

Masterarbeit zum Thema

**Untersuchung der optischen Polarisation und internen
Quanteneffizienz von AlGaN Quantenfilmen mittels
temperatur- und leistungsabhängiger
Photolumineszenzspektroskopie**

Baran Avinc

Institut für Festkörperphysik



Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	5
2 Grundlagen	9
2.1 Bandstruktur von Gruppe-III Nitriden	9
2.2 Wurtzitstruktur	10
2.3 Polarisationsfeld und QCSE in III/V Halbleitern	11
2.4 Metallorganische Gasphasenepitaxie von AlGaN	13
2.5 Substrat	14
2.6 Defektreduktion durch ELO/AlN-Saphir	15
2.7 Rekombinationsmechanismen	16
2.8 Bestimmung der internen Quanteneffizienz	19
2.9 Bestimmung der IQE bei Raumtemperatur durch Fitting	20
2.10 Optische Polarisation und Valenzbandstruktur	23
3 Aufbau	27
3.1 Photolumineszenzaufbau	27
3.2 Messaufbau Lichtpolarisation	29
3.3 Bestimmung der Degradation des UV Quarzglases	30
3.4 Erweiterung der Filterkombinationen	32
4 Ergebnisse	33
4.1 Einfluss der Auger-Rekombination auf die IQE	33
4.2 Einfluss der Siliziumdotierung auf die IQE	35
4.3 Untersuchung der optischen Polarisation an AlGaN MQWs mit Photolumineszenzspektroskopie	37

4.3.1	Variation des Al-Gehalts in den QWs	37
4.3.2	Variation der QW-Dicke	39
4.4	Untersuchung optisch gepumpter Laserstrukturen auf unterschiedlichen Templates	40
4.4.1	UVC-Laser Strukturen auf ELO ohne Übergitter	42

Kapitel 1

Einleitung

In the spirit of Alfred Nobel the Prize rewards an invention of greatest benefit to mankind; using blue LEDs, white Light can be created in a new way.

Dieser Satz, den die Schwedische Akademie der Künste nach der Vergabe des Nobelpreises an die Entwicklung der blauen LED(kurz, light emitting diode) im Jahr 2014 an die Presse veröffentlichte, fasst treffend zusammen, wie hoch die Bedeutung der auf Halbleiterkristallen basierenden optischen Bauelemente ist . LEDs nehmen einen fundamentalen und immer bedeutender werdenden Teil unseres alltäglichen Lebens ein. Ausgezeichnet durch ihre hervorragende Effizienz, konkurrenzlosen Lebensdauer und geringen Dimension übernimmt sie durch eine immer höher werdenden Lichtausbeute zusehends neue Anwendungsbereiche. Insbesondere auf Gallium Nitrid (GaN) basierende Halbleitermaterialien haben einen bahnbrechenden Weg hingelegt, der zur Entwicklung von hoch effizienten und leuchtstarken blauen LEDs führte und ebenfalls Grundlage für die Entwicklung in andere hochenergetische Wellenlängenbereiche darstellt [1]. So ebnet GaN auch den Weg für die Erzeugung von ultraviolet emittierenden Leuchtdioden. Der ultraviolette Spektralbereich, der sich unterteilt in den UV-A (400 nm bis 320 nm), UV-B (320 nm bis 280) und UV-C Bereich (280 nm bis 200 nm) ist bedeutend für eine sehr hohe Anzahl spezieller Anwendungsbereiche. Beispielsweise bieten sich UV-LEDs an die bisher für Wasseraufbereitung genutzten Quecksilberdampflampen zu ersetzen, für deren Betrieb Hochspannungsnetzteile verwendet werden, die

einen mobilen Einsatz erheblich erschweren können. Hier könnten UV-LEDs Abhilfe verschaffen, die durch ihr kleines Format und durch die niedrigen Betriebsspannungen einen Mobileneinsatz ermöglichen. Ein weiteres Anwendungsgebiet ist die industrielle Aushärtung/Aufbrechung von Lacken und die Gasdetektion.

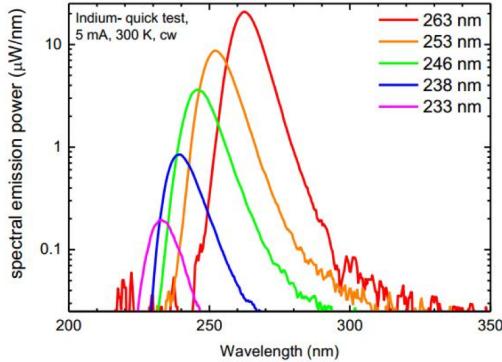


Abbildung 1.1: Spektrale Emissionsleistung für 5 verschiedene Wellenlängen von 263 nm bis 233 nm. Die Grafik zeigt, dass die spektrale Emissionsleistung mit sinkender Wellenlänge ebenfalls sinkt[2].

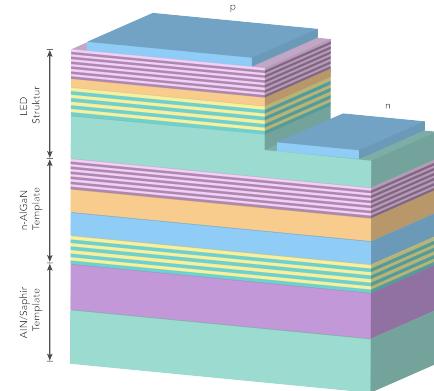


Abbildung 1.2: Aufbau einer LED-Heterostruktur mit vielen Schichten die unterschiedlichen Zwecken dienen.

Für all diese möglichen Applikation ist eine hohe Ausgangsleistung notwendig. Aber wie in Abb. [1.1] zu sehen ist, sinkt die spektrale Emissonsleistung mit kleiner werdendem Wellenlängenbereich signifikant. Der Grund dafür ist, dass UV-LEDs an einer geringen Effizienz leiden, die quantitativ ausgedrückt wird als Externe Quanteneffizienz (EQE) und sich zusammensetzt aus dem Produkt der internen Quanteneffizienz (IQE), Extraktions Effizenz (EE) und Injektionseffizienz(INJ):

$$EQE = IQE \cdot EE \cdot INJ \quad (1.1)$$

Die Gründe für die geringe Effizienz sind vielfältig. LEDs bestehen aus einer Vielzahl an Schichten (Abb. [1.2]), die unterschiedlichen Funktionen dienen. Diese Schichten werden auf Substraten aufgewachsen. Eine hohe Substratqualität ist also der Grundbaustein für die optischen Eigenschaften und damit besonders entscheidend. Denn eine geringe Defektdichte im Substrat geht einher mit einer ebenfalls geringen Defektdichte in den aufgewachsenen Schichten und damit insbesondere der aktiven Zone, in der Elektronen und Löcher rekombinieren und Licht emittiert wird. Ein weiteres Problem im Zusammenhang mit den geringen Defektdichten, ist ein Mangel an geeigneten Substratmaterialien. So wird aufgrund des Mangels an AlN-Substraten, beruhend auf den Schwierigkeiten bei der Herstellung, auf Saphir Substrate ausgewichen. Diese sind im fernen UV transparent und zusätzlich in großen Mengen in guter Qualität herstellbar. Problematisch jedoch ist die hohe Gitterfehlanpassung durch die relativ großen Unterschiede zwischen den Gitterkonstanten von AlN/GaN und Saphir. Durch diese, sind AlN- und AlGaN-Schichten nicht vollverspannt aufwachsbar. Das führt dazu, dass die Schichten relaxieren, weil die Elastizität der Schicht nicht groß genug im Vergleich zur Verspannungsenergie ist. Die Relaxation führt zur Entstehung von Versetzungen und Rissen. Diese agieren im Kristall als sogenannte nicht-radiative Rekombinationszentren die die IQE verringern.

