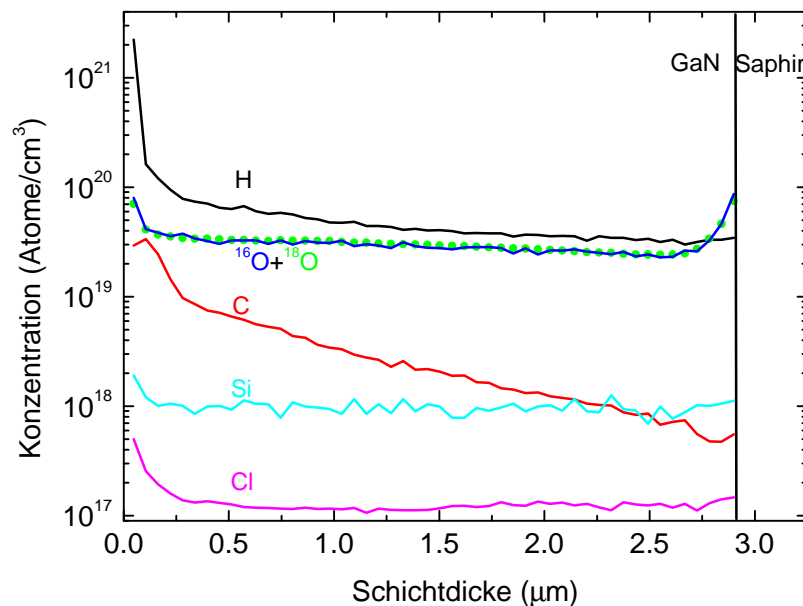


Abb. 7-14 SIMS Tiefenprofilmessung einer 3 µm dicken LPCVD–GaN–Schicht auf Saphir–Substrat zu der in Abb. 7-5a gezeigten Hall–Messung.

Abb. 7-14 zeigt das SIMS–Tiefenprofil von H, O, C und Si sowie Cl in einer 3 µm dicken LPCVD–GaN–Schicht. Mit Hall–Effekt–Messungen wurde die freie Trägerdichte bei 300 K zu $4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Berücksichtigt man den Anstieg der Sauerstoffkonzentration an der Grenzschicht, so kommt man zu dem Ergebnis, daß zwischen 70 und 80 % des atomaren Sauerstoffs in der Probe elektrische aktiv sind (vgl. Abb. 7-16). Vergleicht man nun unter Berücksichtigung der elektrischen Messungen den Konzentrationsverlauf von Si und O in der Schicht, so zeigt sich, daß Si als Donator nicht in Betracht kommt. Die Siliziumkonzentration ist mit $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ nahezu konstant über die ganze Schichttiefe, und die Konzentration liegt um den Faktor 50 unter der gemessenen freien Elektronendichte. Als Siliziumquellen fungieren die heißen Wände des Glasreaktors.

Betrachtet man dagegen den Einbau von Sauerstoff in der Schicht, so ist ein über weite Bereiche konstanter Sauerstoffgehalt von $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zu erkennen. Zur Grenzschicht hin zeigt sich ein signifikanter Anstieg der Sauerstoffkonzentration auf $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ über eine Dicke von 250 nm. Diese 250 nm tiefe Schicht bildet den hoch *n*–leitenden Kanal an der Grenz–

schicht GaN zu Saphir. Um eventuelle Masseninterferenz-Effekte von Sauerstoff mit CH_4 auszuschließen zu können, wurde die Konzentration der Sauerstoffisotope ^{16}O und ^{18}O zur Bestimmung der Sauerstoffkonzentration herangezogen. Es zeigt sich, daß beide Isotope den identischen Konzentrationsverlauf über das gesamte Tiefenprofil hinweg haben. Der Sauerstoff kommt über zwei verschiedene Wege in den Prozeßablauf. Hauptursache für den leitenden Sauerstoffkanal an der Grenzschicht ist die Diffusion von Sauerstoff aus dem Saphir-Substrat in die GaN-Schicht [Nos00]. Von Nostrand et al. wurden diesbezüglich SIMS-Untersuchungen an GaN angestellt. Dabei zeigte sich eine Diffusionstiefe von Sauerstoff bis zu $1.5\ \mu\text{m}$ in der GaN-Schicht. Diese Tatsache kann auch in Anbetracht der hohen Prozeßtemperaturen von ca. 1000°C nicht eliminiert werden. Eine weitere große Sauerstoffquelle ist die Galliumvorstufe GaCl_3 aus dem LPCVD-Verfahren. Durch die hygroskopischen Eigenschaften von GaCl_3 wird während des Wachstumsprozesses fortwährend Sauerstoff in Form von zersetztem H_2O freigesetzt, der dann in der Schicht eingebaut wird.

Kohlenstoff, der ein Akzeptor in GaN ist, wird mit einem negativen Gradienten zum Interface hin in die Schicht eingebaut. Versuche, eine *p*-Dotierung von Galliumnitrid durch Kohlenstoffeinbau zu realisieren, werden von Pearton et al. [Pea94] beschrieben, dabei wurden Löcherkonzentrationen im unteren $10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ Bereich erzielt. Durch theoretische Berechnungen von Topf [Top99] wurde die maximale elektrisch aktive Dotierung durch Kohlenstoff mit ca. $5 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ bestimmt. Die Kohlenstoffkonzentration in der GaN-Schicht nimmt von $3 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ an der GaN-Oberfläche gleichförmig fallend auf $5 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ an der Grenzschicht ab. Bei einer Akzeptordichte von ca. $5 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ und einer Kompensation zwischen 0.2 und 0.3 ist die gemessenen Kohlenstoffkonzentration zu hoch, um die Akzeptordichte erklären zu können. Daher liegt es nahe, daß die Kompensation der Schicht durch Galliumfehlstellen verursacht wird. Der Kohlenstoff in den Proben wird über organische Verunreinigungen bei der Probenpräparation und im Epitaxieprozeß eingebaut.

Auffällig ist ebenfalls der gleichmäßige Einbau von Chlor in die GaN-Schicht. Der Grund liegt auch hier in der verwendeten Galliumvorstufe, bei der über den Zwischenschritt GaCl Chlor während der Epitaxie frei wird. Zu beachten ist, daß die angegebenen Chlorkonzentrationen aus den vorweg genannten Gründen nicht als absolute Angaben interpretiert werden dürfen.

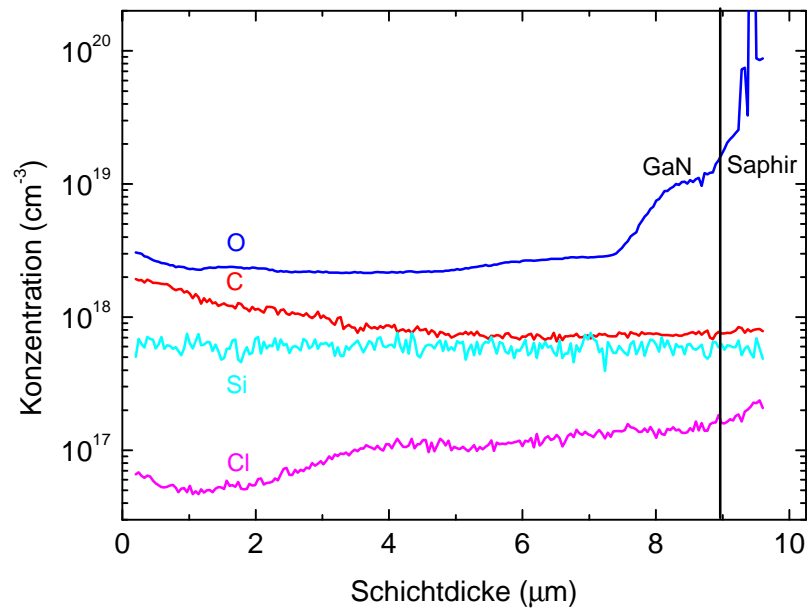


Abb. 7-15 SIMS Tiefenprofilmessung einer 9 µm dicken LPCVD-GaN-Schicht auf Saphir-Substrat zu der in Abb. 7-5b gezeigten Hall-Messung.

Bei dem in Abb. 7-15 gezeigten SIMS-Tiefenprofil zeigt sich ein ähnlicher Verlauf, wie er bereits in Abb. 7-14 dargestellt wurde. Hall-Untersuchungen haben bei der betrachteten Probe eine Trägerdichte von $2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ergeben. Die Sauerstoffkonzentration steigt von der Oberfläche der Probe mit $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ auf $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ an der Grenzschicht an. Dabei bildet sich ein ca. 1.5 µm dicker, stark sauerstoffdotierter Kanal aus, der wie auch schon bei der in Abb. 7-14 gezeigten Probe für das elektrische Verhalten der GaN-Schicht verantwortlich ist. Die Siliziumkonzentration bleibt auch hier mit $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ über die gesamte Schicht konstant.

Für den Verlauf der Kohlenstoffdotierung zeigt sich ebenfalls der gleiche Sachverhalt wie im vorangegangenen Beispiel. Die Konzentration nimmt auch hier von $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ auf $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ an der Grenzschicht ab. Chlor wird ebenfalls in der Schicht eingebaut, jedoch im Vergleich zu Sauerstoff und Silizium in einem vernachlässigbaren Verhältnis. Auch bei dieser Probe ist es nicht möglich, die Kompensation durch Kohlenstoff zu erklären.

Vergleicht man die Ergebnisse der temperaturabhängigen Hall-Messungen mit denen der SIMS-Messungen, so kann man eine eindeutige Korrelation erkennen. Die freie Trägerdichte der in Abb. 7-14 dargestellten GaN-Schicht wurde bei 300 K mit $4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und für die in Abb. 7-15 gezeigte Probe mit $2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt.

Mit diesen Messungen ist es gelungen, Sauerstoff als flachen Donator in HVPE–GaN–Schichten mit einer Bindungsenergie von 35 ± 3 meV nachzuweisen.

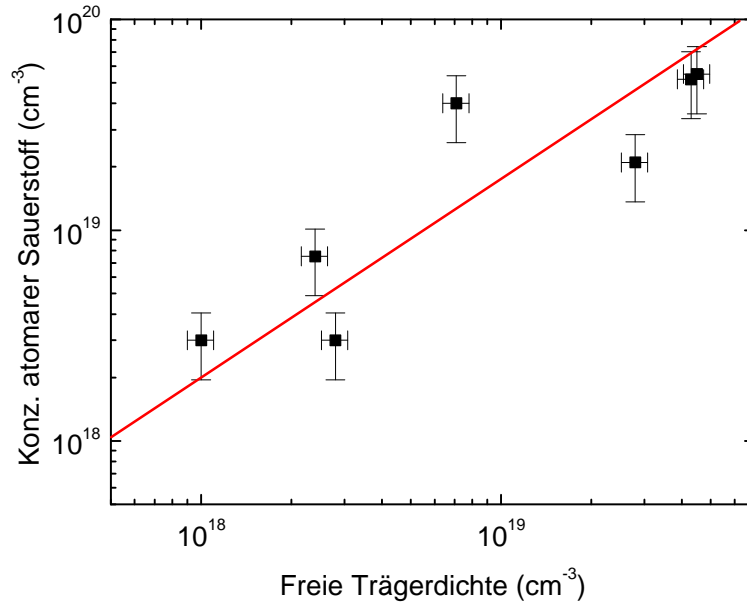


Abb. 7-16 Atomare Sauerstoffkonzentration (aus SIMS–Messungen) als Funktion der Ladungsträgerkonzentration (aus Hall–Messungen ohne „Zwei–Schichten–Modell“) bei 300 K.

Anhand von Abb. 7-16 ist es möglich, die Aussage über das Verhältnis von atomarem Sauerstoff zu dem elektrisch aktiv wirkenden Sauerstoff in GaN zu machen. Betrachtet man hierzu die in Abb. 7-16 dargestellte Abhängigkeit der Sauerstoffkonzentration von der freien Trägerdichte, so zeigt sich, daß nur ein Teil der gemessenen Sauerstoffkonzentration (zwischen 70 und 80 %) elektrisch aktiv ist. Im Vergleich dazu wurde durch Götz et al. [Göt99] an residuär dotierten GaN–Schichten gezeigt, daß nur ca. 10 % der residuären Sauerstoffdotierung zum elektrischen Transport beitragen. Erklärt wird dieser Effekt durch die Bildung von Fremdphasen in der GaN–Schicht; so bildet zum Beispiel Gallium während des Wachstums bei Anwesenheit von Sauerstoff eine niedrig leitende Ga_2O_3 Verbindung.

Vergleicht man hingegen die unterschiedlichen Mobilitäten der Ladungsträger von LPCVD–GaN–Schichten mit von Götz et al. [Göt99] bestimmten Werten ($n_H = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $m_H = 314 \text{ cm}^2/\text{Vs}$), so zeigt sich eine gute Übereinstimmung über einen weiten Ladungsträgerbereich. Ein Überblick für eine Ladungsträgerkonzentration zwischen $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bis $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und die entsprechenden Beweglichkeiten ist in Abb. 7-17 dargestellt.

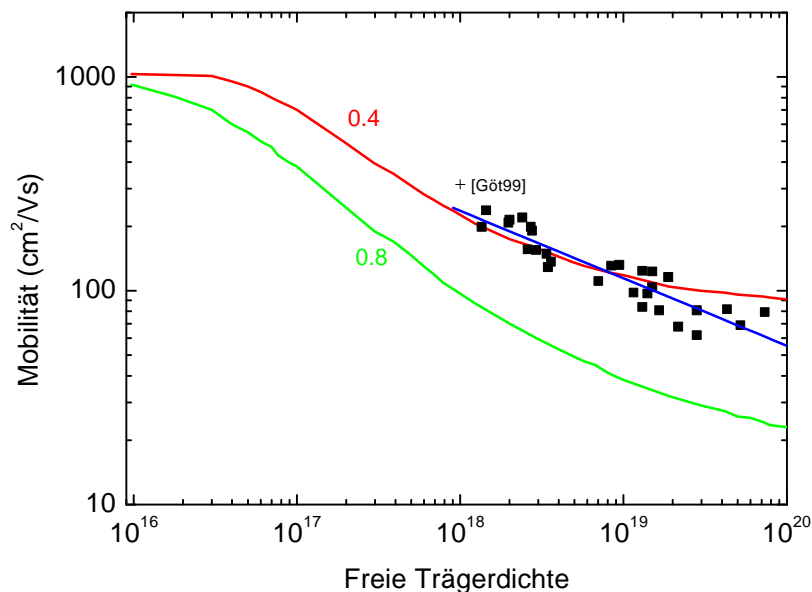


Abb. 7-17 Mobilität der freien Ladungsträger in LPCVD–GaN–Schichten als Funktion der Trägerdichte bei Raumtemperatur im Vergleich zum Verlauf der berechneten Mobilität als Funktion der Trägerdichte für eine 40 % (rot) und 80 % (grün) kompen-sierte Schicht nach Rode et al. [Rod95].

Anhand von O–dotierten GaN–Schichten wurde durch Korotkov et al. [Kor00] gezeigt, daß GaN über einen weiten Dotierbereich von $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bis $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ eine konstante Kompensation zwischen 0.3 und 0.4 hat. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den in Abb. 7-17 schwarz dargestellten Meßpunkten bis zu einer Trägerdichte von $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Für Ladungsträgerkonzentrationen oberhalb von $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ beobachtete Korotkov eine starke Zunahme der Kompensation. Die Ursache für den plötzlichen Anstieg der Akzeptorkonzentration ist bis heute nicht eindeutig geklärt. Der in Abb. 7-17 blau dargestellte Verlauf zeigt eine deutliche Abweichung der Elektronenbeweglichkeit für Trägerkonzentrationen $> 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ im Vergleich zu der von Rode et al. berechneten Mobilität für eine 40 % kompen-sierte GaN–Schicht, so daß man auch hier einen Anstieg der Kompensation für hohe Trägerdichten in den untersuchten LPCVD–Proben beobachtet. Aus der blauen Kurve ergibt sich eine Zunahme der Kompensation von 0.4 bei $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ auf 0.6 bei einer Trägerdichte von $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Ähnliche Beobachtungen wurde von Yi et al. [Yi96] und Nakamura et al. [Nak92] an Si– und Ge–dotiertem GaN gemacht. Durch die Berechnungen von Neugebauer et al. [Neu94] und Boguslawski et al. [Bog95] wurde gezeigt, daß die Galliumfehlstelle als drei-fach geladener Akzeptor in hochdotiertem GaN wirkt. Im Fall der in Abb. 7-17 gezeigten

Messungen kann dies jedoch ausgeschlossen werden. Berücksichtigt man hierzu den in Abb. 7-22 gezeigten Zusammenhang zwischen der Sauerstoffkonzentration in GaN und der Konzentration an Galliumfehlstellen, so erkennt man, daß mit zunehmender Sauerstoffkonzentration die Galliumfehlstellenkonzentration abnimmt, wengleich immer noch Konzentrationen zwischen 5×10^{17} und $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei Sauerstoffkonzentrationen zwischen 1×10^{20} und $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nachgewiesen werden. Eine weitere Möglichkeit der Kompensation wird durch den starken Einbau von Kohlenstoff in die Schicht gegeben (vgl. Kap. 7.5.1). Es ist daher denkbar, daß durch die Kombination aus Kohlenstoff und Galliumfehlstelle der starke Anstieg der Kompensation bei Trägerdichten $> 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erklären werden kann.