Die Hauptthematik dieser Arbeit liegt in der Bestimmung der IQE von AlGaN - Heterostrukturen mit Hilfe von temperaturabhängigen Photolumineszenzmessungen. So lässt sich, bei der Annahme, dass bei Tieftemperatur keine nicht-strahlende Rekombination stattfindet, die IQE als Quotient der Intensität der Photolumineszenz bei Tieftemperatur (5K) und Raumtemperatur (300K) beschreiben. Im Rahmen der Arbeit wird auch eine Methode analysiert, laut der es möglich ist, allein durch leistungsdichteabhängige Messungen bei Raumtemperatur die IQE zu bestimmen. Das ist in so fern ein Vorteil, dass ein aufwändiges Runterkühlen auf 5K nicht notwendig ist.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Bandstruktur von Gruppe-III Nitriden

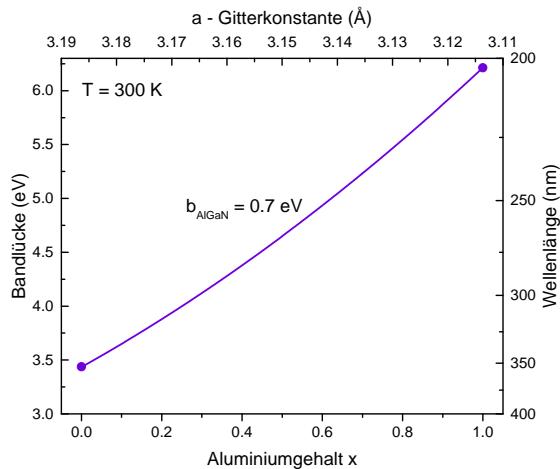


Abbildung 2.1: Die Bandlücke von $Al_xGa_{1-x}N$ variiert mit dem Aluminiumgehalt x zwischen den Bandlücken von AlN ($E_g(T = 300K) = 6,213\text{eV}$) und GaN ($E_g(T = 300K) = 3,437\text{eV}$) [3]. Die Abweichung von der Linearität beschreibt der Bowing-Paramater $b_{AlGaN} = 0,7\text{eV}$

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf dem AlGaN-Materialsystem mit hohen Al-Konzentration. Das Mischverhältnis bestimmt hierbei die Bandlückenergie des Verbindungshalbleiters. Durch die unterschiedlichen Bandlückenergien von Aluminium mit $6,03\text{eV}$ [4] und GaN mit $3,4\text{eV}$ [3] eignet sich AlGaN besonders für die Emission im Wellenlängenbereich von UV-A bis UV-C. Die

Bandlückenenergie von AlGaN lässt sich durch Interpolation der binären Energien von GaN und AlN in Abhängigkeit des Kompositionsverhältnisses x berechnen, wobei ein zusätzlicher Bowing-Parameter für die nichtlineare Abweichung hinzugefügt wird.

$$E_{Al_xGa_{1-x}N} = E_{AlN} \cdot x + E_{GaN} \cdot (1 - x) - b_{AlGaN} \cdot x \cdot (1 - x) \quad (2.1)$$

Die Gruppe um Lee et al. gibt nach Auswertung der in der Literatur vorkommenden unterschiedlichen Bowing-Parameter für $Al_xGa_{1-x}N$ einen Wert von $b_{AlGaN} = 0,62 (\pm 0,45) eV$ und geben weiter an, das hohe Wachstumstemperaturen zu großen Bowing-Parametern führen [5]. Vurgaftman et al. empfehlen unter Berücksichtigung weiterer Veröffentlichungen für $b_{AlGaN} = 0,7 eV$.

2.2 Wurtzitstruktur

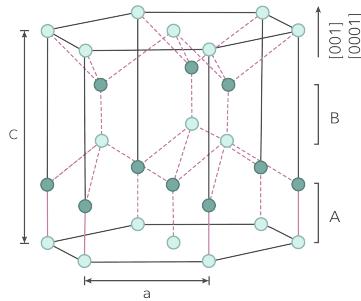


Abbildung 2.2: Einheitzele der hexagonale Wurtzitstruktur. Die schwarzen Kreise stellen die Position der Stickstoffatome im Gitter dar. Die Gitterposition der Gruppe-III-Metallatome sind als graue Kreise dargestellt. A und B bezeichnen die Stapelebenen.

Die wichtige Gruppe der III-Nitridhalbleiter setzt sich aus den Metallen der dritten Hauptgruppe Aluminium (Al), Gallium (Ga) und Indium (In) zusammen. Diese kristallisieren bevorzugt in der hexagonalen Wurtzitstruktur Abb. [3.1].

Gitterkonstante	AlN	GaN	Saphir
a	3,112	3,192	4,758
c	4,980	5,196	12,99

Tabelle 2.1: Übersicht der Gitterkonstanten der binären Halbleiter AlN, GaN und Al_2O_3 (Saphir). [7]

Anschaulich bedeutet dies, dass ausgehend von der hexagonal dichtesten Kugelpackung in Doppellagen, die Gruppe-III-Metallen und Stickstoff (N) sich entlang der c-Achse in der Abfolge A-B-A-B anordnen [6] wie in Abb. [3.1] dargestellt ist. Die Einheitszelle wird durch Gitterparameter a und c . Die Gitterkonstante zeigen eine lineare Abhängigkeit vom Konzentrationsverhältnis x und kann mit dem Vegard'schen Gesetz berechnet werden.

$$\begin{aligned} a_{Al_xGa_{1-x}N} &= a_{AlN} \cdot x + A_{GaN} \cdot (1 - x), \\ c_{Al_xGa_{1-x}N} &= c_{AlN} \cdot x + A_{GaN} \cdot (1 - x) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Die Tabelle 2.1 zeigt die typischen Gitterkonstanten.

2.3 Polarisationsfeld und QCSE in III/V Halbleitern

Aufgrund der fehlenden Inversionssymmetrie und stark unterschiedlichen Elektronegativitäten des Stickstoffs und der entsprechenden Gruppe III-Metalle bilden sich Polarisationsfelder aus, die entlang der auf der Basalebene stehenden c-Achse verlaufen. Hier unterscheidet man zwischen zwei Arten von Polarisationsfeldern, die spontane Polarisation \vec{P}^{sp} und die piezoelektrische Polarisation \vec{P}^{pz} .

Die spontane Polarisation entsteht durch Dipolmomente im Kristall die sich aufgrund von ungleichen Bindungslängen nicht komplett aufheben. Ursprung der Dipolmomente im AlGaN sind die unterschiedlichen Elektronegativitäten zwischen den Gruppe III-V Elementen und bedingt durch die angestrebte Minimierung der Gesamtenergie, kommt es zur Abweichung vom idealen

Tetraederwinkel von $109,5^\circ$ [8].

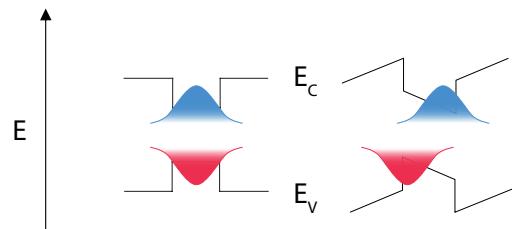


Abbildung 2.3: Einfluss der spontanen und piezolektrischen Polarisation auf Valenz- und Leitungsband einer Quantenfilm-Heterostruktur. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Löchern werden verschoben.

Die Ursache für die piezoelektrische Polarisation sind die Verspannungen zwischen den in (0001)-Richtung gewachsenen Schichten welche durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten und die Gitterfehlanpassung beim pseudomorphen Wachstum entstehen. Sie wird berechnet nach

$$\vec{P}^{pz} = e \cdot \epsilon \quad (2.3)$$

mit Dehnung ϵ und dem piezolektrischen Tensor \vec{e} (Tensor dritter Stufe).

In Heterostrukturen führt der Wechsel der Gesamtpolarisation

$\vec{P}^{gesamt} = \vec{P}^{pz} + \vec{P}^{sp}$ zwischen den einzelnen Schichten zur Ansammlung von Ladungsträgern an den Grenzflächen. Dies ist insbesondere für die Effizienz von Leucht- und Laserdioden von Nachteil. Denn in diesen erzeugen die induzierten Grenzflächenladungen ein elektrisches Feld, das zur einer Bandverbiegung führt (siehe Abb.[2.3]). Mit dem Einfluss der Polarisation sammeln sich die Elektronen und Löcher im Quantenfilm somit auf gegenüberliegenden Seiten. Dies führt dazu, dass der räumliche Überlapp der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern abnimmt. Durch das verringerte Überlappintegral der Wellenfunktionen sinkt nach Fermis Goldener Regel auch die strahlende Rekombinationsrate. Dieser Effekt wird als "Quantum Confined Stark Effekt" (QCSE) bezeichnet. Des Weiteren sinkt die effektive Bandlücke und ist im Spektrum durch eine Rotverschiebung der Emission zu erkennen. Bei hohen Ladungsträgerdichten im Quantenfilm kommt es zur Abschirmung (engl. screening) der Grenzflächenladungen die die Auswirkungen des Effektes abschwächen.

2.4 Metallorganische Gasphasenepitaxie von AlGaN

Die Metallorganische Gasphasenepitaxie (engl.: metalorganic vapor phase epitaxy, kurz MOVPE) ist die gängigste Methode, um epitaktische Schichten hoher Qualität in ebenfalls hoher Quantität zu wachsen. Es werden gasförmige Ausgangsstoffe in den Reaktor geleitet und dort bei hohen Temperaturen pyrolytisch zerlegt. Ein Teil der auf die Art zerlegten Ausgangsstoffe adsorbiert auf der Oberfläche des verwendeten Substrates und kristallisiert dort schließlich

als Epitaxieschicht.

2.5 Substrat

In der Epitaxie beruhen viele Eigenschaften der aufgewachsenen Schichten auf dem dazu verwendeten Substrat. So sind Gitterfehlanpassung, Defektdichte und die Morphologie wichtige Eigenschaften die durch das Substrat maßgeblich beeinflusst werden. Für AlGaN kann theoretisch auf verschiedene Substrate zurückgegriffen werden und die Vermutung direkt AlGaN basierte Substrate zu verwenden liegt nahe. Dies scheitert allerdings an der besonders hohen Schwierigkeit bei der Herstellung. Daraus resultierend, weisen diese Substrate hohe Defektdichten auf und sind mit sehr hohen Kosten verbunden. Weiterhin ist GaN/Saphir oder GaN als Volumenkristall kommerziell in großen Mengen und hoher Qualität erhältlich, aber aufgrund der Gitterfehlanpassung zwischen AlN und GaN reißen AlGaN-Schichten mit hohem Aluminiumgehalt auf GaN wegen tensiler Verspannung [9]. Ein weiterer ungewollter Effekt ist die Absorption von UV-Strahlung ($\lambda \leq 365\text{ nm}$) im GaN und erlaubt damit keine Verwendung im UV-B und UV-C-Bereich. Daher werden UV-B- und UV-C LEDs und Laserdioden hauptsächlich auf AlN/Saphir oder auf AlN als Volumenkristall gewachsen. Der AlN Volumenkristall weist dabei die kleinste Defektdichte mit $< 10^4\text{ cm}^{-2}$. Jedoch ist die Ausbeute der AlN Substrate zeitaufwendig und teuer. Daher wird für Forschungszwecke auf AlN/Saphir zurückgegriffen und dabei aber eine hohe Defektdichte in Kauf genommen. Defekte entstehen dabei im Kristall wegen der hohen Gitterfehlanpassung an der Grenzfläche zwischen AlN und Saphir [7]. Diese Defekte ziehen sich dabei durch die darauffolgenden aufgewachsenen Schichten. Diese sog. Liniendefekte (engl.: threading dislocation) haben einen wesentlichen Einfluss auf die IQE, wie in Abbildung [2.4] erkennbar. Sie agieren im Kristall als nicht-radiative Rekombinationszentren (engl.: nonradiative recombination center, kurz NRC) und bestimmen somit den Anteil nichtstrahlender Rekombinationsprozesse an der Gesamtheit aller Rekombinationsprozesse. Mit steigender Versetzungsichte sinkt die IQE des Leuchtdiode und im Bereich zwischen $1 \cdot 10^{10}\text{ cm}^{-2}$ und $1 \cdot 10^{8}\text{ cm}^{-2}$ ist eine erhebliche Steigerung zu beobachten. Mittels XRD und TEM wurde gezeigt, dass

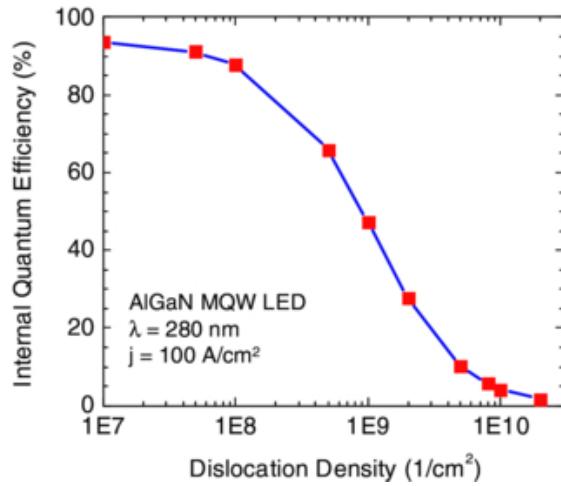


Abbildung 2.4: Simulation der IQE einer LED in Abhängigkeit der Versetzungsichte für einen AlGaN-MQW mit einer Wellenlänge von 280 nm [10].

die Heteroepitaxie von AlN Schichten auf Saphir zu einer Defektdichte von bis zu $2 \cdot 10^{10}\text{ cm}^{-2}$ führen [11].