7.5.2 Raman–Untersuchungen an GaN

Neben SIMS erlaubt es auch die Ramanspektroskopie, den Verlauf der Ladungsträgerkonzentration über die Schichtdicke der Probe und damit den Sauerstoffgradienten in der GaN–Schicht nachzuweisen. Hierzu betrachtet man Elementaranregungen in Festkörpern wie Phononen– oder Plasmonenanregung. Bei dem verwendeten Meßsystem handelt es sich um ein μ –Raman–Spektrometer für orts aufgelöste Messungen. Unter anderem erhält man so Informationen über die Trägerdichte und die Art der Verspannung in der Schicht. Zur Lichtanregung wird die 514 nm–Linie eines Ar–Ionen Lasers verwendet, das gestreute Licht wird anschließend mit einem Dreifachgitterspektrometer mit einer Auflösung von 0.1 cm^{-1} detektiert. Für eine fundierte und weiterführende Darstellung der Grundlagen der Ramanspektroskopie sei auf Klingshirn und Long [Kli95], [Lon77] verwiesen.

Bei hexagonalen GaN–Schichten beobachtet man fünf verschiedene Phononenmoden im Ramanspektrum $A_1(\text{TO})$, $A_1(\text{LO})$, $E_1(\text{TO})$, $E_1(\text{LO})$ und E_2 –Über die Lage der $A_1(\text{LO})$ Mode kann auf die Ladungsträgerdichte in der Schicht geschlossen werden. Dazu betrachtet man die Kopplung der $A_1(\text{LO})$ mit einem Plasmon, wodurch zwei neue Moden LPP^+ – und LPP^- (Longitudinal Optical Phonon Plasmon) im Raman–Spektrum entstehen. Aus der Energieposition bzw. der Verschiebung der LPP^+ Mode im Spektrum wird die Trägerkonzentration bestimmt

$$\omega(LPP \pm) = \frac{1}{2} \sqrt{\omega_L^2 + \omega_P^2 \pm \sqrt{(\omega_L^2 + \omega_P^2)^2 - 4\omega_P^2 \omega_T^2}}, \quad \text{Gl. 7-7}$$

mit ω_T , ω_P als Frequenz der longitudinale bzw. transversalen Mode. Die Plasmafrequenz ist alleine von der Ladungsträgerkonzentration abhängig,

$$w_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m^* \epsilon_\infty \epsilon_0}} .$$

Gl. 7-8

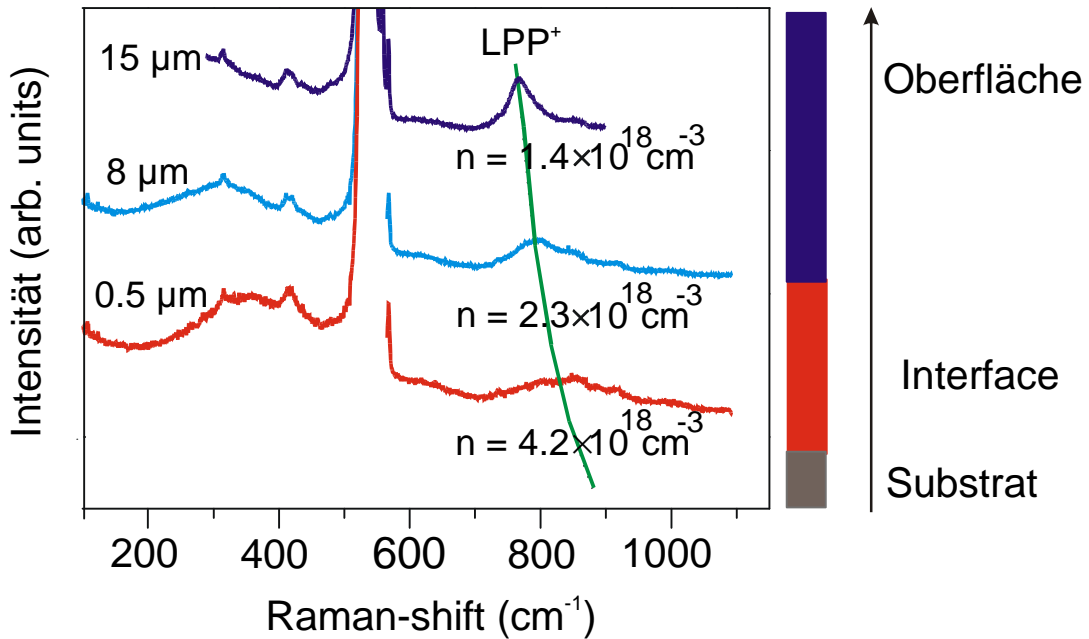


Abb. 7-18. Mikro-Ramanspektrum über die Bruchkante einer 16 μm dicken GaN-Schicht; durch die Verschiebung der LPP^+ Mode kann der Gradient der Trägerdichte vom Interface zur Oberfläche bestimmt werden [Top99], [Mei00].

Die in Abb. 7-18 dargestellte Messung zeigt den Ladungsträgergradienten einer LPCVD-GaN-Schicht. Dabei wurde mittels μ -Raman-Spektroskopie der Verlauf der LPP^+ -Mode über die Bruchkante der Schicht beobachtet. Deutlich ist die Abnahme der freien Trägerdichte von der Grenzschicht zur Oberfläche anhand des grün dargestellten Verlaufs der LPP^+ -Mode im Spektrum zu erkennen. In Ladungsträgerkonzentrationen umgerechnet, ergibt dies eine Abnahme von 4.2×10^{18} an der Grenzschicht auf $1.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ an der Oberfläche. Die um den Faktor drei geringere Trägerdichte steht in einer guten Übereinstimmung mit der Sauerstoffkonzentration in den in Abb. 7-14 und Abb. 7-15 gezeigten SIMS-Tiefenprofilmessungen.

7.5.3 Ortsaufgelöste Kathodolumineszenz (KL) Messungen an GaN

Eine weitere Möglichkeit, den Verlauf des Sauerstoffgradienten in der GaN–Probe zu beobachten wird durch die ortsaufgelöste Kathodolumineszenz gegeben. Dazu betrachtet man die Verbreiterung der Lumineszenzlinie, wenn die Spektren von der Oberfläche zur Grenzfläche über die Bruchkante der Probe aufgenommen werden. Hierzu wird die Probe mit einem Elektronenstrahl angeregt und mit einem optischen Vielkanal–Detektor die örtliche emittierte Lumineszenz aufgenommen. Der Detektionsbereich des Spektrometers erstreckt sich von 350 bis 845 nm. Die so gewonnenen Lumineszenzzentren bzw. Lumineszenzbreiten werden anschließend mit einem Raster–Elektronen–Mikroskopie–Bild verglichen. Die Beschleunigungsspannung der Elektronen kann zwischen 0.5 und 40 kV variiert werden. Die damit erstellten Tiefenprofile der Lumineszenzzentren haben eine durch die Elektronenoptik begrenzte laterale Auflösung von 50 nm [Ber97]. Es ist also möglich, durch Variation der Beschleunigungsspannung, ähnlich wie bei der Sekundärionenmassenspektrometrie (vergl. Kap. 5.3), ein dreidimensionales Bild der Defektverteilung in der Probe zu erstellen. Bei GaN wird die laterale Auflösung allerdings durch die freie Diffusionslänge von ca. 1 μm beschränkt. Bei dem Meßsystem handelte es sich um ein umgebautes Elektronenmikroskop vom Typ Joel JSM 840, an das ein He–Badkryostat adaptiert wurde, und somit Messungen zwischen 4.2 und 500 K ermöglichte. Eine genauere Beschreibung des Aufbaus ist bei Christen [Chr90] zu finden. Eine vertiefende Behandlung der Meßmethode sowie die Illustrierung an Beispielen wird durch [Chr91] gegeben.

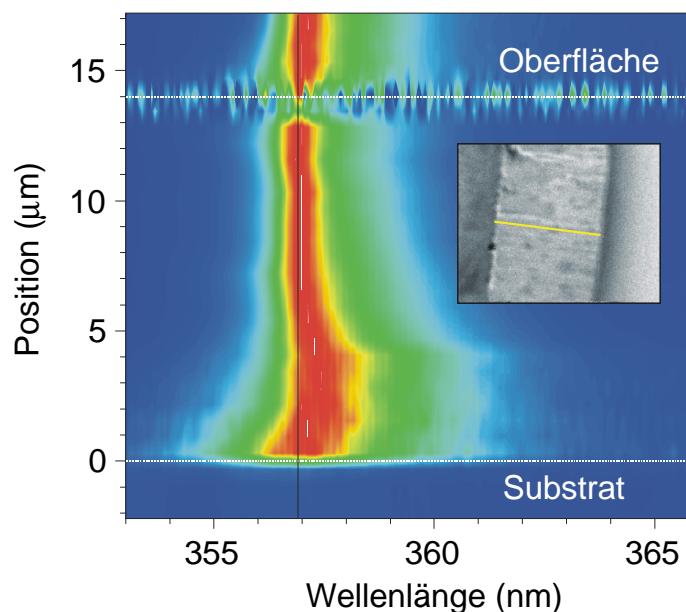


Abb. 7-19 Kathodolumineszenzbild über die Bruchkante einer 15 μm dicken LPCVD–GaN–Schicht. Der Farbverlauf von rot nach blau zeigt die Verschiebung der Intensität

der wellenlängenabhängigen Lumineszenz mit der Schichtdicke [Top99], [Mei00].

Abb. 7-19 zeigt ein KL-Spektrum über die Bruchkante einer 15 μm dicken GaN-Schicht. Auf der x -Achse ist die Wellenlänge der Lumineszenz und auf der y -Achse der Abstand vom Substrat aufgetragen. Aus der Farbkodierung von rot über gelb und grün bis blau kann die Intensität der Lumineszenz entnommen werden. Dabei symbolisiert rot eine hohe und blau eine geringe Intensität. Auffällig ist hierbei die sehr breite Lumineszenz bis zu einem Abstand von ca. 4 μm vom Substrat. Es ist zu beobachten, daß das Lumineszenzzentrum eine leichte Rotverschiebung im Spektrum zeigt. In dem Bereich zwischen 4 und 8 μm vom Substrat nimmt die Linienhalbwertsbreite kontinuierlich ab, um dann bis zur Oberfläche nahezu konstant zu bleiben.

Vergleicht man dieses Ergebnis mit dem Verlauf der Sauerstoffkonzentration in den SIMS-Spektren aus Abb. 7-14 und Abb. 7-15, so zeigt sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Verlauf der Sauerstoffkonzentration in der Schicht und der Linienhalbwertsbreite des KL-Spektrums. Die Folgerung, daß es sich bei der im Abstand von 4 μm vom Substrat befindlichen starken Vergrößerung der Halbwertsbreite um den in Hall-Messungen beobachteten hoch leitenden Kanal handelt, wird durch die SIMS-Untersuchungen von Nostrand et al. [Nos00] gestützt.

7.5.4 Photolumineszenzmessungen an hoch n -dotierten GaN-Schichten

Neben den in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten optischen Verfahren zur Untersuchung des Sauerstoffgradienten in GaN bietet die Photolumineszenz die Möglichkeit, über die Halbwertsbreite der Lumineszenz des neutral gebundenen Donator-Exzitons Rückschlüsse auf die Trägerdichte zu ziehen. Grundlegend dafür ist die Beziehung zwischen der Halbwertsbreite der Lumineszenz und der damit verbundenen Trägerdichte [Top98]

$$FWHM(n) = 1.1 \times 10^{-10} n^{0.6} \text{ meV} . \quad \text{Gl. 7-9}$$

Vergleicht man die in Tabelle 7-4 aufgeführten Linienbreiten des am neutralen Donator gebundenen D^0X -Exzitons mit Messungen an TIMOG-Schichten, so zeigt sich, daß die optische Qualität durch das TIMOG-Verfahren nicht maßgeblich verbessert werden kann.

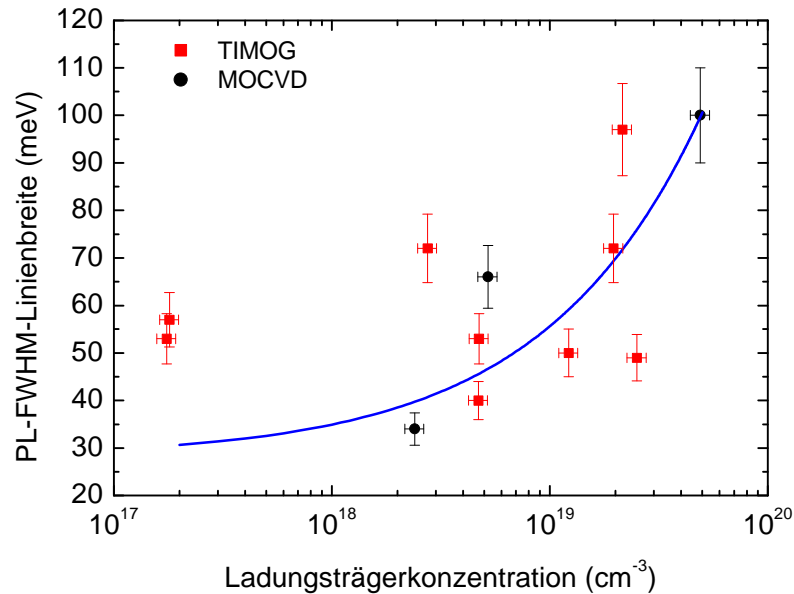


Abb. 7-20 Vergleich der Halbwertslinienbreite des an einem neutralen Donator gebundenen D^0X -Exzitons zwischen– (rot) und LPCVD–GaN–Schichten (schwarz) bei Raumtemperatur, als Funktion der Ladungsträgerdichte.

Bei der in Abb. 7-20 dargestellten Linienverbreiterung muß berücksichtigt werden, daß neben der Ladungsträgerkonzentration noch weitere Faktoren die Linienbreite bestimmen. An erster Stelle ist hier der Einfluß von null– und eindimensionalen strukturellen Defekten, wie z.B. Schraubenversetzungen zu nennen [Zhw01]. Darüber hinaus kommt es durch die Anregung weiterer Defekte in der Bandlücke zu einer Verbreiterung der beobachteten Photolumineszenzlinie. Damit kann auch die recht ungenaue Beschreibung der Linienverbreiterung nach Gl. 7–10, die in Abb. 7-20 blau dargestellt ist, erklärt werden.

Ladungsträgerdichte (cm ⁻³)	FWHM bei 300 K (meV)	FWHM bei 4.2 K (meV)
2.0×10 ¹⁷	—	2.4
2.4×10 ¹⁸	34	6.6
5.2×10 ¹⁸	66	34
4.9×10 ¹⁹	100	60

Tabelle 7-4 Übersicht über die Verbreiterung der Halbwertsbreite des an einem neutralen Donator gebundenen D^0X -Exzitons für verschiedene Ladungsträgerkonzentrationen.

Tabelle 7-4 gibt anhand ausgewählter LPCVD-Schichten einen Überblick über die Linienverbreiterung der Lumineszenz des neutral gebundenen Donator Exzitons mit zunehmender Ladungsträgerkonzentration. Vergleicht man die Photolumineszenzspektren einer GaN-Probe, die zum einen über die Oberfläche und zum anderen durch das transparente Saphir-Substrat optisch angeregt wird, so erwartet man auch hier eine Verbreiterung der bandkantennahen Lumineszenz. Eine Verfälschung der Ergebnisse durch einen integralen Effekt, ähnlich wie beim Hall-Effekt, ist aufgrund der Absorption des Lichts in den ersten 10 nm der GaN-Schicht nicht zu erwarten.