2.6 Defektreduktion durch ELO/AlN-Saphir

Um die hohe Defektdichte des planaren AlN/Saphir Substrates zu verringern, ist der übliche Ansatz das sog. epitaktisch laterale Überwachsen (engl.: epitaxial lateral overgrowth) oder kurz ELO. Diese Substrate wurden für alle in dieser Arbeit untersuchten Proben verwendet. Als Grundlage für ELO dient ein planares AlN/Saphir Substrat. Dieses wird strukturiert in dem ein Streifenmuster mit einem periodischen Abstand von $3.5\text{ }\mu\text{m}$ reingeätzt wird. Ein weiterer Epitaxie-Schritt mit AlN führt schließlich zum lateralen Überwachsen der Stege an den geätzten Gräben (eng.: voids). Das Material koalesziert nach einer bestimmten Dicke und bildet schließlich wieder eine bewachsbare Oberfläche. Dabei kommt es zum Auftreten verschiedener Mechanismen wie Verpsannungsabbau und gegenseitig auslöschenden Versetzungen. So ist eine Defektdichte ($\leq 5 \cdot 10^8\text{ cm}^{-2}$) erreichbar [11] [12] [13] [14]. Für eine detaillierte Erklärung sei auf die Doktorarbeit von Viola Küller verwiesen [13].

2.7 Rekombinationsmechanismen

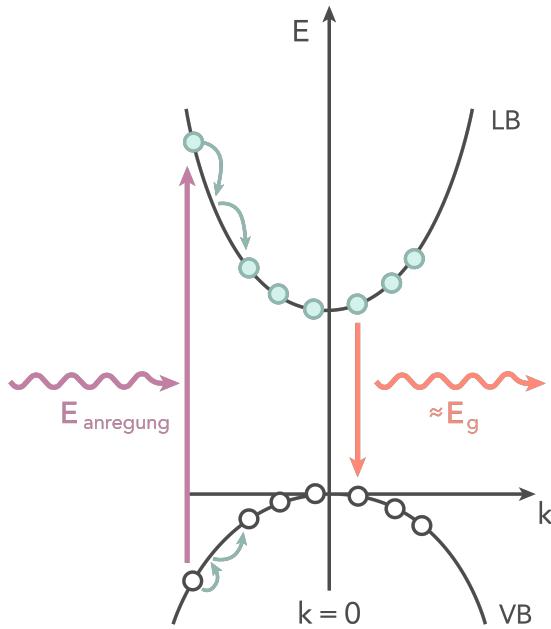


Abbildung 2.5: Durch Einstrahlung eines Photons ausreichender Energie, können Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband angeregt werden. Von dort aus rekombinieren Elektronen und Loch entweder strahlend unter Aussendung eines Photons oder nicht-strahlend.

In der Photolumineszenzspektroskopie wird Licht als Anregungsquelle von Halbleitermaterialien für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars benutzt. Dabei wird ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben und ein Loch zurückgelassen. Die Elektronen relaxieren anschliessend sehr schnell in das Minimum des Leitungsbandes und analog die Löcher in das Minimum des Valenzbandes Abb. . Leitung- und Valenzband befinden sich im Fall von AlGaN am gleichen \vec{k} Vektor im reziproken Raum, dem sog. Γ -Punkt. Das macht das Materialsystem AlGaN zu einem direkten Halbleiter, was von besonderem Vorteil ist. Denn ein direkter Bandübergang, ist die wichtigste Grundlage für eine effiziente halbleiterbasierte Lichtquelle. Denn die Wahrscheinlichkeit einer Anregung und daraufhin folgender Rekombination unter Aussendung eines Photons ist deutlich höher, da kein Phonon am Prozess beteiligt sein muss (Abb. [??]). Die Rekombination kann dennoch auch nicht-strahlend erfolgen, weil

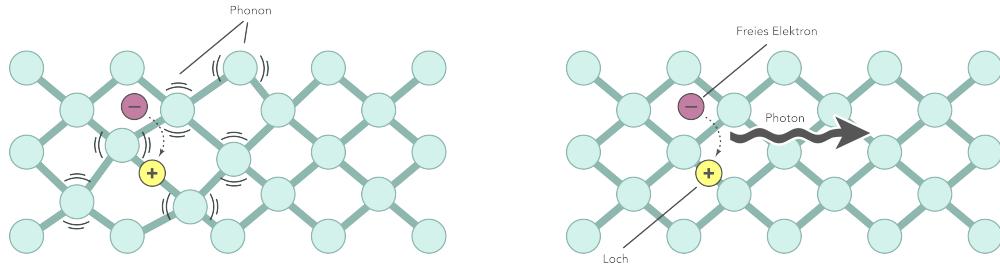


Abbildung 2.6: Rekombination von Elektron und Loch unter Teilnahme eines Phonons.
Abbildung 2.7: Radiative Rekombination von Elektron und Loch und Aussendung eines Photons

epitaktisch gewachsene Halbleitersstrukturen herstellungsbedingt beispielsweise nicht ohne ungewollte Dotierung durch Fremdatome, Versetzungen oder Fehlstellen an Atomgitterplätzen (Vakanzen) gewachsen werden können. Diese als sogenannten Störstellen fungieren und diskrete Energieniveaus haben, Dazu

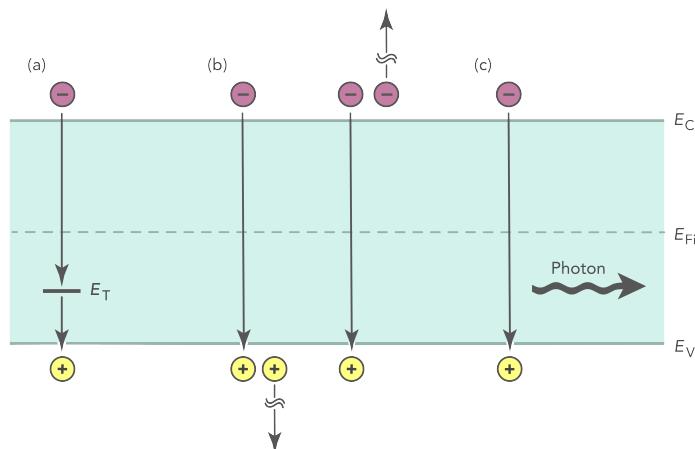


Abbildung 2.8

werden drei Prozesse betrachtet: Zuallerst die nichtstrahlende Rekombination, die durch die Shockley-Read-Hall- (SRH-) Rekombination an Defekten beschrieben und durch den Parameter A berücksichtigt wird ($R_{nonrad} = A \cdot n$). Sie ist linear abhängig von der Ladungsträgerdichte n . Sie findet statt unter der