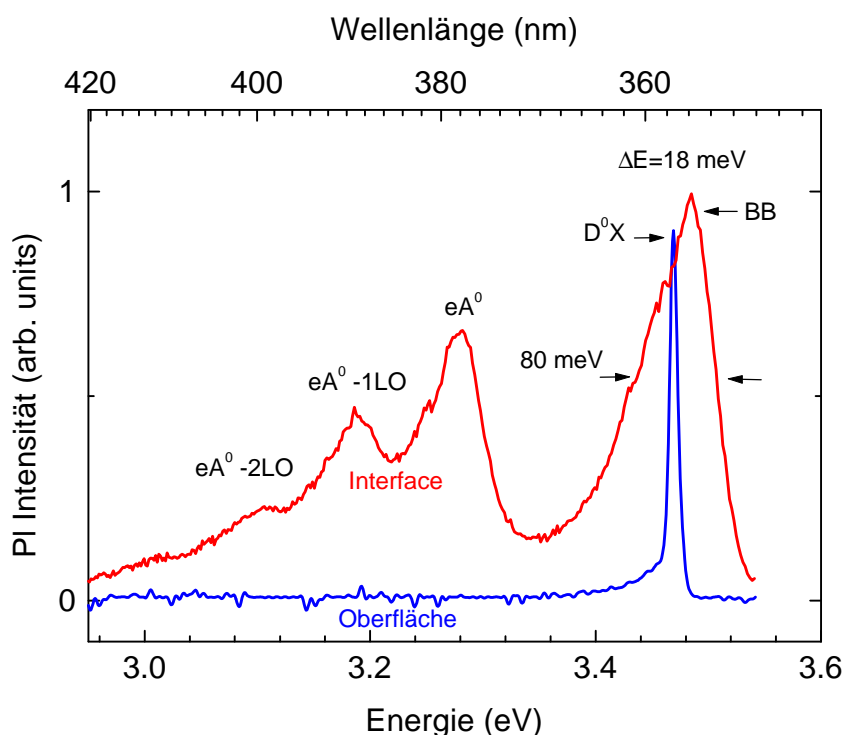


Abb. 7-21 Photolumineszenzspektrum einer GaN Schicht bei 4.2 K; die blaue Kurve zeigt die Anregung an der Oberfläche, die rote Kurve das Spektrum bei Anregung durch das Saphir Substrat.

Abb. 7-21 zeigt das PL-Spektrum einer hoch sauerstoffdotierten GaN-Schicht im Bereich zwischen 2.9 eV und 3.6 eV bei 4.2 K, wobei die blaue Kurve das PL-Spektrum bei Anregung durch die Oberfläche der Schicht und die rote Kurve das Spektrum bei der Anregung durch das Substrat darstellt. Wie erwartet, sieht man eine starke Verbreiterung der bandkantennahen Lumineszenz (BB). Bereits [Top98] hat gezeigt, daß es bei der höheren Trägerdichte an der Grenzfläche zu einer Blauverschiebung des Spektrums um 18 meV im Vergleich zum Spektrum der Oberfläche kommt. Die Trägerdichte an der Grenzschicht ist so hoch, daß man

sich hier oberhalb des Mott-Überganges befindet. Daher ist die Rekombination bei 3.48 eV, als ein Band-zu-Band Übergang zu deuten. Hierbei rekombinieren Elektronen aus dem Fermi-Band, das aufgrund des Mott-Übergangs in das Leitungsband geschoben ist. Der in niedrig dotierten Schichten beobachtete DAP-Übergang (**D**onator **A**kzeptor **P**aar) bei 3.28 eV, gefolgt von 2-Phononenrepliken, wird hier durch eine Rekombination eines Elektrons aus dem Leitungsband mit einem flachen neutralen Akzeptor bei 3.28 meV ersetzt. Ferner sind bei 3.19 und 3.11 eV zwei Phononenrepliken des Elektron-Akzeptorübergangs zu beobachten.

Vergleicht man dieses Ergebnis mit den Ergebnissen der Kathodolumineszenz und der Raman-Spektroskopie sowie der Sekundärionenmassenspektrometrie, so ergibt sich in allen Messungen ein einheitliches Bild über die Schichtqualität. Die Verschiebung der Lumineszenz mit der Schichtdicke und der Trägerdichte entspricht den Messungen der Kathodolumineszenz. Der Sauerstoffgradient kann durch Hall-, Raman- und SIMS-Messungen eindeutig gezeigt werden.

7.5.5 Positronenannihilation in GaN

Ziel dieser Messungen war es, einen Zusammenhang zwischen der residuären Dotierung von GaN mit Sauerstoff und der Ausbildung von Galliumfehlstellen herzustellen. Dafür wurden verschiedene GaN-Proben mit einer Trägerdichte zwischen 1×10^{18} und $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ betrachtet. Die Proben haben eine Schichtdicke bis 3 μm und wurden alle ohne Buffer gewachsen. Durch die Gruppe von Saarinen et al. [Saa00] wurden bereits verschiedene Positronvernichtungsexperimente an *p*- und *n*-leitenden GaN-Schichten vorgestellt. Die Schichten hatten eine Dicke zwischen 1 und 3 μm . Bei den mit Magnesium dotierten GaN-Schichten konnten keine Ga-Leerstellenkonzentrationen durch die Auswertung des S-Parameters aus den Spektren der Dopplerverbreiterung (vergl. Kap. 5.4) bestimmt werden. Die Leerstellenkonzentration liegt also unterhalb der Nachweisgrenze der Positronenannihilation von $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

In einem weiteren Experiment wurde die Auswirkung einer gezielten *n*-Dotierung mit Silizium und Sauerstoff auf die Bildung von Galliumleerstellen untersucht. Die Siliziumdotierung wurde so hoch gewählt und mit SIMS kontrolliert, daß die Sauerstoffverunreinigung um den Faktor 10 kleiner war. Bei der Auswertung der Dopplerverbreiterungsspektren zeigte sich, daß in Si-dotierten Schichten keine Ga-Fehlstellen gebildet werden. Dies steht im Widerspruch zu Untersuchungen von Kaufmann et al. [Kau99]. Kaufmann zeigte einen Zusammenhang zwischen der Ausbildung von Galliumfehlstellen und der Siliziumkonzentration. Eine mögliche Erklärung dazu kann die unbekannte Sauerstoffkonzentration der Proben sein.

Bei einer weiteren Serie an mit Sauerstoff dotierten GaN-Schichten zeigt sich eine deutliche Ausbildung von Ga-Fehlstellen. Mit abnehmender Sauerstoffkonzentration wird ein Anstieg der Leerstellenkonzentration beobachtet. Diese Beobachtung ist identisch mit den Messungen an den LPCVD-GaN Schichten. Abb. 7-22 zeigt hierzu einen Vergleich von MOCVD- und LPCVD-GaN-Schichten. Es ist deutlich zu erkennen, daß bei sinkender Sauerstoffkonzentration die Bildung von Ga-Leerstellen begünstigt wird. Die blauen Punkte wurden aus Messungen von Saarinen [Saa00] an MOCVD-Schichten entnommen, die schwarzen Punkte beziehen sich auf Messungen an LPCVD-Schichten. Die Sauerstoffkonzentration wurde bei Saarinen et al. mittels SIMS bestimmt, bei den LPCVD Schichten ist sie mit Hilfe des in Abb. 7-16 gezeigten Zusammenhangs zwischen der Sauerstoffkonzentration und Hall-Messungen abgeschätzt worden.

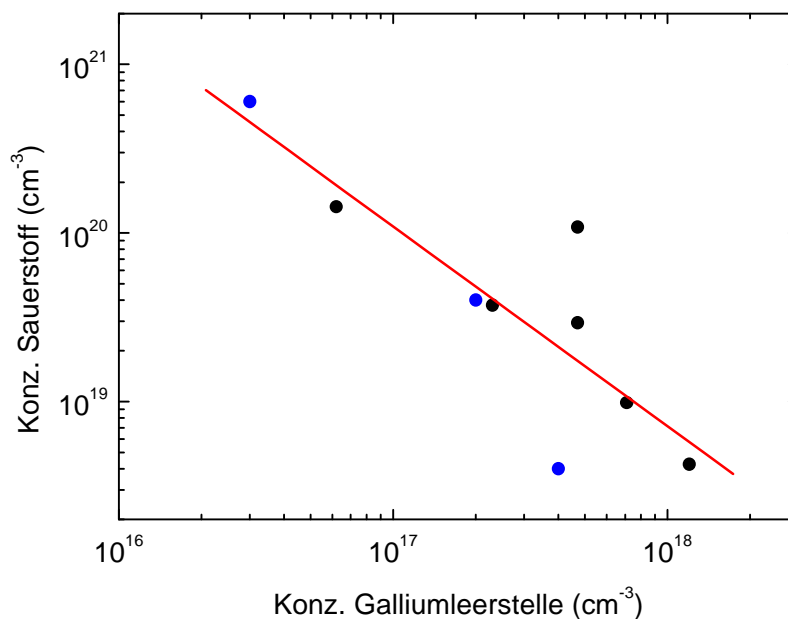


Abb. 7-22 Sauerstoffkonzentration in GaN-Schichten als Funktion der durch Positronenannihilation bestimmten Ga-Fehlstellenkonzentration; die blauen Meßpunkte entstammen [Saa00].

Sauerstoff besetzt in GaN einen Stickstoffplatz. Dabei kann der Sauerstoff in Form von verschiedenen Komplexen mit der Galliumfehlstelle V_{Ga} gebunden werden. Zum einen kann ein zweifach geladener Akzeptor der Form $V_{Ga} - (O_N)^{2-}$ entstehen, oder es bildet sich ein elektrisch neutraler Komplex der Form $V_{Ga} - (O_N)_3$ [Jon99].

Zur Klärung der in Abb. 7-22 gezeigten Abnahme der Galliumfehlstellenkonzentration bei hohen Sauerstoffkonzentrationen bedarf es weiterer Analysen. Hierzu wurde durch Saarinen et al. gezeigt, daß die Ausbildung von Galliumfehlstellen maßgeblich durch die Stöchiometrie der GaN-Schicht beeinflußt wird. Dabei zeigte er, daß es bei einem wachsenden molaren Verhältnis von N/Ga in der Schicht ebenfalls zu einer vermehrten Bildung von Galliumfehlstellen kommt. Dies bedeutet aber auch, daß es bei einer hohen Substitution von Stickstoff durch Sauerstoff, wie sie in Abb. 7-22 dargestellt ist, zu einer Verringerung der Ga-Fehlstellenkonzentration kommt.

Ein in diesem Zusammenhang oft diskutiertes Phänomen ist das Auftreten der gelben Lumineszenz bei 2.1 eV in GaN. 1980 wurden durch die Gruppe von Ogino et al. [Ogi80] Untersuchungen zur Herkunft der gelben Lumineszenz in GaN vorgestellt. Dabei wurde angenommen, daß ein Übergang zwischen einem flachen Donator und einem tiefen Akzeptor für die gelbe Lumineszenz verantwortlich ist. Kaufmann [Kau99] zeigte in diesem Zusammenhang die Möglichkeit eines DAP-Übergangs zwischen Si mit einer Bindungsenergie von 29 meV und der Galliumfehlstelle mit einer Bindungsenergie von 1.08 eV oberhalb des Valenzbandes. Durch Saarinen [Saa97] wurde ein linearer Zusammenhang zwischen der Zunahme der Intensität der gelben Lumineszenz und der Zunahme der Ga-Fehlstellenkonzentration gezeigt. Aus diesem Ergebnis und den in Abb. 7-22 dargestellten Resultaten kann die gelbe Lumineszenz als eine Rekombination zwischen dem flachen Sauerstoffdonator mit einer Bindungsenergie von 35 meV und der Galliumfehlstelle gedeutet werden.

7.6 Photoleitfähigkeit in GaN

Die Photoleitfähigkeit eines Halbleiters wird maßgeblich durch die während des Wachstums gebildeten Defekte und Verunreinigungen geprägt. Besonders deutlich wird dies beim Vergleich zwischen MBE und MOVPE *p*-GaN Schichten. Mit Magnesium als Akzeptor werden in GaN-Schichten Löcherkonzentrationen zwischen 1×10^{17} und $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erreicht. Wegen der großen Bindungsenergie des Magnesiumakzeptors von $251 \pm 10 \text{ meV}$ (MBE) bzw. $245 \pm 10 \text{ meV}$ (MOVPE) sind aber nur ca. 1% des eingebauten Magnesiums bei Raumtemperatur elektrisch aktiv. Aus diesem Grund müssen die Schichten mit Magnesiumkonzentrationen zwischen 1×10^{19} und $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dotiert werden. MOVPE-Schichten zeigen direkt nach dem Wachstum einen hohen elektrischen Widerstand. Dieser verschwindet, nachdem die Proben bei Temperaturen zwischen 700° und 800° getempert wurden. Bei der Temperung wird Wasserstoff, der beim MOVPE-Prozeß in hohen Konzentration vorkommt und als kompensierender Donator wirkt, indem er sich mit dem Stickstoff-Magnesiumkomplex verbindet, passiviert und aus der Schicht entfernt [Nak92], [Ama89]. Erst danach ist der Magnesiumak-

zeptor in GaN elektrisch aktiv. Mit Hall-Messungen kann bei MOVPE-Schichten gezeigt werden, daß ab einer Mg-Konzentration $> 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ die Konzentration der Defektelektronen merklich zurückgeht. Dieser Effekt wird von Neugebauer et al. und Van de Walle et. al. [Neu96], [Wal97] durch Selbstkompensation der Schicht erklärt. Bei MBE-Proben werden derartige Effekte nicht beobachtet

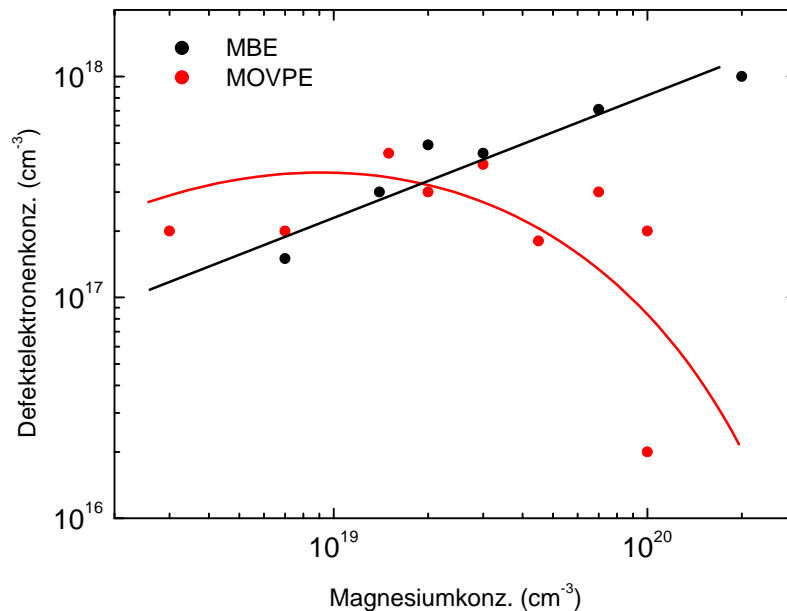


Abb. 7-23 Vergleich der Defektelektronendichte als Funktion der Magnesiumkonzentration zwischen MOVPE (rot) und MBE (schwarz) p -GaN bei 300 K [Alv01].

Abb. 7-23 vergleicht die Löcherkonzentrationen in MBE (schwarz)- und MOVPE (rot)-Schichten für Magnesiumkonzentrationen $> 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Deutlich ist die Abnahme der Defektelektronendichte bei hohen Dotierkonzentrationen in den MOVPE-Schichten zu erkennen, während die freie Ladungsträgerdichte in MBE p -GaN Schichten (schwarz) kontinuierlich mit der Zunahme der Magnesiumkonzentration ansteigt.

Ursächlich für die Abnahme der freien Defektelektronendichte in MOVPE Schichten ist die vermehrte Bildung der als Donator wirkenden Stickstoffleerstellen bzw. dem ebenfalls als Donator wirkenden einfach geladenem Stickstoff-Magnesiumkomplex. Mit zunehmender Magnesiumkonzentration und der damit verbundenen Verschiebung des Fermi-Niveaus steigt die Komplexdichte in der Schicht stark an. Dieser 200 meV tiefe Donator wurde ebenfalls von Quin und Hacke [Qui96], [Hac97] beobachtet, jedoch nicht als Stickstoffleerstelle identifiziert. Besonders gut zu beobachten ist dieser Defekt, wenn man mit Hilfe der Photolumines-

zenz niedrig- und hochdotierte MBE p -GaN Schichten mit niedrig- und hochdotierten MOVPE-Schichten vergleicht.