Beteiligung eines Defektniveaus und eines Phonons. Der strahlende Prozess der spontanen Rekombination ist für niedrige Ladungsträgerdichten quadratisch in n und findet statt als Zwei-Teilchen Prozess bei dem Loch und Elektron beteiligt sind ($R_{rad} = B \cdot n^2$). Dieser wird beschrieben mit dem Koeffizienten B. Der letzte Prozess ist die Auger-Rekombination der speziell für sehr hohe Anregungsleistungsdichten relevant ist und dann durch die kubische Abhängigkeit stark dominiert ($R_{auger} = C \cdot n^3$). Dabei gibt ein bereits in das Leitungsband angeregte Elektron seine Energie an ein weiteres Elektron im Leitungsband ab. Dieses relaxiert dann entweder wieder zum Leitungsbandminimum unter Mitwirkung von Phononen oder verlässt bei Oberflächennähe den Kristall. Der letzte Fall bildet die Grundlage für die Auger-Elektronen-Spektroskopie. Die effektive Rekombination ist somit die Summe aus der radiativen Rekombination, der nicht-radiativen Rekombination und der Auger-Rekombination.

$$R_{eff} = R_{rad} + R_{nonrad} + R_{auger} \quad (2.4)$$

Der allgemein verwendete Ansatz zur Beschreibung der effektiven Rekombinationsrate R_{eff} (oder auch Generationsrate G) wird mit Hilfe der genannten Koeffizienten beschrieben und beruht auf der Abhängigkeit der beteiligten Prozesse von der Ladungsträgerdichte n und wird daher auch ABC-Modell genannt.

$$R_{eff}(G) = A \cdot n + B \cdot n^2 + C \cdot n^3 \quad (2.5)$$

Weiter wird angenommen, dass die Anregungsleistungsdichte des Lasers P proportional zu der Ladungsträger-Generationsrate G ist. Die radiative Rekombination R_{rad} wird hauptsächlich beeinflusst durch den Überlapp der Wellenfunktionen von Elektronen und Loch im Leitungsband und Valenzband des QW. Dieser wiederum ist stark beeinflusst vom QCSE (Abb. [2.3]) und besonders bedeutend bei heteroepitaktisch gewachsenen Halbleiterstrukturen.

2.8 Bestimmung der internen Quanteneffizienz

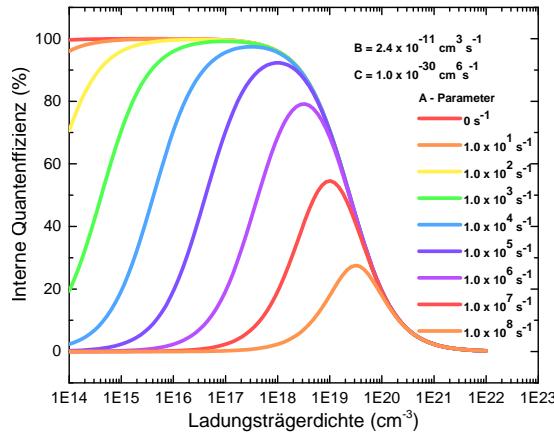


Abbildung 2.9: Die Grafik zeigt die Abhängigkeit der internen Quanteneffizienz von der Ladungsträgerdichte für feste Parameter B und C. Der Parameter wird A variiert mit 9 verschiedenen Werten von 0s^{-1} bis 10^8s^{-1} [2].

Die aktive Region einer idealen LED würde für jedes injizierte Elektron jeweils ein Photon aussenden. Das bedeutet, die IQE die nach [15] wie folgt definiert ist

$$IQE = \frac{\text{Anzahl der Photonen die von der aktiven Zone emittiert werden pro Sekunde}}{\text{Anzahl der Elektronen die in die LED injiziert werden pro Sekunde}} \quad (2.6)$$

müsste den Wert 1 annehmen. Die IQE kann somit analog beschrieben werden als Verhältnis von radiativer Rekombination und der effektiven Rekombination. Beschrieben mit Ratengleichungen und mit 2.4 ist die IQE in ihrer einfachsten Form somit

$$IQE = \frac{B \cdot n^2}{A \cdot n + B \cdot n^2 + C \cdot n^3} = \frac{R_{rad}}{R_{eff}} \quad (2.7)$$

Die IQE kann mit Hilfe der Photolumineszenzspektroskopie bestimmt werden, in dem angenommen wird, dass keine thermisch aktivierten Defekte bei

Raumtemperatur vorhanden sind

$$A \propto e^{\frac{-E_{activation}}{kT}} \quad (2.8)$$

Mit dieser und der Annahme das keine Auger Rekombination ($C \cdot n^3$) auftritt, ist die IQE bei Tieftemperatur ($\propto 5K$) gleich 1. Somit kann die IQE beschrieben werden

$$IQE = \frac{\text{Integrierte PL Intensität (T)}}{\text{Integrierte PL Intensität (}T \rightarrow 0K\text{)}} \quad (2.9)$$

Als Quotient der integrierten PL Intensität bei Temperatur T und integrierter PL Intensität bei Tieftemperatur (5K). Die IQE ist folglich abhängig von der Temperatur, da der Parameter A für die SRH-Rekombination temperaturabhängig ist [Abb. 2.9]. Um also die IQE bei Raumtemperatur zu bestimmen, wird das Spektrum einer Probe bei 5K und 300K bei ansonsten möglichst gleichen Bedingungen aufgenommen. Die Intensität in Abhängigkeit der Wellenlänge wird interpoliert, dann integriert und dann das Verhältnis berechnet.

2.9 Bestimmung der IQE bei Raumtemperatur durch Fitting

In diesem Kapitel soll nun eine in [16] und [17] gezeigte Methode zur Bestimmung der IQE durch ein Fitting-Modell für die integrierte Intensität in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte vorgestellt werden. Das ist insbesondere von Vorteil, da so ein aufwändiges runterkühlen nicht mehr notwendig wäre, da die Spektren allein bei Raumtemperatur aufgenommen werden könnten. Angefangen mit der Rekombinationsrate, geht das Modell davon aus, dass bei Raumtemperatur Auger-Rekombination nur bei sehr hohen Anregungsleistungsdichten relevant ist, wegen der kubischen Abhängigkeit der Auger-Rekombination von der Ladungsträgerdichte n . Die Generationrate G und die IQE bei Gleichgewichtsbedingungen ist somit:

$$G = R_{eff} = A \cdot n + B \cdot n^2 \quad (2.10)$$

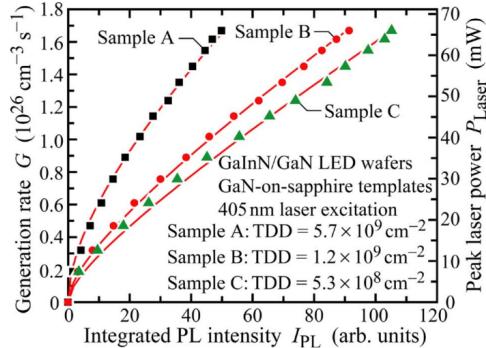


Abbildung 2.10: Fit für die Generationsrate in Abhängigkeit der integrierten PL-Intensität für drei InGaN/GaN MQW Proben mit einer unterschiedlichen Versetzungsdiichten aus [16].