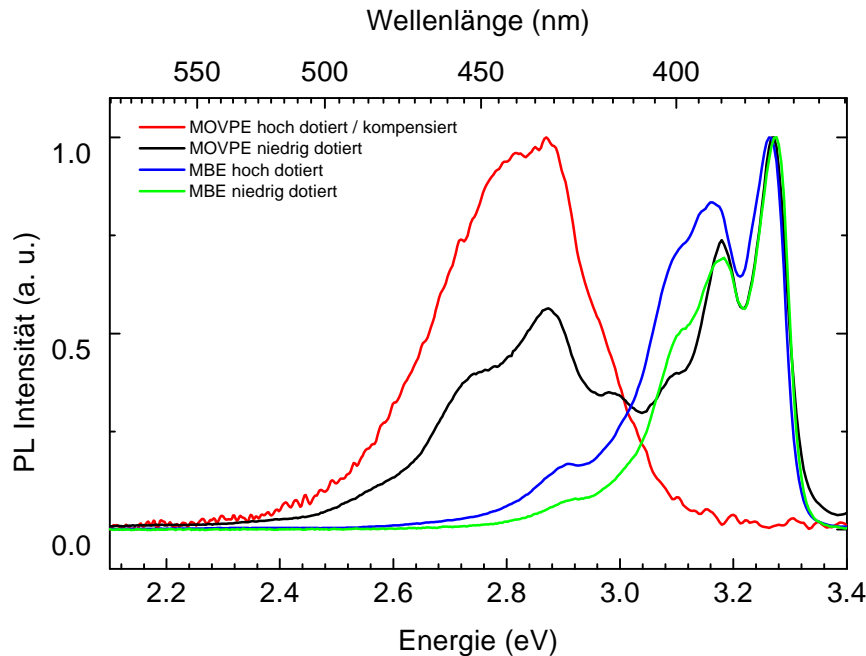


Abb. 7-24 Photolumineszenzspektren zweier jeweils hoch und niedrig magnesiumdotierter MBE- und MOVPE-Proben bei 4.2 K.

Betrachtet man zunächst die in Abb. 7-24 blau und grün dargestellten Spektren der MBE-Schicht, so sieht man bei der niedrigdotierten Probe (grün) einen DAP-Übergang zwischen dem flachen Sauerstoffdonator [Mei00] und dem tiefen Magnesiumakzeptor bei 3.27 eV sowie zwei Phononenrepliken. Die blau dargestellte hochdotierte MBE-Probe zeigt im Vergleich zur niedrigdotierten Schicht ein ähnliches Spektrum. Neben dem DAP-Übergang bei 3.27 eV und zwei Phononenrepliken ist noch ein weiterer schwacher Übergang bei 2.9 eV zu beobachten. Diese Lumineszenz tritt bei den MOVPE-Schichten noch stärker in Erscheinung und kann einem Übergang zwischen dem Stickstoffleerstellenkomplex und dem Magnesiumakzeptor zugeordnet werden. Betrachtet man nun im Vergleich hierzu die schwarz dargestellte Messung an einer niedrigdotierten MOVPE-Schicht, so sieht man auch hier den DAP-Übergang bei 3.27 eV, gefolgt von zwei Phononenrepliken. Darüber hinaus hat der Übergang zwischen dem Stickstoffleerstellenkomplex und dem tiefen Magnesiumakzeptor fast die gleiche Intensität wie die erste Phononenreplika. Bei der rot gezeichneten Messung an der hochdotierten und damit auch hochkompensierten MOVPE-Probe verschwindet der DAP-Übergang bei 3.27 eV komplett und es ist nur noch der Übergang bei 2.9 eV zu beobachten. Damit kann mit Hilfe der PL-Spektren ein Zusammenhang zwischen der Bildung des Stickstoff-Magnesiumkomplexes und der beobachteten Selbstkompensation in MOVPE-Schichten herge-

gnesiumkomplexes und der beobachteten Selbstkompensation in MOVPE-Schichten hergestellt werden.

7.6.1 Vergleich der elektrischen Eigenschaften von MOVPE- und MBE-*p*-GaN Schichten

Zur Untersuchung der elektrischen Eigenschaften der bereits mit PL charakterisierten MBE- und MOVPE-*p*-GaN Proben werden temperaturabhängige Hall-Effekt-Messungen zwischen 170 und 500 K durchgeführt. Unterhalb von 170 K kann bedingt durch die hohen Akzeptorkonzentrationen und die Anwesenheit von Donatoren, nur noch Hoppingtransport beobachtet werden. Zur Bestimmung der Donator- und Akzeptorkonzentration wird das gleiche Verfahren nach Look et al. zu Grunde gelegt, wie es bereits in Kap. 7.1.1 und 7.3.1 vorgestellt wurde. Die herbei verwendeten Konstanten sind wiederum in Anhang B tabellarisch zusammengestellt.

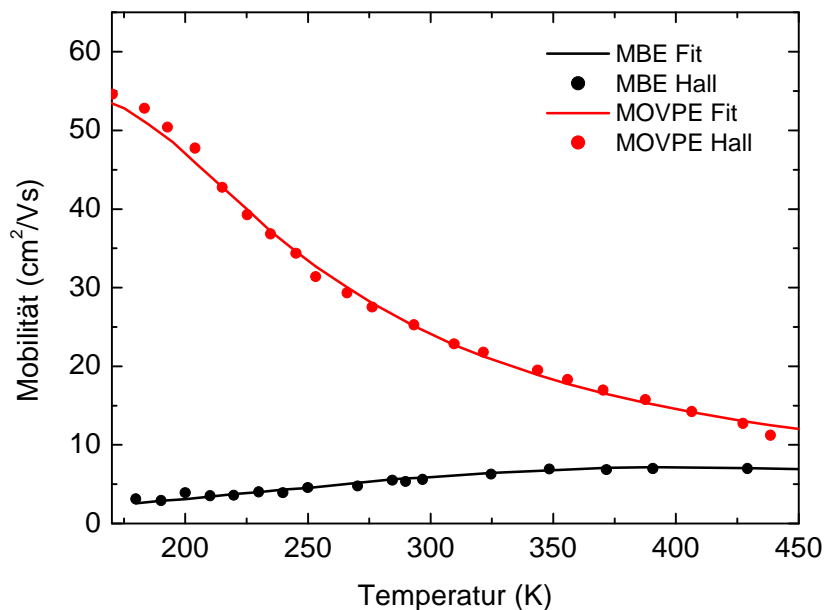


Abb. 7-25 Vergleich der Defektelektronenbeweglichkeit zwischen MBE- (schwarz) und MOVPE-GaN (rot).

Bei der in Abb. 7-25 gezeigten Anpassung der theoretisch ermittelten Mobilität an die experimentell bestimmten Beweglichkeiten wurde die Streuung an ionisierten Störstellen und akustischen sowie optischen Phononen berücksichtigt. Für die MBE-Probe ergibt sich daraus eine Donatorkonzentration von $N_D = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Diese steht in guter Übereinstimmung mit

der aus SIMS-Messungen bestimmten sehr hohen Sauerstoffkonzentration von $2.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Betrachtet man weiterhin den nahezu konstanten Verlauf der Mobilität zwischen 2 und $7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ über den gemessenen Temperaturbereich, so deutet auch dies auf eine hohe Kompensation der GaN-Probe hin. Im Vergleich dazu zeigt die MOVPE-Probe einen starken Anstieg der Beweglichkeit von $12 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 500 K auf $55 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 170 K. Die Anpassung der Beweglichkeit ergibt hierbei eine Donorkonzentration von $N_D = 3.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, so daß man auf eine schwach kompensierte Schicht schließen kann. Die Kompensation geschieht hierbei allerdings nicht durch Sauerstoff, sondern durch den bereits in der PL beobachteten Stickstoffleerstellenkomplex in der MOVPE-Schicht. Die Kompensation durch Sauerstoff kann aufgrund der mittels SIMS bestimmten Sauerstoffkonzentration von $< 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ vernachlässigt werden. Damit ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den aus der Photolumineszenz gewonnenen Ergebnissen. Zur Bestimmung der Akzeptordichte betrachtet man wiederum die Anpassung der berechneten Defektelektronendichte an die aus den Hall-Messungen bekannten Löcherkonzentration.

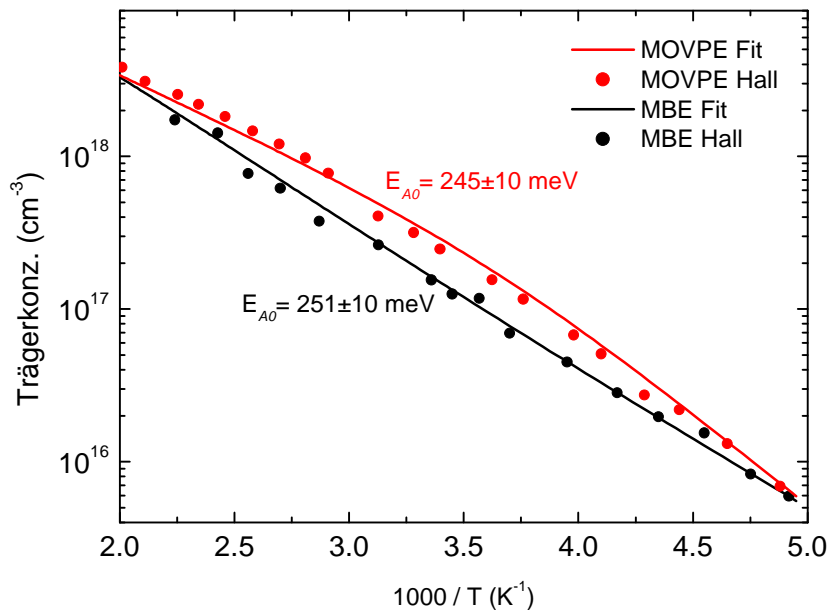


Abb. 7-26 Hall-Messungen an MOVPE (rot)- und MBE (schwarz)- p -GaN zwischen 200 und 500 K.

Aus den in Abb. 7-26 gezeigten temperaturabhängigen Hall-Messungen ergibt sich unter der Annahme eines 1-Akzeptormodells für den Magnesiumakzeptor in der MBE-Schicht eine Bindungsenergie nach Gl. 7-1 von $E_{A0} = 251 \pm 10 \text{ meV}$ bei einer Akzeptorkonzentration $N_A = 9.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und einer Aktivierungsenergie von $E_A = 155 \text{ meV}$. Auch dieser Wert liegt

in guter Übereinstimmung mit der von SIMS-Messungen bekannten Magnesiumkonzentration von $3.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Die Differenz zwischen der mit SIMS bestimmten atomaren Magnesiumkonzentration und der errechneten Konzentration wird durch die Bildung von Mg-O-Verbindungen erklärt. Daraus ergibt sich eine Kompensation der gezeigten MBE-Schicht von 26 %. Dies ist im Vergleich zu den in der Literatur bekannten Werten von ca. 5 % ein recht hoher Wert, kann jedoch durch die sehr hohe Sauerstoffkonzentration erklärt werden.

Für die MOVPE-Schicht ergibt sich aus der Anpassung nach Gl. 7-1 eine Akzeptorbindungsenergie von $E_{A0} = 245 \pm 10 \text{ meV}$ bei einer Akzeptorkonzentration von $1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und einer Aktivierungsenergie von $E_A = 190 \text{ meV}$. Die etwas größere Aktivierungsenergie des Magnesiumakzeptors im Vergleich zu der MBE-Schicht ist mit der niedrigeren Donatorkonzentration in der MOVPE-Schicht zu erklären.

Aus der SIMS-Analyse der Probe ergibt sich zum Vergleich eine Magnesiumkonzentration von $5.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Unter Berücksichtigung der Donatorkonzentration errechnet sich eine niedrige Kompensation von 2 % für die MOVPE-Schicht. Die niedrige Kompensation der Probe ist gegenüber bekannten Kompensationsverhältnissen von bis zu 0.15 in MOVPE-Schichten ein sehr guter Wert.

Durch Götz et al. [Götz99] wurde für hohe Magnesiumkonzentrationen in MOCVD-Schichten eine Abwandlung des Modells zur Bestimmung der Akzeptorkonzentration vorgeschlagen. Darin geht man davon aus, daß bei hohen Magnesiumkonzentrationen die Aktivierungsenergie des Akzeptors mit steigender Temperatur sinkt. Die Aktivierungsenergie wird dann ausgedrückt durch:

$$\Delta E_A(N_A^-) = E_{A0} - \Gamma(2/3)(4p/3)^{1/3} \frac{q^2}{4pe} (N_A^-)^{1/3} . \quad \text{Gl. 7-10}$$

Dies ist gleichbedeutend damit, daß mit steigender Temperatur immer mehr Akzeptoren ionisiert werden. Dieser Umstand wird beim Lösen der allgemeinen Neutralitätsgleichung nicht berücksichtigt. Darum wurde von Götz die Aktivierungsenergie mit einem Faktor, der proportional zu $N_A^{1/3}$ ist, ergänzt. Ohne diese Änderung zeigt Götz, daß die sich ergebende Magnesiumkonzentration aus der Neutralitätsgleichung im Vergleich zu den mit SIMS bestimmten Konzentrationen immer höher ist. Erst die Anpassung durch die konzentrationsabhängige Aktivierungsenergie brachte eine Übereinstimmung zwischen den SIMS-Werten und den berechneten Werten zustande. Bei den in Abb. 7-22 diskutierten Proben ist eine solche

Modifizierung der Neutralitätsgleichung jedoch unnötig, da die bestimmten Magnesiumkonzentrationen sehr gut mit den aus SIMS bekannten Werten übereinstimmen.

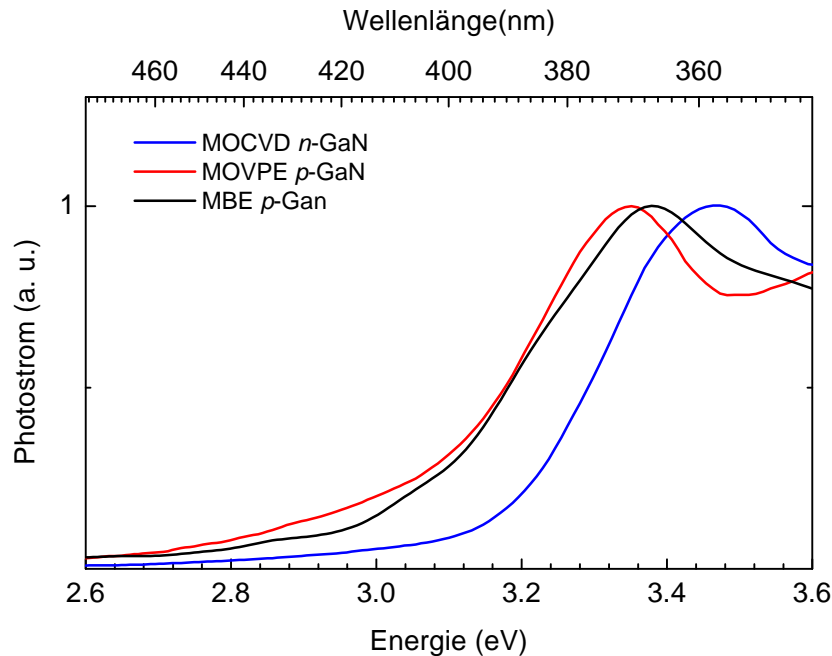


Abb. 7-27 Vergleich der spektralen Photoleitfähigkeit zwischen MOCVD- n -GaN (blau)-, MOVPE- p -GaN (rot)- und MBE- p -GaN (schwarz)-Schichten bei 300 K.

Abb. 7-27 gibt einen Überblick über das spektrale Verhalten der Photoleitung von n - und p -GaN in einem Bereich zwischen 340 und 480 nm. Das Meßprinzip entspricht dem in Kap. 5.2 beschriebenen Verfahren zur Messung der stationären Photoleitung. Die Chopperfrequenz ist bei allen Messungen 30 Hz. Vergleicht man die extrinsische Photoleitfähigkeit der p -dotierten GaN-Schichten mit der intrinsischen Photoleitung der residuär dotierten n -GaN-Probe, so zeigen sich deutliche Unterschiede in der spektralen Abhängigkeit. Bei der schwarz dargestellten Photoleitfähigkeit der MBE-Schicht erkennt man das bei 2.92 eV um 0.2 eV frühere Einsetzen der Photoleitung im Vergleich zu der n -GaN-Schicht bei 3.12 eV. Damit zeigt sich deutlich der Einfluß des Magnesiumakzeptors mit seiner Bindungsenergie von ca. 250 meV oberhalb des Valenzbandes auf das spektrale Verhalten der Photoleitung. Die MOVPE-Probe zeigt ein ähnliches Verhalten. Zudem ergibt sich bei der MOVPE-Probe zwischen 2.7 und 2.9 eV ein weiterer Beitrag zur Photoleitung, der in der MBE-Probe nicht zu beobachten ist. Dieser Beitrag ist der Anregung der Ladungsträger zwischen dem Magnesiumakzeptor und dem für MOVPE Proben typischen 200 meV tiefen Stickstoffleerstellendonor zuzuordnen. Die Blauverschiebung des Maximums der Photoleitfähigkeit der MOVPE-Schicht um ca. 40 meV gegenüber der MBE-Schicht kann durch die höhere Konzentration

licht um ca. 40 meV gegenüber der MBE-Schicht kann durch die höhere Konzentration von tiefen Störstellen in der Probe erklärt werden.