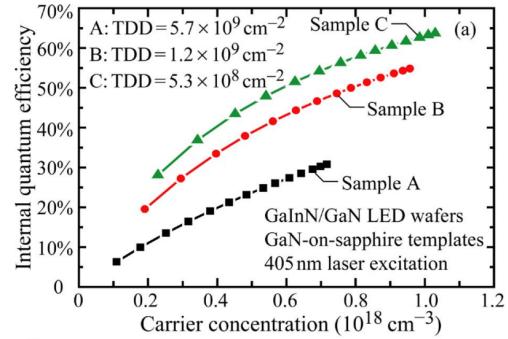


Abbildung 2.11: Ergebnisse für die IQE in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte aus den durch die Fits extrahierten Werte ([16]).

$$IQE = \frac{B \cdot n^2}{A \cdot n + B \cdot n^2} = \frac{B \cdot n^2}{G} \quad (2.11)$$

G beschreibt namentlich die Rate der Ladungsträger die durch Bestrahlung mit dem Laser erzeugt werden und entspricht hierbei der effektiven Rekombinationsrate R_{eff} . Die integrierte PL-Intensität kann beschrieben werden als:

$$I_{PL} = \eta \cdot B \cdot n^2 \quad (2.12)$$

η ist eine konstante die durch das Volumen der angeregten aktiven Region und der Kollektionseffizienz bestimmt wird. Durch Eliminierung von n in den Gleichungen 2.10 und 2.12 kann die Generationsrate durch die integrierte PL Intensität beschrieben werden

$$G = \frac{A}{\sqrt{B \cdot n}} \sqrt{I_{PL}} + \frac{1}{\eta} I_{PL} \quad (2.13)$$

Um dies in Zusammenhang mit dem Experiment zu bringen, kann die Generationsrate getrennt berechnet werden mit Nutzung experimenteller Werte durch

$$G = \frac{P_{laser}(1 - R)\alpha l}{A_{spot} h v} = \frac{P_{laser}(1 - R)\alpha}{(A_{spot} h v)} \quad (2.14)$$

Dabei ist P_{laser} die optische Leistung die auf der Probe landet, R ist die Fresnel Reflektion auf der Probenoberfläche, A_{spot} ist die Fläche des Laserspots auf der Probe, $h\nu$ ist die Energie eines Photons mit $193nm$ und α ist der Absorptionskoeffizient. Damit ist es möglich, die Generationsrate zu bestimmen und in Abhängigkeit der integrierten PL-Intensität darzustellen. Und indem die Koeffizienten $c_1 = A\sqrt{B\eta}$ und $c_2 = 1/\eta$ durch einen Fit der Generationsrate in Abhängigkeit der integrierten Intensität extrahiert werden, kann die IQE bestimmt werden. Dazu wird c_1 nach A umgestellt ($A = \sqrt{B\eta} \cdot c_1$) und in 2.10 eingesetzt

$$G = \sqrt{B\eta} \cdot c_1 \cdot n + (\sqrt{B} \cdot n)^2 \quad (2.15)$$

Durch lösen von Gleichung 2.15, für $(\sqrt{B} \cdot n)$ und einsetzen in Gleichung 2.11 ist es so möglich die IQE basierend auf einem Fit durch Raumtemperaturmessung in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichten zu bestimmen (Abb. [2.11]).

hallo

2.10 Optische Polarisation und Valenzbandstruktur

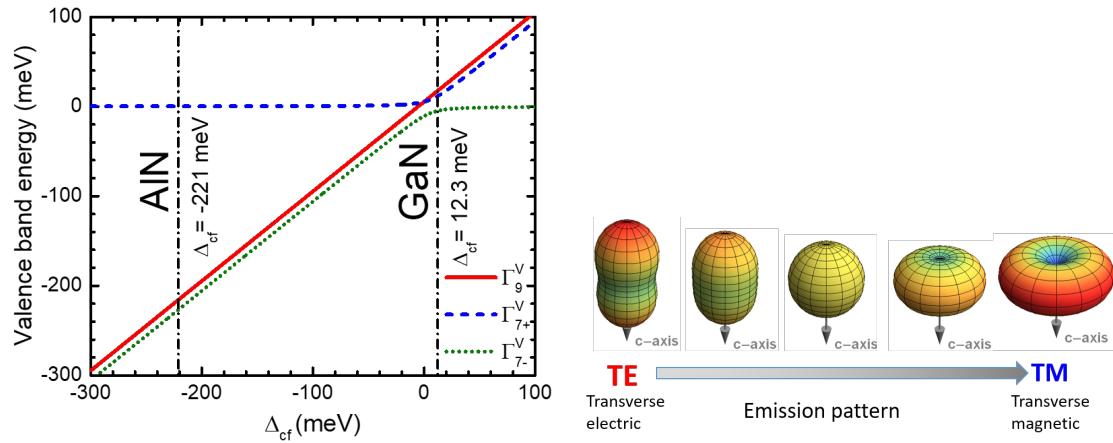
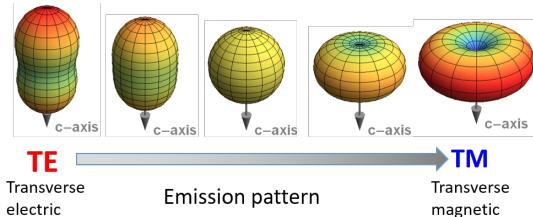


Abbildung 2.12: Die energetische Reihenfolge der Valenzbänder in Abhängigkeit der Kristallfeldaufspaltung. Sichtbar ist der Wechsel der Bandanordnung mit sinkender Kristallfeldaufspaltung und der Effekt des „anti-crossing“ bei den Bändern gleicher Symmetrie.

Abbildung 2.13: Die Grafik zeigt die sich kontinuierlich ändernde Abstrahlcharakteristik in Abhängigkeit der Polarisierung von TE- zu TM [18].

Durch die Prozessierung und die Flip-Chip-Montage kann Licht nur durch die untere, unbewachsene Seite des Saphir-Substrates ausgekoppelt werden. Die Art und Weise der Lichtauskopplung hat einen bedeutenden Einfluss auf die Extraktionseffizienz und damit auf die externe Quantenffizienz(EQE). Durch die Geometrie bestimmt, hängt die Extraktionseffizienz maßgeblich vom Emissionsprofil ab, so dass Licht welches senkrecht zur Quantenfilmebene abgestrahlt wird, die höchste Extraktionseffizienz aufweist. Um diese zu optimieren, ist es wichtig die Bandstrukturen zu betrachten.