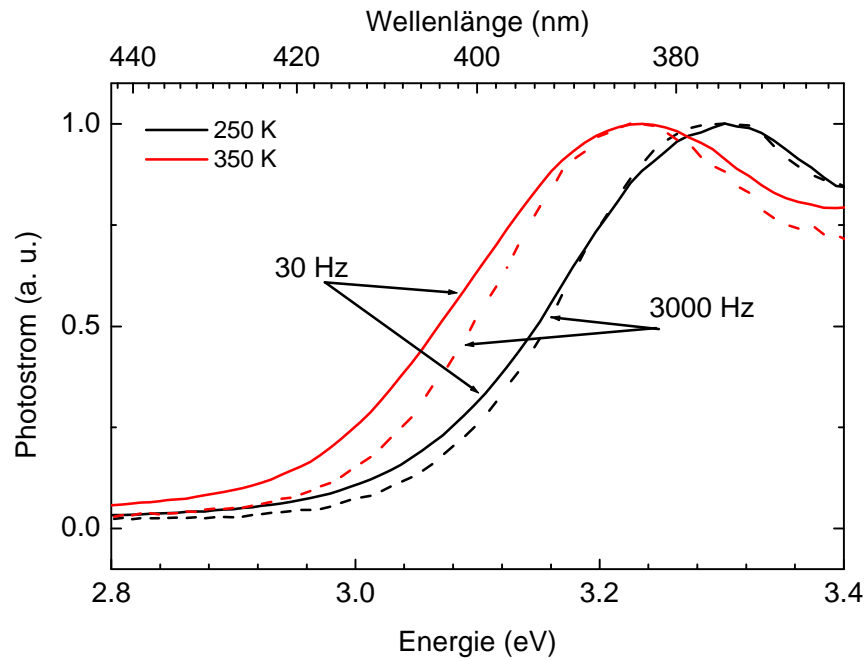


Abb. 7-28 Vergleich der temperaturabhängigen spektralen Photoleitung bei MOVPE-*p*-GaN-Schichten für Anregungsfrequenzen von 30 und 3000 Hz.

Bei der in Abb. 7-28 abgebildeten frequenzabhängigen spektralen Photoleitung zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den Spektren bei einer niedrigen und einer hohen Anregungsfrequenz. Betrachtet man zunächst die schwarz dargestellte Messung bei 250 K, so sieht man zwischen der Anregung mit 30 und 3000 Hz bereits einen kleinen Unterschied auf den spektralen Verlauf der Photoleitung. Für hohe Anregungsfrequenzen zeigt sich eine niedrigere Photoleitfähigkeit zwischen 2.9 und 3.2 eV im Vergleich zur Anregung mit 30 Hz. Dies wird durch die Beteiligung von tiefen Störstellen am Leitungsmechanismus erklärt. Noch deutlicher kommt dieser Effekt in der Messung bei 350 K (rot) zum tragen. Durch die thermische Aktivierung sind die beteiligten tiefen Donatoren und Akzeptoren stärker besetzt. Da jedoch bei der schnellen Anregung die Ladungsträger nicht schnell genug rekombinieren können, um erneut angeregt zu werden, nimmt auch hier die spektrale Photoleitfähigkeit zwischen 2.9 und 3.2 eV stark ab. Als tiefe Störstelle kommt hier der Stickstoffleerstellenkomplex in Betracht.

7.6.2 Vergleich der Photoleitfähigkeit zwischen MOVPE- und MBE-p-GaN

Mit der in Kap. 5.2 vorgestellten Methode der Transienten und stationären Photoleitungsspektroskopie werden die verschiedenen Rekombinationskanäle der optisch generierten Ladungsträger untersucht. Anhand der unterschiedlichen spektralen Photoleitung der in Abb. 7-27 gezeigten Proben erwartet man auch verschiedene Rekombinationsmechanismen im Transientenspektrum. Für MOVPE-Proben erwartet man wegen der Verunreinigungen beim Wachstum eine deutlich langsamere Rekombination der Ladungsträger, verursacht durch die Donator- bzw. Akzeptorniveaus, die durch die Verunreinigungen gebildet werden, und die damit verbundene erhöhte Trapwahrscheinlichkeit der Defektelektronen. Bei den MBE-Schichten ist die residuäre Dotierung mit Verunreinigungen weit geringer, so daß sich eine schnellere Rekombination der zum Photostrom beitragenden Ladungsträger ergeben sollte.

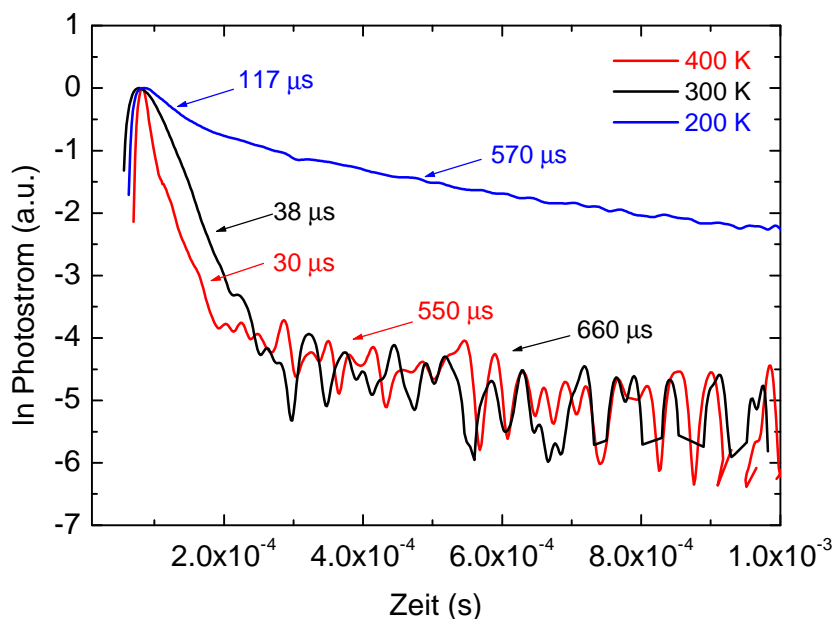


Abb. 7-29 Transientenspektrum einer MOVPE-p-GaN-Schicht nach optischer Pulsanregung mittels Excimer-Laser (193 nm) bei 200, 300 und 400 K.

Abb. 7-29 zeigt die Transientenspektren einer MOVPE-Probe für 200, 300 und 400 K. Für alle betrachteten Temperaturen setzt sich das Spektrum aus zwei unterschiedlich schnellen Rekombinationsmechanismen der Ladungsträger zusammen. Diese Zusammensetzung des Spektrums ist typisch für dispersiven Transport, wie er auch bei anderen III-V-Verbindungen,

wie z.B. AlN und GaAs, beobachtet wird. Der Transient bei 200 K besitzt für kurze Zeiten ($t < 1 \times 10^{-4}$ s) eine Zeitkonstante $t_1(200 \text{ K}) = 117 \mu\text{s}$. Bei längeren Zeiten ($t > 1 \times 10^{-4}$ s) wird das Spektrum von einem langsamen Transienten mit $t_2(200 \text{ K}) = 570 \mu\text{s}$ geprägt. Erhöht man die Temperatur, so steigt auch der Einfluß des schnellen Transienten im Spektrum und die Zweitkonstanten werden kleiner, d.h. bei tiefen Temperaturen kommt es zu keiner Beteiligung von Ladungsträgern aus Traps, d.h. alle Traps sind aufgefüllt und die Ladungsträger sind eingefroren. Mit steigender Temperatur können Ladungsträger aus dem Trap entkommen und die Zeitkonstante wird, wie in Abb. 7-29 gezeigt, kleiner. Daraus ergibt sich für den schnellen Transienten eine Zeitkonstante bei 300 K von $t_1(300 \text{ K}) = 38 \mu\text{s}$ und für 400 K $t_1(400 \text{ K}) = 30 \mu\text{s}$.

Der langsame Transient bleibt über den gesamten Temperaturbereich nahezu konstant ($t_2(300 \text{ K}) = 660 \mu\text{s}$, $t_2(400 \text{ K}) = 550 \mu\text{s}$). Das langsame Abklingen und dessen Verlauf kann durch ein Potenzgesetz der Form $I_{\text{photo}} \approx t^{-m}$ mit $m = 0.9-1$ beschrieben werden. Interpretiert wird dieses Verhalten als ein DAP-Übergang zwischen dem für MOVPE-Schichten typischen, ca. 200 meV tiefen Stickstoffleerstellendonator und dem aus Hall-Messungen bestimmten Magnesiumakzeptor mit seiner Aktivierungsenergie von 190 meV. Die starke Temperaturabhängigkeit des Photostromtransienten deckt sich mit den Ergebnissen aus den Hall-Messungen, daß bei Temperaturen $T < 180 \text{ K}$ die Löcher des 190 meV-Akzeptors ausfrieren.

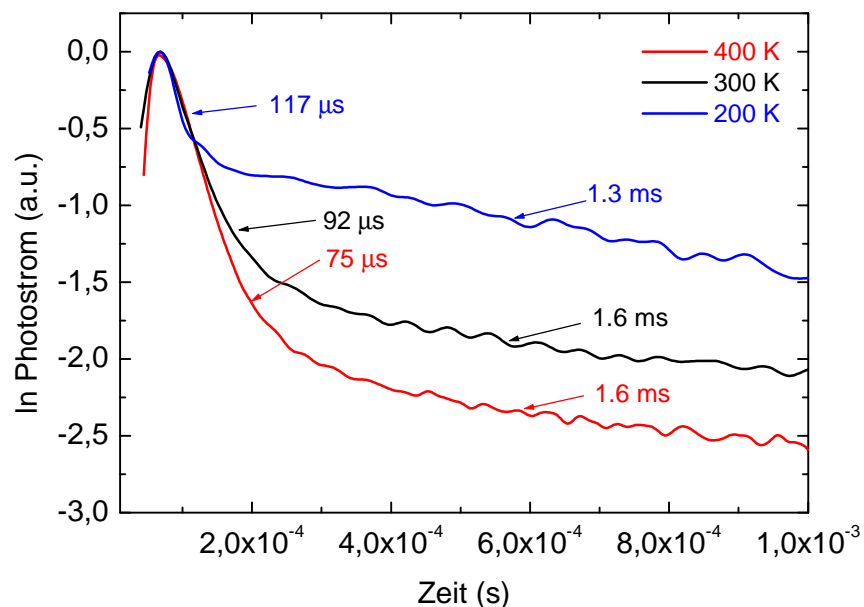


Abb. 7-30 Transientenspektrum einer MBE-*p*-GaN-Schicht nach optischer Pulsanregung mit einem Excimer-Laser (193 nm) bei 200, 300 und 400 K.

Das in Abb. 7-30 gezeigte Transientenspektrum der MBE-*p*-GaN-Probe unterscheidet sich stark von den in Abb. 7-29 gezeigten Messungen. Bei der MBE-Probe ist ein stärkerer Einfluß des Magnesiumakzeptors in Form des schnellen Transienten bei tiefen Temperaturen zu erkennen. Durch die um 35 meV niedrigere Aktivierungsenergie sind bei 200 K noch nicht alle Ladungsträger ausgefroren und können somit zum Photostrom beitragen. Wie sich bereits bei der MOVPE-Probe gezeigt hat, schließt sich auch bei der MBE-Probe ein langsamer Transient an den schnellen Transienten an. Die Zeitkonstante des Transienten in dem untersuchten Temperaturbereich zwischen 200 und 400 K ist mit 1.3 bis 1.6 ms nahezu konstant. Daher kann auch hier die Abnahme des Photostroms mit einem Potenzgesetz der Form $I_{photo} \approx t^{-m}$ mit $m = 0.4-0.45$ beschrieben werden. Dem langsamen Transienten wird wieder ein DAP-Übergang zugeordnet. Dabei ist davon auszugehen, daß dieser Übergang zwischen dem Sauerstoffdonator und dem mit Hall-Messungen mit einer Aktivierungsenergie von 155 meV bestimmten Magnesiumakzeptor stattfindet. Der tiefe Stickstoffleerstellendonator kann hier nicht beteiligt sein, da bei MBE-*p*-GaN keine ausgeprägte Lumineszenz bei 2.9 eV beobachtet wird (vgl. Abb. 7-27) [Alv00]. Die Zeitkonstante des schnellen Transienten nimmt hingegen mit steigender Temperatur ab, was wiederum mit der Beteiligung von Traps am Transport erklärt wird. So ergeben sich für 200, 300 und 400 K die folgenden Zeitkonstanten: $t_1(200 \text{ K}) = 117 \mu\text{s}$, $t_1(300 \text{ K}) = 92 \mu\text{s}$, $t_1(400 \text{ K}) = 75 \mu\text{s}$.

Zu einer genaueren Untersuchung der langen Abklingzeiten des Photostromtransienten verwendet man die stationäre Photoleitungsspektroskopie. Damit wird in einem Zeitfenster zwischen 300 μs und 30 ms der Verlauf des Transienten untersucht.

Bei der stationären Photoleitung beobachtet man mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers die Änderung des Photostroms zwischen der Hell- und Dunkelphase einer periodischen Lichtanregung. Die Anregungsfrequenz der Lichtquelle (Xenonlampe) wird dabei zwischen 30 und 3000 Hz variiert (vergl. Kap. 5.2). Eine große Amplitude im Lock-In-Signal bedeutet eine große Änderung im Photostromsignal, d.h. die Ladungsträger rekombinieren schneller als sie generiert werden können. Demzufolge bedeutet ein kleines Signal, daß ständig eine große Anzahl von Ladungsträgern am Transport beteiligt sind, während schon wieder neue Defektelektronen generiert werden, also in der Hell-Dunkelphase nicht genügend Ladungsträger rekombinieren, so daß mit dem Verstärker eine Differenz im Signal gemessen wird.

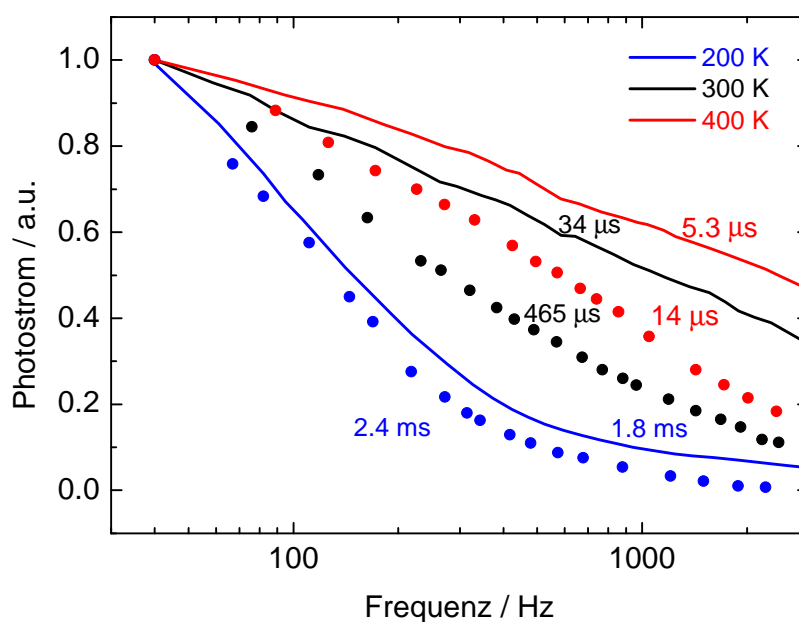


Abb. 7-31 Untersuchung der stationären Photoleitung unter Angabe der Zeitkonstanten an MBE (Linien)– und MOVPE (Punkte)–*p*–GaN–Proben zwischen 200 und 400 K.

Für die in Abb. 7-31 dargestellten Messungen der stationären Photoleitung bedeutet das, daß mit steigender Temperatur der Einfluß an Traps auf die Photoleitfähigkeit mehr und mehr verschwindet, sowohl für die MBE (Linien) als auch für die MOVPE (Punkte)–Probe. Dabei zeigt sich in den Meßpunkten ein Übergang von einer exponentiellen Abnahme des Signals zu einem durch ein Potenzgesetz zu beschreibenden Rückgang der Meßgröße bei höheren Temperaturen. Zur Bestimmung der Zeitkonstanten der einzelnen Transienten bestimmt man den Schnittpunkt des Transienten bei Null mit der x –Achse. Dabei ergibt sich für die MBE–Probe eine Abnahme der Zeitkonstanten bei 200 K von 1.8 ms auf 5.3 μs bei 400 K und für die MOVPE–Probe von 2.4 ms auf 14 μs. Verantwortlich für das langsamere Abklingen der Photoleitfähigkeit im Vergleich zur MBE–Probe sind die bereits erwähnten wachstumsbedingten Verunreinigungen in MOVPE–Proben. Diese residuären Dotierungen wirken sich limitierend auf die Reaktionskinetik aus. An den so eingebauten Donatoren bzw. Akzeptoren werden die Defektelektronen eingefangen und an der Rekombination gehindert. Anders hingegen bei der MBE–Probe denn durch die extrem reinen Wachstumsbedingungen bilden sich keine Traps durch Verunreinigungen aus. Abschließend sind noch einmal die verschiedenen Zeitkonstanten und die mit Hall–Effekt gemessenen Defektelektronendichten tabellarisch zusammengefaßt. Vergleich man die Zeitkonstanten der MOVPE–*p*–GaN mit den ebenfalls in

Tabelle 7-4 gezeigten Daten für eine n -GaN-Probe [Mei99], so zeigt sich, daß die untersuchte p -GaN-Schicht im Vergleich zu der residuär dotierte n -GaN Schicht ein deutlich schnelleres Abklingverhalten besitzt.

MOVPE- p -GaN							
Ladungsträgerdichte (cm ⁻³)		Mobilität (m ² /Vs)		Photostrom-Zeitkonstanten			
				gepulst		stationär	
200 K	400 K	200 K	400 K	200 K	400 K	200 K	400 K
$p = 9.1 \times 10^{15}$	$p = 2.2 \times 10^{18}$	20	7	$t_1 = 117 \mu\text{s}$ $t_2 = 570 \mu\text{s}$	$t_1 = 30 \mu\text{s}$ $t_2 = 550 \mu\text{s}$	$t = 2.4 \text{ ms}$	$t = 14 \mu\text{s}$
MBE- p -GaN							
Ladungsträgerdichte (cm ⁻³)		Mobilität (cm ² /Vs)		Photostrom-Zeitkonstanten			
				gepulst		stationär	
200 K	400 K	200 K	400 K	200 K	400 K	200 K	400 K
$p = 7.4 \times 10^{15}$	$p = 6.5 \times 10^{17}$	5	3	$t_1 = 117 \mu\text{s}$ $t_2 = 1.3 \text{ ms}$	$t_1 = 75 \mu\text{s}$ $t_2 = 1.6 \text{ ms}$	$t = 1.8 \text{ ms}$	$t = 5.3 \mu\text{s}$
MOVPE- n -GaN [Mei99]							
Ladungsträgerdichte (cm ⁻³)		Mobilität (cm ² /Vs)		Photostrom-Zeitkonstanten			
				gepulst		stationär	
300 K	500 K	300 K	500 K	300 K	500 K	300 K	500 K
$n = 4.6 \times 10^{18}$	—	217	—	$t_1 = 1.9 \mu\text{s}$ $t_2 = 4.0 \mu\text{s}$	—	$t = 50 \text{ ms}$	$t = 500 \mu\text{s}$

Tabelle 7-5: Elektrische und optoelektrische Eigenschaften von MBE- bzw. MOVPE- p -GaN und MOVPE- n -GaN.

Dieses Verhalten kann jedoch schnell erklärt werden, wenn man sich die Kompensation der beiden Proben vor Augen hält. Für die residuär mit Sauerstoff dotierte n -GaN-Probe ergibt sich nach Abb. 7-17 eine Kompensation von ca. 40 %, die Kompensation der p -GaN-Schicht ist jedoch mit nur 2 % mit Hilfe des „Ein-Schichten-Modells“ bestimmt worden.

Neben dem schnellen Abklingen der Photoleitung in GaN beobachtet man noch ein weitere Möglichkeit der Photoleitfähigkeit, die sogenannte persistente Photoleitung. Darunter versteht man sehr langsame Rekombinationsmechanismen unter Mitwirkung von tiefen Defekten in der Bandlücke mit Zeitkonstanten von Stunden bis Tagen [Hir97], [Qui96]. Für die Entwicklung von photosensitiven Sensoren ist es von entscheidender Bedeutung, weitere Erkenntnisse über die Herkunft dieses Effektes zu erhalten. Nicht zuletzt beeinflußt die persistente Photoleitung das Ansprechverhalten derartiger Sensoren bei schwacher Lichteinstrahlung.

Die persistente Photoleitung wird sowohl in *p*- als auch in *n*-GaN-Schichten beobachtet, jedoch unterscheiden sich dabei die für den Effekt verantwortlichen Defekte. Bei *n*-GaN wird die persistente Photoleitung mit dem Auftreten der Galliumfehlstelle in Verbindung gebracht [Qui97]. Wenn man dieses Ergebnis mit der in Abb. 7-22 gezeigten Abhängigkeit zwischen der Konzentration an Sauerstoff in residuär dotierten Proben und der Konzentration von Galliumfehlstellen in Verbindung bringt, so erwartet man einen Rückgang der persistenten Photoleitung für in stark residuär dotierten *n*-GaN-Schichten. Diese Vermutung wird durch Messungen an LPCVD-Proben mit einer Ladungsträgerdichte $> 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ durch Schwarz et al. bestätigt [Sch97].

Für das Auftreten der persistenten Photoleitung in *p*-GaN werden mehrere Defekte verantwortlich gemacht [Qui97]. So wurde gezeigt, daß der tiefe Magnesiumakzeptor mit einer Aktivierungsenergie von ca. 200 meV an der persistenten Photoleitung beteiligt ist. Weiter wurde die Beteiligung von Defekten mit einer Energie von 1.1, 1.4 und 2.04 eV oberhalb des Valenzbandes an der persistenten Photoleitung nachgewiesen. Über den Ursprung und die Art der Defekte gibt es jedoch noch keinerlei Angaben in der Literatur.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Einer der Schwerpunkte der Arbeit war die elektrische Charakterisierung von GaN. Um überhaupt elektrische Messungen an dem untersuchten Materialsystem durchführen zu können, wurde ein Hall-Meßsystem aufgebaut und in Betrieb genommen. Damit war es möglich temperaturabhängige Messungen zwischen 4.2 und 500 K durchzuführen. Zur Gewährleistung einer hohen Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Messungen wurde eine auf Lab View basierende Software entwickelt. Mit dieser Softwareapplikation kann das Hardwaresetup jeweils auf die benötigten Anforderungen des zu untersuchenden Materialsystems anpaßt und die gemessenen Daten analysiert und gespeichert werden.

Bei der elektrischen Charakterisierung von n -GaN stand die Klärung der Herkunft der hohen residuären Dotierung im Vordergrund. Mit Hilfe von SIMS-Untersuchungen wurde gezeigt, daß in allen untersuchten Schichten hohe Konzentrationen von Sauerstoff und Silizium vorkommen. Dabei fällt auf, daß der Grad der Sauerstoffverunreinigung von der Oberfläche zur Grenzschicht zwischen dem Substrat und der Halbleiterschicht stark ansteigt und dort einen 200 nm bis 4 μ m dicken, hoch leitenden Kanal bildet, während die Verunreinigung durch Silizium über die ganze Schicht konstant bleibt. Bei Hall-Messungen an diesen Schichten wird im Vergleich zu der realen Dichte an der Oberfläche immer eine höhere Trägerdichte für die Probe gemessen. Begründet ist dies in der integralen Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration über die ganze Schicht bei Hall-Effekt-Messungen. Abhilfe schafft hier das sogenannte „Zwei-Schichten-Modell“. Damit ist es möglich, aus den integralen Hall-Daten die effektive Ladungsträgerdichte an der Oberfläche zu bestimmen. Außerdem kann mit dem Modell die Bindungsenergie des Donators bestimmt werden. Die Bindungsenergien für Si und O werden in der Literatur immer zwischen 28 und 35 meV angegeben. Aus den in dieser Arbeit betrachteten Hall-Messungen ergibt sich für den Donator in den untersuchten Schichten eine Bindungsenergie von 35 ± 3 meV. Anhand der SIMS-Profile ist diese Bindungsenergie dem Sauerstoffdonator zuzuordnen, weil die Siliziumkonzentration in der Schicht im Vergleich zu den bestimmten Trägerdichten an der Oberfläche um den Faktor 10 bis 50 niedriger ist. Damit ist es gelungen, Sauerstoff eindeutig als den verantwortlichen Donator für die residuäre Dotierung in n -GaN zu identifizieren. Als Sauerstoffquelle in den Schichten kommen zwei Verunreinigungsherde in Betracht. Zum einen diffundiert Sauerstoff bei Wachstumstemperaturen um 1000 K aus dem Saphirsubstrat in die Schicht. Zum anderen ist die verwendete Galliumvorstufe GaCl_3 stark hygroskopisch, so daß es über die Zersetzung von Wasser bei hohen Temperaturen zu einer permanenten Sauerstoffdotierung kommt. Zur

Überprüfung der gewonnenen Ergebnisse aus der elektrischen Charakterisierung wurden weitere Festkörperspektroskopiemethoden herangezogen, um den Verlauf des Sauerstoffgradienten in der Schicht nachzuweisen. Eine Nachweismöglichkeit ist die Photolumineszenz durch die starke Abhängigkeit der Linienbreite der bandkantennahen Lumineszenz von der Ladungsträgerkonzentration. Bei Photolumineszenzmessungen wurde beobachtet, daß es bei LPCVD-Proben zu einer starken Linienverbreiterung der Lumineszenz kommt, wenn man die Ladungsträger optisch durch das transparente Substrat angeregt im Gegensatz zur Anregung an der Oberfläche. Ferner beobachtete man bei der Anregung durch das Substrat eine deutliche Blauverschiebung der Lumineszenz um 18 meV. Dies sind beides Hinweise auf einen starken Anstieg der Trägerdichte zum Interface hin. Des Weiteren wurden mittels Raman-Spektroskopie und Kathodolumineszenzuntersuchungen über die Bruchkante der GaN-Schicht der Gradient der Sauerstoffkonzentration und der damit verbundene leitende Kanal bzw. die Ladungsträgerdichte nachgewiesen. Mit Hilfe von Positronenannihilationsexperimenten ist ein Zusammenhang zwischen der Bildung von Galliumleerstellen und der Sauerstoffkonzentration in den GaN-Proben aufgezeigt worden. Es ist bekannt, daß es mit steigendem Stickstoffüberschuß in den GaN-Proben zur einer vermehrten Bildung von Galliumfehlstellen kommt. Mit aus temperaturabhängigen Hall-Messungen bestimmten Sauerstoffkonzentrationen und mittels Positronenannihilation bestimmten Galliumfehlstellenkonzentrationen wurde in dieser Arbeit gezeigt, daß es bei hohen Sauerstoffverunreinigungen zu einer geringen und bei einer geringen Sauerstoffdotierung zu einer vermehrten Bildung von Leerstellen kommt.

Ein weiterer Schwerpunkt neben der residuären Dotierung in *n*-GaN ist die Untersuchung der Photoleitfähigkeit von *p*-GaN, insbesondere die Unterschiede zwischen MOVPE- und MBE-Schichten. Beim Vergleich der Photolumineszenzspektren von MBE- und MOVPE-*p*-GaN zeigen sich deutliche Unterschiede. Die Spektren von MBE-Schichten weisen eine starke Lumineszenz bei 3.27 eV auf. Dieser Lumineszenz wird einem DAP-Übergang zwischen dem Sauerstoffdonator mit 35 meV und dem Magnesiumakzeptor zugeordnet. Bei schwach *p*-dotierten MOVPE-Schichten beobachtet man ebenfalls diesen Übergang, der jedoch im Vergleich zur MBE deutlich schwächer ausfällt. Bei mittelstark dotierten Schichten ist nur noch eine Lumineszenz bei 2.9 eV zu beobachten. Dieser Effekt erklärt sich mit der Selbstkompensation von MOVPE-Schichten bei starker *p*-Dotierung. Dabei bildet sich 200 meV unterhalb des Leitungsbandes ein als Donator wirkender Stickstoff-Magnesiumkomplex aus. In der Photolumineszenz beobachtet man dann einen DAP-Übergang zwischen dem tiefen Donator und dem Mg-Akzeptor. Bei der Betrachtung der Photoleitung stellte sich nun die Frage, wie sich die unterschiedlich tiefen Donator-Akzeptorniveaus auswirken. Bei den beobachteten Photostromtransienten für eine Zeitskala zwischen 5×10^{-5} und 1×10^{-3} s und einem Temperaturbereich von 200 bis 400 K zeigt sich, daß sowohl bei MBE- als auch bei MOVPE-Proben der Transient aus zwei unterschiedlich schnellen Rekombinationskanälen

besteht. Bei der MBE–Probe ist bereits bei 200 K ein schneller Abfall der Photoleitfähigkeit, gefolgt von einem langsamen Transienten, zu erkennen. Die Zeitkonstanten des schnellen Abfalls werden dabei mit steigender Temperatur kürzer, während die Abklingzeiten des langsamen Transienten nahezu konstant bleiben. Dem schnellen Transienten kann eine thermisch aktivierte Rekombination von Ladungsträgern aus dem Magnesiumakzeptor zugeordnet werden, während der langsame Transient mit einem DAP–Übergang zwischen dem Sauerstoffdonator und dem Magnesiumakzeptor zu erklären ist. Bei MOVPE–Proben ist der Photostromtransient bei 200 K durch einen langsamen DAP–Übergang zwischen dem Stickstoffdonatorniveau und dem tiefen Magnesiumakzeptor dominiert. Der schnelle Transient ist hier nur sehr schwach ausgeprägt, weil der Magnesiumakzeptor im Vergleich zu MBE–Schichten 35 meV tiefer sitzt und somit die Ladungsträger ausfrieren. Erst bei höheren Temperaturen bildet sich analog zur MBE–Probe ein schneller Transient am Anfang des Spektrums aus. Die Erklärung hierzu ist analog zur MBE–Schicht. Die Zeitkonstante des langsamen Transienten bleibt auch hier über den gesamten Temperaturbereich unverändert. Bei den Messungen zur stationären Photoleitung zeigt sich, daß die Abnahme des Photostroms bei der untersuchten MBE–Probe im Vergleich zur MOVPE–Schicht schneller ist. Bei MBE–Proben im Gegensatz zur MOVPE–Methode durch die sehr sauberen Herstellungsmethoden nur eine geringe Menge an residuärer Dotierung während des Wachstums eingebaut. Daher werden auch weniger Traps, die die Photoleitfähigkeit limitieren, gebildet. Dies spiegelt sich in den Spektren der stationären Photoleitung wider.

In Zukunft ist es von Interesse, weitere Untersuchungen über die Auswirkung der Selbstkompensation in den stark p –dotierten MOVPE–Schichten auf die Photoleitfähigkeit anzustellen.