Die Valenzbandstrukturen von AlN und GaN unterscheiden sich durch die unterschiedliche Anordnung der Bänder. Neben dem Leitungsband gibt es ein durch Spin-Bahn-Wechselwirkung und Kristallfeldenergie dreifach aufgespaltenes Valenzband [19]. Sie werden nach ihrer energetischen Lage als A-, B- und C-Band bezeichnet. In AlN hat das A-Band eine Γ_{7+}^L , das B-Band eine Γ_9^L und das



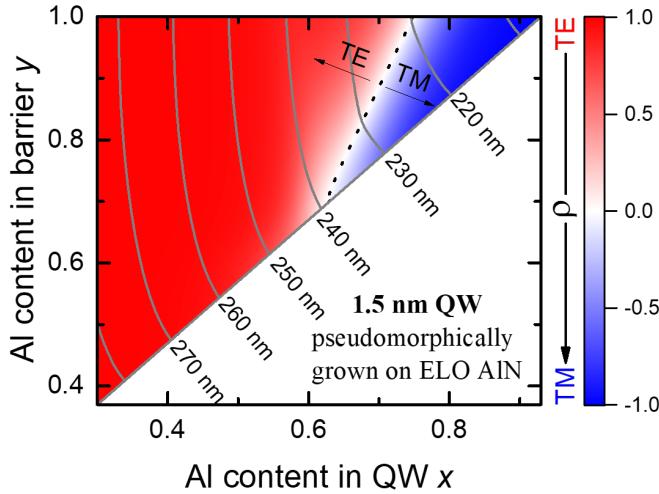


Abbildung 2.14: Simulationsergebnisse des Polarisationsgrades in Abhängigkeit der Aluminiumkonzentration der Barrieren und QWs, basierend auf dem $k\cdot p$ -Modell, für AlGaN-QW mit 1.5nm-Dicke, die pseudomorph auf ELO-AlN gewachsen wurden. Die gestrichelte Linie zeigt, dass der Wechsel der Polarisation abhängig ist vom Aluminiumanteil in den Barrieren und QWs [23].

C-Band eine Γ_7^L Symmetrie. Bei GaN hingegen gilt folgende Reihenfolge: Γ_9^L , Γ_{7+}^L , Γ_7^L . Die Ursache für den Symmetriewechsel liegt in der großen negativen Kristallfeldenergie von AlN mit einem Wert von -221meV [20] im Vergleich zur positiven von GaN mit $12,3\text{meV}$ [21]. Bei Raumtemperatur wird, nach der Fermi-Dirac-Verteilung, das oberste Band mit der Γ_{7+}^L -Symmetrie, besetzt und aus Zuständen des p_z bestehend, wird transversal magnetisch (TM) polarisiertes Licht emittiert. Die strahlende Rekombination findet demnach überwiegend mit Elektronen und Löchern aus dem A-Band mit Γ_{7+}^L -Symmetrie statt. In GaN ist das oberste Valenzband am γ -Punkt mit Γ_9^L -Symmetrie. Das elektrische Feld des Lichtes ist senkrecht zur c-Kristallachse und wird durch Übergänge ins A- und B- Band erzeugt [22], die aus Zuständen des p_x -und p_y -Orbitals bestehen. Bei strahlender Rekombination von Elektronen mit den Löchern im A- und B-Band entsteht also überwiegend TE-polarisiertes Licht [22]. Licht kann nicht ausgekoppelt werden, da es nur in der x-y- Ebene (parallel zur Quantenfilmebene) emittiert. Daraus resultierend sinkt die Extraktionseffizienz und damit die EQE. Bei $Al_xGa_{1-x}N$ kommt es mit steigendem Aluminiumgehalt zu einer kontinuierlichen Verschiebung der Valenzbänder und es kommt zum sog. „anti-crossing“ des Γ_{7+}^L und Γ_7^L und resultiert in einer Änderung der Oszillatorstärke und damit der Polarisationseigenschaften [23]. Bedeutet, die Lichtemission ändert sich von hauptsächlich TE-polarisiertem Licht zu TM-polarisiertem Licht. Der genaue Aluminiumgehalt, an dem die

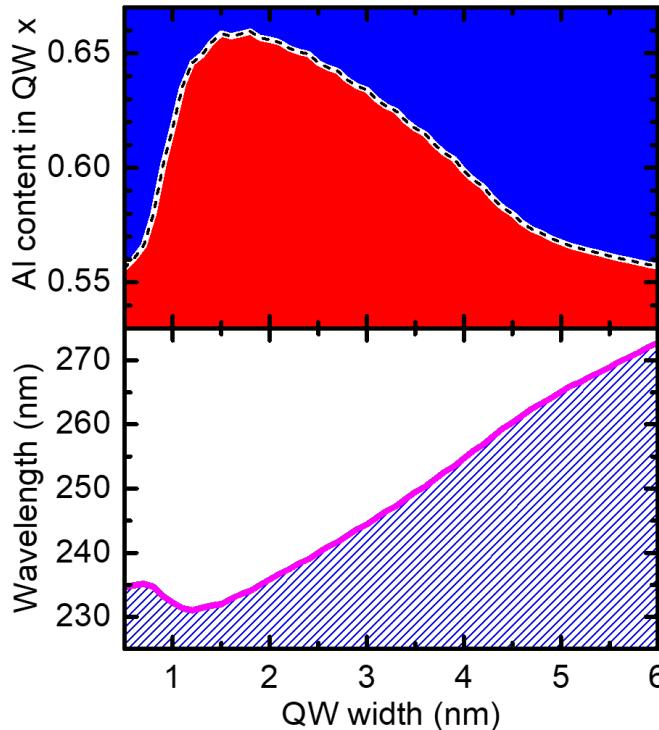


Abbildung 2.15: Ergebnisse der Simulation für die Polarisierung in Abhängigkeit von der QW-Dicke (Wellenlänge) und dem Al-Gehalt in den QWs [23].