Anhang

A Abbildungsverzeichnis

Abb. 3-1	Probenhalter für Hall- und Leitfähigkeitsmessungen.....	11
Abb. 3-2	Schematische Darstellung der Hall–Apparatur.....	12
Abb. 3-3	Kalibriermessungen der Hall–Spannung an Galliumnitrid.....	15
Abb. 3-4	Kalibriermessungen der Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit des Magnetfelds an Galliumnitrid.....	15
Abb. 3-5	Benutzeroberfläche der Meßsoftware.....	16
Abb. 4-1	Schematische Darstellung des Hall–Effekts.....	18
Abb. 4-2	Alternative Hall–Geometrien.....	18
Abb. 4-3	Schematische Darstellung des Metall–Halbleiterübergangs.....	23
Abb. 4-4	Schematische Darstellung der Kontaktmechanismen durch die Raumladungszone.....	25
Abb. 4-5	Vergleich der I–U–Kennlinien für Ni/Au– und Pt–Kontakte auf <i>p</i> –GaN.....	28
Abb. 5-1	Schematische Darstellung des Photolumineszenzaufbaus.....	30
Abb. 5-2	Schematische Meßanordnung zur stationären Photoleitung und Transientenspektroskopie.....	31
Abb. 5-3	Schematische Darstellung der SIMS Meßmethode.....	34
Abb. 5-4	Prinzip der Positronenannihilation.....	38
Abb. 5-5	Dopplerverbreitertes Spektrum der Positronenannihilation.....	39
Abb. 6-1	Schematische Aufteilung der wesentlichen Streuprozesse von Elektronen in Halbleitern.....	50

- Abb. 6-2** Gerechneter spezifischer Widerstand von GaN in Abhängigkeit der kompensierenden Konzentration N_A eines tiefen Akzeptors und mit der Bindungsenergie E_A als Parameter. **65**
- Abb. 6-3** Schematische Darstellung der Generations- und Rekombinationsprozesse der extrinsischen Photoleitung, a) mit einem Defektniveau, b) mit unterschiedlichen Generations- und Rekombinationsmechanismen, c) mit der Beteiligung von Traps. **69**
- Abb. 7-1** Temperaturabhängige Hall-Effekt-Messung an Si-dotiertem-GaN [Kuh01] **76**
- Abb. 7-2** Anpassung der theoretisch berechneten Mobilität an die aus temperaturabhängigen Hall-Messungen bestimmte Beweglichkeit der Elektronen in Si-dotiertem GaN für die Streuprozesse 1-4. **78**
- Abb. 7-3** Variation des Anteils der Streuung an ionisierten Störstellen in der Matthiessen-Regel für einen Temperaturbereich zwischen 50 und 160 K. **79**
- Abb. 7-4** Vergleich der theoretisch berechneten Trägerdichte (rot) mit der gemessenen Trägerdichte (schwarz) in Si dotiertem GaN. **80**
- Abb. 7-5** Temperaturabhängige Hall-Effekt-Messungen zwischen 4.2 und 500 K an zwei residuär dotierten n -GaN Schichten (a) und (b). **83**
- Abb. 7-6** ...Schichtaufbau einer HVPE-GaN-Schicht nach dem „Zwei-Schichten-Modell“. **84**
- Abb. 7-7** Vergleich der durch temperaturabhängige Hall-Effekt-Messungen bestimmten Mobilität m_H mit der nach dem „Zwei-Schichten-Modell“ berechneten Mobilität m_f der Volumen-GaN-Schicht nach Abzug der konstanten Mobilität $m_b = 60 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei tiefen Temperaturen. **86**
- Abb. 7-8** Vergleich der durch temperaturabhängige Hall-Effekt-Messungen bestimmten Trägerkonzentration n_H mit der Konzentration der nach dem „Zwei-Schichten-Modell“ berechneten Ladungsträgerdichte n_1 der Volumenschicht nach Abzug der konstanten Trägerdichte $n_2 = 1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei tiefen Temperaturen. **86**
- Abb. 7-9** Anpassung der theoretisch berechneten Mobilität (rot) an die aus dem „Zwei-Schichten-Modell“ bestimmte Beweglichkeit (schwarz) der Elektronen in der obersten GaN-Schicht sowie eine Anpassung unter Berücksichtigung der Streuung an Versetzungen (grün). **88**
- Abb. 7-10** Vergleich der theoretisch berechneten Trägerdichte (blau) mit der aus dem „Zwei-Schichten-Modell“ bestimmten Trägerdichte (rot) und den Hall-Daten (schwarz). **89**
- Abb. 7-11** Temperaturabhängige Hall-Effekt-Messung einer residuär dotierten TIMOG-GaN-Schicht. Die Schwarze Kurve zeigt die Hall-Messung, während die rote Kurve die effektive Trägerdichte nach dem „Zwei-Schichten-Modell“ darstellt. **90**

-
- Abb. 7-12** Vergleich der Mobilität der oberen GaN-Schicht (blau) mit der durch Hall-Effekt bestimmten Mobilität (schwarz) und der theoretischen Anpassung (rot) der Streuprozesse an die Mobilität der oberen GaN-Schicht..... **91**
- Abb. 7-13** Vergleich der theoretisch berechneten Trägerdichte (rot) mit der aus dem „Zwei-Schichten-Modell“ bestimmten Trägerdichte (schwarz). **92**
- Abb. 7-14** SIMS Tiefenprofilmessung einer 3 µm dicken LPCVD-GaN-Schicht auf Saphir-Substrat zu der in Abb. 7-5a gezeigten Hall-Messung. **94**
- Abb. 7-15** SIMS Tiefenprofilmessung einer 9 µm dicken LPCVD-GaN-Schicht auf Saphir-Substrat zu der in Abb. 7-5b gezeigten Hall-Messung. **96**
- Abb. 7-16** Atomare Sauerstoffkonzentration (aus SIMS-Messungen) als Funktion der Ladungsträgerkonzentration (aus Hall-Messungen ohne „Zwei-Schichten-Modell“) bei 300 K. **97**
- Abb. 7-17** Mobilität der freien Ladungsträger in LPCVD-GaN-Schichten als Funktion der Trägerdichte bei Raumtemperatur im Vergleich zum Verlauf der berechneten Mobilität als Funktion der Trägerdichte für eine 40 % (rot) und 80 % (grün) kompensierte Schicht nach Rode et al. [Rod95]. **98**
- Abb. 7-18.** Mikro-Ramanspektrum über die Bruchkante einer 16 µm dicken GaN-Schicht; durch die Verschiebung der LPP⁺ Mode kann der Gradient der Trägerdichte vom Interface zur Oberfläche bestimmt werden [Top99], [Mei00]. **100**
- Abb. 7-19** Kathodolumineszenzbild über die Bruchkante einer 15 µm dicken LPCVD-GaN-Schicht. Der Farbverlauf von rot nach blau zeigt die Verschiebung der Intensität ..
..... **101**
- Abb. 7-20** Vergleich der Halbwertslinienbreite des an einem neutralen Donator gebundenen D⁰X-Exzitons zwischen- (rot) und LPCVD-GaN-Schichten (schwarz) bei Raumtemperatur, als Funktion der Ladungsträgerdichte. **103**
- Abb. 7-21** Photolumineszenzspektrum einer GaN Schicht bei 4.2 K; die blaue Kurve zeigt die Anregung an der Oberfläche, die rote Kurve das Spektrum bei Anregung durch das Saphir Substrat. **104**
- Abb. 7-22** Sauerstoffkonzentration in GaN-Schichten als Funktion der durch Positronenannihilation bestimmten Ga-Fehlstellenkonzentration; die blauen Meßpunkte entstammen [Saa00]. **106**
- Abb. 7-23** Vergleich der Defektelektronendichte als Funktion der Magnesiumkonzentration zwischen MOVPE (rot) und MBE (schwarz) p-GaN bei 300 K [Alv01]. **108**
- Abb. 7-24** Photolumineszenzspektren zweier jeweils hoch und niedrig magnesiumdotierter MBE- und MOVPE-Proben bei 4.2 K. **109**
- Abb. 7-25** Vergleich der Defektelektronenbeweglichkeit zwischen MBE- (schwarz) und MOVPE-GaN (rot). **110**

- Abb. 7-26** Hall-Messungen an MOVPE (rot)- und MBE (schwarz)- p -GaN zwischen 200 und 500 K. **111**
- Abb. 7-27** Vergleich der spektralen Photoleitfähigkeit zwischen MOCVD- n -GaN (blau)-, MOVPE- p -GaN (rot)- und MBE- p -GaN (schwarz)-Schichten bei 300 K. **113**
- Abb. 7-28** Vergleich der temperaturabhängigen spektralen Photoleitung bei MOVPE- p -GaN-Schichten für Anregungsfrequenzen von 30 und 3000 Hz. **114**
- Abb. 7-29** Transientenspektrum einer MOVPE- p -GaN-Schicht nach optischer Pulsanregung mittels Excimer-Laser (193 nm) bei 200, 300 und 400 K. **115**
- Abb. 7-30** Transientenspektrum einer MBE- p -GaN-Schicht nach optischer Pulsanregung mit einem Excimer-Laser (193 nm) bei 200, 300 und 400 K. **116**
- Abb. 7-31** Untersuchung der stationären Photoleitung unter Angabe der Zeitkonstanten an MBE (Linien)- und MOVPE (Punkte)- p -GaN-Proben zwischen 200 und 400 K. **118**

B Materialeigenschaften von GaN

Bandlücken-Energie	$E_G(300\text{K}) = 3.440 \text{ eV}$, $E_G(2\text{K}) = 3.503 \text{ eV}$	[Mon74]
Akustisches Deformationspotential	$E_I = 9.2 \text{ eV}$	[Sha96]
Brechungsindex	$n(1 \text{ eV}) = 2.33$, $n(3.38 \text{ eV}) = 2.67$	[Edg94]
Debye Temperatur	$\Theta = 1044 \text{ K}$	[Rod75]
Dichte	$\rho = 6100 \text{ kg/m}^3$	[Sch90]
Dielektrizitätskonstante	$\epsilon_\infty = 5.47 \epsilon_0$, $\epsilon = 10.4 \epsilon_0$	[Lin93], [Wan96]
Druckabh. der Bandlücke	$dE_G/dP = 4.2 \times 10^{-3} \text{ eV/K}$	[Edg94]
Durchbruchfeldstärke	$E = 2000 \text{ V/cm}$	[Amb96]
Effektive Elektronenmasse	$m_e = 0.22 m_0$	[Per96]
Effektive Schwerlochmasse	$m_h = 1.8 m_0$	[Rod01]
Maximale Elektronendriftgeschwindigkeit	$v_D = 3 \times 10^7 \text{ cm/s}$ bei $E = 2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ und 300 K	[Gel93]
Phononenmoden T = 300 K	$A_1(\text{TO}) = 533 \text{ cm}^{-1}$, $A_1(\text{LO}) = 735 \text{ cm}^{-1}$ $E_1(\text{TO}) = 561 \text{ cm}^{-1}$, $E_1(\text{LO}) = 742 \text{ cm}^{-1}$ $E_2 = 570 \text{ cm}^{-1}$	[Sie95]
Piezoelektrische Konstante	$h_{pz} = 0.5 \text{ C/m}^2$	[Byk96]
Schallgeschwindigkeit	$v = 6590 \text{ m/s}$	[Rod75]
Schmelztemperatur	$T_M = 2500^\circ\text{C}$	[Por94]
Temperaturabhängigkeit der Bandlücke	$dE_G/dT = -6.0 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$	[Edg94]
Thermische Stabilität im Vakuum	$T_S = 850^\circ\text{C}$	[Amb96]
Thermischer Ausdehnungskoeffizient	$D_a/a = 5.59 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ $D_c/c = 3.17 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[Mar69]
Wärmeleitfähigkeit	$k = 1.3 \text{ W/cmK}$	[Edg94]

Tabelle B Übersicht der strukturellen, physikalischen und elektrischen Eigenschaften von α -GaN

C Publikationsverzeichnis

1. M. Topf, D. Meister, I. Dirnstorfer, G. Steude, S. Fischer, B. K. Meyer, A. Kritschl, H. Witte, J. Christen, T. U. Kampen, W. Mönch
„Electrical and optical properties of *p*-SiC/*n*-GaN heterostructures“
Mat. Sci. Eng. **B 50**, 302 – 306 (1997)
2. M. Topf, W. Kriegseis, W. Burkhardt, I. Dirnstorfer, D. Meister, B. K. Meyer
„Residual donors in GaN epitaxial films - a correlation of HALL, SIMS and photoluminescence data“
Mater. Sci. Forum **264-268**, 1232 (1998)
3. I. Dirnstorfer, D. M. Hofmann, D. Meister, F. Karg, B. K. Meyer
„Defects in CuIn(Ga)Se₂: Postgrowth and annealing effects“
Proceedings of the 2nd World Conference and Exhibition on Photovoltaic Solar Energy Conversion, Vienna (1998)
4. M. Topf, G. Steude, S. Fischer, W. Kriegseis, I. Dirnstorfer, D. Meister, B. K. Meyer
„Low pressure chemical vapor deposition of GaN epitaxial films“
J. Cryst. Growth (189-190) 1-4, 330-334 (1998)
5. I. Dirnstorfer, D. M. Hofmann, D. Meister, W. Riedl, F. Karg, B. K. Meyer
„Postgrowth thermal treatment of CuIn(Ga)Se₂: Characterization of doping levels in In-rich thin films“
J. Appl. Phys., **85**(3), 1423 (1999)
6. D. Meister, M. Topf, I. Dirnstorfer, B. K. Meyer, R. Schwarz, M. Heuken
„Photoconductivity in Al_xGa_{1-x}N with different Al contents“
Phys. Stat. Sol. **B 216**, 749 (1999)
7. R. Rocha, S. Koynov, P. Brogueira, R. Schwarz, V. Chu, M. Topf, D. Meister, B. K. Meyer
„Fast and slow UV-Photoresponse in n-type GaN“
Mat. Res. Soc, Symp. Proc. Vol. 572 395 (1999)

-
8. D. Meister, M. Topf, W. Kriegseis, W. Burkhardt, I. Dirnstorfer, S. Rösel, B. Farangis, B. K. Meyer, A. Hoffmann, H. Siegle, C. Thomsen, J. Christen, F. Bertram
„A comparison of Hall effect and secondary ion mass spectroscopy in unintentionally doped GaN films”
J. Appl. Phys. **88**(4), 1929 (2000)
 9. B. K. Meyer, D. M. Hofmann, F. H. Leiter, D. Meister, M. Topf, H. Alves, R. Romanov
„Defects in undoped and Mg– doped GaN and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ “
Mat. Sci. Eng. **B 56** (2000)
 10. W. Zhang, S. Rösel, P. Veit, T. Riemann, H. Alves, D. Meister, W. Kriegseis, D. M. Hofmann, J. Christen, B. K. Meyer
„Time-modulated growth of thick GaN by HVPE, suppression of dislocation“
To be published (2000)
 11. R. Schwarz, M. Niehus, L. Melo, P. Brogueira, S. Koynov, M. Heuken, D. Meister, B. K. Meyer
„Transient photoresponse from schottky barriers on AlGaN“
Mat. Sci. Eng. **B 56** (2000)
 12. W. Burkhardt, T. Christmann, S. Franke, D. Meister, B. K. Meyer, W. Niessner, D. Schalch, A. Scharmann
„Tungsten and fluorine co-doping of VO_2 films“
To be published in Thin Solid Films (2001)
 13. R. Schwarz, M. Niehus, S. Koynov, M. Heuken, D. Meister, B. K. Meyer
„Subbandgap absorption from photocurrent spectra and transient photoconductivity in AlGaN“
Diamond and Related Materials (2001)

Literaturverzeichnis

- [Alv00] H. Alves, persönliche Mitteilungen, Gießen (2000)
- [Alv01] H. Alves, D. Meister, A. Hofstätter, H. Amano, S. Figge, S. Einfeld, D. M. Hofmann, B. K. Meyer, Proceedings of the WideGap 2001, Exeter, U. K. (2001)
- [Alv99] H. Alves, Photoluminescence studies in GaN:Mg, Giessen (1999)
- [Ama89] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, I. Akasaki, Jpn. J. Appl. Phys. **28**(12), L2112 (1989)
- [Amb96] O. Ambacher, A. Bergmair; M. S. Brandt, R. Dimitrov, G. Dolliger; R. A. Fischer, A. Miehr, T. Metzger, M. Stutzmann, J. Vac. Sci. Technol. **B 14**, 3532 (1996)
- [Amb98] O. Ambacher, J. Phys. D: Appl. Phys., **31**, 2653 (1998)
- [Ben87] A. Benninghoven, F.G. Rüdener, H. W. Werner, Secondary Ion Mass Spectrometry. Basic Concepts, Instrumentational Aspects and Trends, John Wiley and Sons 1987
- [Ber97] F. Bertram, J. Christen, M. Schmidt, M. Topf, S. Koynov, S. Fischer, B. K. Meyer, Mat. Sci. Eng. **B 50**, 165 (1997)
- [Bla62] J. S. Blakemore, Semiconductor Statistics, Pergamon Press, Oxford (1962)
- [Böe90] K. W. Böer, Survey of Semiconductor Physics, Van Nostrand Reinhold, New York (1990)
- [Bog95] P. Boluslawski, E. L. Briggs, J. Bernholc, Phys. Rev. B **51**, 17255 (1995)
- [Bra97] W. Brandt, R. Paulin, Phys. Rev. B **5**, 2430 (1972)
- [Bri62] F. Briegleb, A. Greuther, Ann. Chem. **123**, 228 (1862)
- [Bub78] R. H. Bube, Photoconductivity of Solids, Krieger, Huntington, New York (1978)
- [Bur99] W. Burkhardt, SIMS–Untersuchungen an modernen Halbleitern: GaN und VO₂, Dissertation, Gießen (1999).
- [Byk96] A. D. Bykhovski, V. V. Kaminski, M. S. Shur, Q. C. Chen, M. A. Khan, Appl. Phys. Lett. **68**, 818 (1996)
- [Car94] M. Cardona, P. Y. Yu, Fundamentals of Semiconductors, Springer–Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1994)
- [Chi94] V. W. Chin, T. L. Tansley, T. Oscotchan, J. Appl. Phys. **75**(11), 7365 (1994)
- [Chr90] J. Christen, in: Festkörperprobleme / Advances in Solid State Physics XXX, edited by U. Rössler, Vierweg Verlag, Braunschweig, 239 (1990)

-
- [Chr91] J. Christen, M. Grundmann, D. Bimberg, J. Vac. Sci. Technol. **B9(4)**, 2358 (1991)
- [Chw74] R. Chwang, B. J. Smith, C. R. Crowell, Solid State Electron. **17**, 1217 (1974)
- [Dad00] A. Dadgar persönliche Mitteilungen (2000)
- [Edg94] EMIS, Datareview Series No. 11, Properties of Group III Nitrides, ed. J. H. Edgar, Inspec, London, UK (1974)
- [Eic97] S. Eichler, F. Börner, J. Gebauer, A. Polity, R. Krause-Rehberg, E. Wendler, B. Wesch, H. Börner, Phys. Rev. B **56(3)**, 1393 (1997)
- [Gas95] D. K. Gaskill, A. E. Wickenden, K. Doverspike, B. Tadayon, L. B. Rowland, J. Electron. Mater. **24**, 1525 (1995)
- [Gel93] B. Gelmont, K. Kim, M. Shur, J. Appl. Phys. **74**, 1818 (1993)
- [Göt96] W. Götz, N. M. Johnson, C. Chen, H. Liu, C. Kuo, W. Imler, Appl. Phys. Lett. **68** (22), 3144 (1996)
- [Göt97] W. Götz, J. Walker, L. T. Romano, N. M. Johnson, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 449, 525 (1997)
- [Göt98] W. Götz, J. Walker, L. T. Romano, N. M. Johnson, R. J. Molnar, Appl. Phys. Lett. **72** (10) 1214 (1998)
- [Göt99] W. Götz, R. S. Kern, C. H. Chen, H. Liu, D. A. Steigerwald, R. M. Fletscher, Mater. Sci. Eng. **B 59**, 211 (1999)
- [Hac94] P. Hacke, A. Maekaea, N. Koide, K. Hiramatsu, N. Sawaki, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 6443 (1994)
- [Hac97] P. Hacke, H. Miyoshi, K. Hiramatsu, H. Okumura, S. Yoshida, H. Okushi, Mater. Res. Soc. Symp. **449**, 549 (1997)
- [Hal79] E. H. Hall, American. J. Math. **2**, 287 (1879)
- [Hir97] M. Hirsch, J. A. Wolk, W. Walukiewicz, E. E. Haller, Appl. Phys. Lett **71** (8), 1098 (1997)
- [Hof96] A. Hoffmann, Optical properties of GaN, in: Festkörperprobleme / Advances in Solid State Physics, Vol. **36**, ed. by R. Helbig (Vieweg, Braunschweig, Wiesbaden), 33 (1996)
- [Ill72] M. Illegems, R. Dingle, R. A. Logan, J. Appl. Phys. **43**, 3797 (1972)
- [Jan00] J.S. Jang, T. Y. Seong, Appl. Phys. Lett. **76**, (19), 2743 (2000)
- [Jan99] S.J Jang, J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 2667 (1999)
- [Jen92] D. W. Jenkins, J. D. Dow, M. H. Tsai, J. Appl. Phys. **72(9)**, 4130 (1992)
- [Joh96] M. A. Johnson, S. Fujita, W. H. Jr. Rowland, K. A. Bowers, W. C. Hughes, W. Y. He, N. A. El-Masry, J. W. Jr. Cook, J. F. Schetzina, J. Vac. Sci. Technol. B **14**, 2349 (1996)
- [Jon99] R. Jones, J. Elsner, M. Haugk, R. Gutierrez, Th. Frauenheim, M. I. Heggie, S. Öberg, P. R. Briddon, Phys. Stat. Sol. (a), **171**, 167 (1999)

- [Kau99] U. Kaufmann, M. Kunzer, H. Obloh, M. Maier, Ch. Manz, A. Ramakrishan, B. Santic, *Phys. Rev. B* **59**(7), 1 (1999)
- [Kei98] Keithley Low level Measurements, 5th Edition (1998)
- [Kim98] K. J. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2953 (1998)
- [Kli95] C. F. Klingshirn, *Semiconductor Optics*, Springer–Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1995)
- [Koi97] Y. Koide, *Appl. Surface Science*, **117/118**, 373 (1997)
- [Kor00] R. Y. Korokov, B. W. Wessels, *Mat. Res. Soc. Symp. Vol. 595*, W3.80.1 (2000)
- [Kra97] R. Krause–Rehberg, H. Leipner, *Appl. Phys.* **A64**, 457 (1997)
- [Kra99] R. Krause–Rehberg, H. S. Leipner, *Positron annihilation in semiconductors*, Springer Verlag Berlin (1999)
- [Kuh01] B. Kuhn, Dissertation, Stuttgart (2001)
- [Les95] M. Leszczynski, T. Suski, P. Perlin, H. Teisseyre, I. Grzegory, *J. Phys. D* **28**, 149 (1995)
- [Li96] X. J. Li, *Appl. Phys.* **80**, (5), 2687 (1996)
- [Lin93] M. E. Lin, B. N. Sverdloy, S. Strite, H. Markoc, A. E. Drakin, *Electronics Lett.* **29**, 1759 (1993)
- [Lon77] D. A. Long, *Raman–Spektroskopie*, McGraw–Hill, New York (1977)
- [Loo89] D. C. Look, *Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices*, Wiley, New York (1989)
- [Loo97a] D. C. Look, R. J. Molnar, *Appl. Phys. Lett.* **70** (25), 3377 (1997)
- [Loo97b] D. C. Look, *Mat. Science and Engineering* **B50**, 50 (1997)
- [Loo97c] D. C. Look, J. R. Sizelove, S. Keller, Y. F. Wu, U. K. Mishra, S. P. Denbaars, *Solid State Commun.* **102**(4), 297 (1997)
- [Loo99] D. C. Look, J. R. Sizelove, *Phys. Rev. Lett.* **82**(6), 1237 (1999)
- [Mah80] G. D. Mahan, *J. Appl. Phys.* **51**, 2634 (1980)
- [Mar69] H. P. Maruska, J. J. Tietjen, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 327, (1969)
- [Mea69] C. A. Mead, “Physics of interfaces“ in *Ohmic contacts to Semiconductors*, Electrochemical Soc., New York, p 3-16 (1969)
- [Mei00] D. Meister, M. Topf, W. Kriegseis, W. Burkhardt, I. Dirnstorfer, S. Rösel, B. Farangis, B. K. Meyer, A. Hoffmann, H. Siegle, C. Thomsen, J. Christen, F. Bertram, *J. Appl. Phys.* **88**(4), 1929 (2000)
- [Mei99] D. Meister, M. Topf, I. Dirnstorfer, B. K. Meyer, R. Schwarz, M. Heuken, *Phys. Stat. Sol. B* **216**, 749 (1999)
- [Mey95] B. K. Meyer, D. Volm, A. Graber, H. Alt, T. Detchprohm, H. Amano I, Akasaki, *Solid State Commun.* **95**, 597 (1995)

- [Mey98] B. K. Meyer, A. Hofmann, P. Thurian, Defect Spectroscopy in the Nitrides in B. Gil (Ed.), Group III Nitrides Semiconductors Compounds: Physics and Applications, Series on Semiconductor Science and Technology Vol. 6 Oxford University Press Inc., New York (1998)
- [Mil96] S. Miller, Journal of Electronic Materials **25**, (11), 1709 (1996)
- [Mon74] B. Monemar, Phys. Rev. B **10**, 676 (1974)
- [Mor76] J. Mort, D. M. Pai, Photoconductivity and related phenomena, Elsevier Scientific, New York (1976)
- [Mot82] N. F. Mott, Proc. R. Soc. London **A382** 1 (1982)
- [Mou93] T. D. Moustakas, T. Lei, R. J. Molnar, Physica B **185**, 39 (1993)
- [Nak92] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 31, 2883 (1992)
- [Nak92] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, N. Iwasa, Jpn. J. Appl. Phys., Part 2 **31(2B)**, L139 (1992)
- [Neu94] J. Neugebauer, C. G. van de Walle, Phys. Rev. B **50**, 8067 (1994)
- [Neu96] J. Neugebauer, C. G. van de Walle, Mat. Res. Symp. Proc. **395**, 645 (1996)
- [Nos00] J. E. van Nostrand, J. Solomon, A. Saxler, Q. H. Xie, D. C. Reynolds, D. C. Look, J. Appl. Phys. **87(12)**, 8766 (2000)
- [Ogi80] T. Ogino, M. Aoki, Jpn. Appl. Phys. **19**, 2395 (1980)
- [Pan71] J. I. Pankove., Optical Properties of Semiconductors, Dover Publications Inc., Dover (1971)
- [Pan75] J. I. Pankove, S. Bloom, G. Harbeke, RCA Rev. **36**, 136 (1975)
- [Pau58] Pauw, L. J. Philips Res. Repts. **13**, 1 (1958)
- [Pea94] S. J. Pearton, C. R. Abernathy, F. Ren, Electron. Lett. **30**, 527 (1994)
- [Per92] P. Perlin, C. Jauberthie-Carrilon, J. P. Itie, A. San Miguel, I. Grzegory, A. Ploian, Phys. Rev. B, **45**, 83 (1992)
- [Per96] P. Perlin, E. Litwin-Staszewska, B. Suchanek, W. Knap, J. Camassel, T. Suski, R. Piotrkowski, I. Grzegory, S. Porowski, E. Kaminska, J. C. Chervin, Appl. Phys. Lett. **68**, 1114 (1996)
- [Pin96] A.T. Ping, Journal of Electronic Materials **25** (5) 819 (1996)
- [Pol98] A. Polity, R. Krause-Rehberg, T. E. M. Staab, M. J. Puska, J. Klais, H. J. Möller, B. K. Meyer, J. Appl. Phys. **83(1)**, 71 (1998)
- [Por94] S. Porowski, J. Jun, P. Perlin, I. Grzegory, H. Teisseyre, T. Suski, Proc. 5th SiC and Related Materials Conf. 1993, Inst. Phys. Conf. Ser. **137**, 369 (1994)
- [Pus90] M. J. Puska, C. Corbel, R.M. Nieminen, Phys. Rev. B **41**, 9980 (1990)
- [Pus96] B. V. Pushnyi, Proc. on 23rd Int. Symp. on Compound Semicond., St. Peterburg, Russia, September 23-27 (1996)
- [Qiu96] C. H. Qiu, W. Melton, M. W. Lekonso, J. I. Pankove, B. P. Keller, S. P. DenBaars, Appl. Phys. Lett. **69**, 1282 (1996)

- [Qiu97] C. H. Qiu, J. I. Pankove, Appl. Phys. Lett. **70** (15), 1983 (1997)
- [Qui96] C. H. Qui, W. Melton, M. W. Leksano, J. I. Pankove, B. P. Keller, S. P. Den Baars, Appl. Phys. Lett **69** (9), 1282 (1996)
- [Rod01] A. Rodina, persönliche Mitteilungen, Gießen (2001)
- [Rod75] D. L. Rode, Semiconductors and Semimetals, **10**, 1 (1975)
- [Rod95] D. L. Rode, D. K. Gaskill, Appl. Phys. Lett. **66** (15), 1972 (1995)
- [Ros78] A. Rose, Concepts in Photoconductivity and allied problems, Krieger Publ. New York (1978)
- [Ruv96] S. Ruvimov, Appl. Phys. Lett. **69** (11) 1556 (1996)
- [Saa00] K. Saarinen, Charackterization of native point defects in GaN by positron annihilation spectroscopy, to be published in: III–V Semiconductors: Electrical, Structural and Defects Poperties. (2000)
- [Saa97] K. Saarinen, T. Laine, S. Kuisma, J. Nissilä, P. Hautojärvi, L. Dobrzynski, J. M. Baranowski, K. Pakula, R. Stepniewski, M. Wojdak, A. Wysmolek, T. Susiki, M. Leszczynski, I. Grzegory, S. Porowski, Phys. Rev. Lett. **79**, 3030 (1997)
- [Sch90] D. K. Schröder, Semiconductor Material and Device Characterization, Wiley, New York (1990)
- [Sch97] R. Schwarz, persönliche Mitteilungen, Lissabon (1997)
- [Sei83] W. Seifert, R. Franzheld, E. Butter, H. Sobotta, V. Riede, Crist. Res. Technol. **18**, 383 (1983)
- [Sha96] W. Shan, T. Schmidt, X. H. Yang, J. J. Song, B. Goldberg, J. Appl. Phys. **79**, 3691 (1996)
- [Sie95] H. Siegle, L. Eckey, A. Hofmann, C. Thomson, B. K. Meyer, D. Schikor, M. Hankeln, K. Lischka, Solid State Commun. **96** (12), 943 (1995)
- [Sie98] H. Siegle, Gitterdynamik und Defekte in Gallium–Aluminiumnitrid, Wissenschaft & Technik Verlag, Berlin (1998)
- [Ste99] Optische Charakterisierung von AlGa_N, Dissertation, Gießen (1999)
- [Sze81] S. M. Sze, Physics of semiconductor devices, John Wiley, New York (1981)
- [Tan92] T. L. Tansley, R. J. Egan, Rev. B **45**, 10942 (1992)
- [Top98] M. Topf, W. Kriegseis, W. Burkhardt, I. Dirnstorfer, D. Meister, B. K. Meyer, Mat. Sci. Eng. B **50**, 302 – 306 (1997)
- [Top99] M. Topf, Epitaktische Herstellung von Galliumnitrid mit dem Chloridtransport–Verfahren aus der Gasphase, Dissertation, Gießen (1999)
- [Tsu94] H. Tsuchiya, T. Okahisa, F. Hasegawa, H. Okumura, Jpn. Appl. Phys., **33**, 1747 (1994)
- [Vic89] J. C. Vickerman, A. Brown, N. M. Reed, Secondary Ion Mass Spectrometry: Principles and Applications, Oxford University Press, New York (1989)
- [Wal97] C. G. van de Walle, Phys. Rev. **B50**(16), R 10020 (1997)

-
- [Wan96] Y. J. Wang, R. Kaplan, H. K. Ng, K. Doverspike, D. K. Gaskill, T. Ikedo, A. Amano, I. Akasaki, *J. Appl. Phys.* **79**, 8007 (1996)
- [Wei79] Ch. Weißmantel, C. Hamann, *Grundlagen der Festkörperphysik*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1979)
- [Wet97] C. Wetzel, T. Suski, J. W. Ager, E. R. Weber, E. E. Haller, S. Fischer, B. K. Meyer, R. J. Molnar, P. Perlin, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3923 (1997)
- [Wil89] R. G. Wilson, F. A. Stevie, C. W. Magee, *Secondary Ion Mass Spectrometry: A Practical Handbook for Depth Profiling and Bulk Impurity Analysis*, John Wiley and Sons (1989)
- [Yi96] G. C. Yi, B. W. Wessels, *Appl. Phys. Lett.* **69** (20), 3028 (1996)
- [Zha01] W. Zhang, S. Rösel, H. Alves, D. Meister, W. Kriegseis, D. M. Hofmann, B. K. Meyer, *J. Jap.* (2001)
- [Zha01a] W. Zhang, *Dissertation*, Gießen (2001)

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während meiner Promotion begleitet haben; insbesondere danke ich

Herrn Prof. Dr. B. K. Meyer, der mich in seinem Institut aufgenommen hat und mir die Möglichkeit gab, ein für mich neues Gebiet der Physik kennenzulernen. Durch die interessante Thematik meiner Arbeit gelang es ihm, mich für die Halbleiterphysik zu begeistern. Durch die an mich übertragene Aufgabe, eine neue Spektroskopie-Methode am I. Physikalischen Institut zu etablieren, setzte er großes Vertrauen in mich. Er verfolgte während meiner Zeit am Institut den Fortschritt meiner Arbeit mit großem Interesse und gab durch seine überragende fachliche Kompetenz wichtige Impulse zum Gelingen dieser Arbeit. Seine kameradschaftliche Art, sein Wissen zu vermitteln, hat mich sehr beeindruckt.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr. D. Sc. Dr. h.c. mult. A. Scharmann. Trotz seiner Emeritierung zeigte er immer ein ausgeprägtes Interesse am Fortschritt meiner Arbeit. Seine Hilfsbereitschaft ging dabei weit über die wissenschaftliche Thematik hinaus.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. R. Schwarz für die freundliche Aufnahmen in seiner Arbeitsgruppe während meines Aufenthaltes in Lissabon und die daraus bis heute resultierende gute Zusammenarbeit.

Ferner möchte ich mich bei Frau Dr. A. Polity, den Herren Prof. Dr. D. Schwabe, Dr. D. M. Hofmann, W. Kriegseis und Dr. A. Hofstätter für die gute kollegiale Zusammenarbeit bedanken.

Besonders möchte ich an dieser Stelle bei Herrn Dr. M. Böhm für die Unterstützung bei der Bearbeitung der die Theorie betreffenden Fragestellungen bedanken.

Herrn Hans Peter Jorde gilt mein Dank für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit bei der Entwicklung der Software und bei allen auftretenden EDV-Problemen.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Mitstreitern Walter, Martin, Daniel, Frank I+II, Helder und Arndt für die freundliche Zusammenarbeit und die vielen Diskussionen während und nach der Arbeitszeit.

Mein Dank gilt auch allen Angehörigen der Mechanik- und Elektronik-Werkstatt. Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Thomas Nimmerfroh, der mir des öfteren auf unbürokratische Weise bei anstehenden Elektronikproblemen weiterhelfen konnte.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglicht haben und meiner Freundin Martina. Sie war es, die mich bei Rückschlägen wieder aufbaute und damit maßgeblich zum Erfolg meiner Arbeit beigetragen hat.