Valenzbandkreuzung auftritt, ist noch nicht hinreichend bekannt. Theoretische Betrachtungen sagen für unverzerrtes $Al_xGa_{1-x}N$ einen Kreuzungspunkt bei ca. 7% vorher [24]. Durch den starken Einfluss von Verzerrungen auf die Energie der Valenzbandkante, ist die Polarisierung abhängig von der wachsenden biaxialen Verzerrung bei steigendem Aluminiumgehalt. So wurde von Kawanishi et al. experimentell der Wechsel bei einem Aluminiumgehalt von „75%“ festgestellt [25]. Noch dazu ist die Polarisierung bei Mehrfachquantenfilmen (engl. multiple quantum wells, kurz MQW) abhängig vom Ladungsträgereinschluss (engl. quantum confinement). Dieser ist hauptsächlich bestimmt durch die Barrierenhöhe und Barrierendicke. Mit kleiner werdender Barrierendicke, steigt der Grad der Polarisierung durch den gesteigerten Einfluss des QCSE [26]. Reich et al. untersuchte unter diesem Zusammenhang die optische Polarisierung der Emission von UVC-Leuchtdioden (LEDs) auf Basis von (0001) orientierten $Al_xGa_{1-x}N$ -MQWs mit Simulationen und Elektrolumineszenzmessungen [23]. Dabei stellte er fest, dass mit zunehmendem Aluminium-Gehalt in den QWs die inplanare-Intensität des TE polarisierten Lichtes gegenüber dem des TM

polarisierten Lichts abnimmt, was auf die Neuordnung der Valenzbänder in $Al_xGa_{1-x}N$ zurückzuführen ist. Durch Modellrechnungen, basierend auf dem $k\cdot p$ -Modell, wurde die Abhängigkeit der Polarisation von den Aluminiumkonzentrationen in den Barrieren und QWs für pseudomorph aufgewachsenes ELO-AlN berechnet Abb. [2.14]. Zusätzlich wurde die Polarisation in Abhängigkeit einer Variation der QW-Dicke und dem Al-Gehalt in den QWs betrachtet Abb. [2.15]. Diese Erkenntnisse lassen sich zusätzlich mit

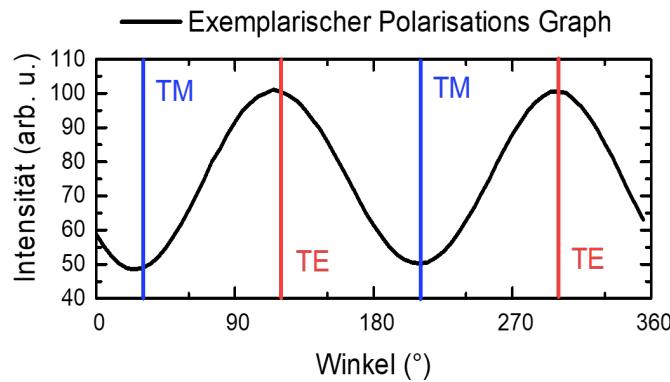


Abbildung 2.16: Exemplarischer Graph einer Polarisationsmessung mit Photolumineszenzspektroskopie. Zu sehen ist die integrierte Intensität in Abhängigkeit des Winkels eines Polarisators. Zur Bestimmung des Polarisationsgrades wird die integrierte Intensität der TM-Emission(Blau) I_T , und der TE-Emission(Rot) I_{TE} in Gleichung 2.16 eingesetzt.

Hilfe der Photolumineszenz prüfen. So lässt sich die Polarisation bestimmen, indem die Polarisation ρ der Photolumineszenzemission aus der Kante einer Probe mit Hilfe der Gleichung

$$\rho = \frac{I_{TE} - I_{TM}}{I_{TE} + I_{TM}} \quad (2.16)$$

bestimmt wird. Dabei ist I_{TE} die integrierte Intensität der TE-polarisierten und I_{TM} die Intensität der TM-polarisierten Emission.

Kapitel 3

Aufbau

3.1 Photolumineszenzaufbau

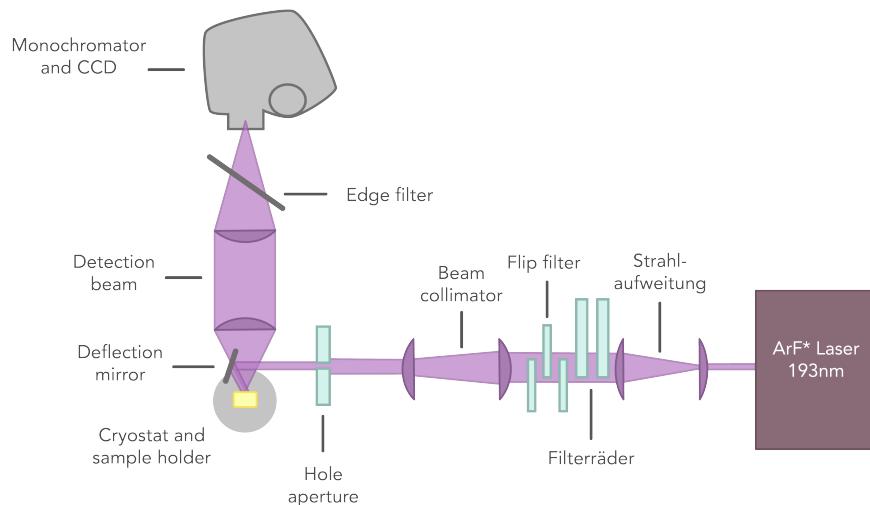


Abbildung 3.1

Für die experimentelle Untersuchung der UV-Photolumineszenz wurde der

PL-Aufbau der AG-Kneissl verwendet, den Christoph Reich in der Zeit seiner Masterarbeit aufgebaut und während seiner Promotion erweitert hat [27]. Als Anregungsquelle für die Photolumineszenz dient ein ArF-Excimerlaser mit einer Wellenlänge von 193 nm ($6,4\text{ eV}$). Mit dieser Wellenlänge ist er bestens geeignet für die Überbandanregung von Nitridhalbleitern. Des Weiteren bietet der Aufbau die Möglichkeit von temperaturabhängigen Untersuchungen von 5 K bis 300 K . Dies ist auch die Grundlage für die Bestimmung der Internen Quanteneffizienz (kurz IQE), die den Großteil der Thematik dieser Arbeit ausmachen wird. Der Laser mit dem Modellnamen "Xantos" von der Firma Coherent bietet eine maximale Emissionsenergie von 5 mJ und die Frequenz ist bis zu 500 Hz einstellbar bei einer Pulsdauer von 5 ns . Durch interne Rückkopplung ist eine Energiestabilisierung möglich, die die Schwankung der Anregungsleistung auf 3 Prozent minimiert.

Die Ansteuerung des kompletten Messvorgangs erfolgt durch die Messsoftware von Christoph Reich, entwickelt in der grafischen Programmiersprache "LabView" von Texas Instruments. Mit dieser ist es möglich alle nötigen Einstellungen an Pumpen, Heizern, Laser, Filtern und Spektrometer vorzunehmen, um einen komplett automatisierten Messvorgang zu starten, der nur noch aus Sicherheitsbedingungen überwacht werden muss. Spektren können so mit verschiedenen Parametern wie Position, Anregungsleistungsdichte, Temperatur, Energiebereich und Integrationszeit aufgenommen werden und auch ein Gaswechsel ist möglich.

Beginnend vom Laser wird im ersten Schritt der Laserstrahl durch ein Linsensystem bestehend aus einer Zerstreuungs- und Sammellinse aufgeweitet. Dieser Schritt ermöglicht es, die Anregungsleistungsdichte zu verringern, um die am Aufbau beteiligten Gerätschaften nicht mit zu hohen Leistungen zu beschädigen. Damit sind insbesondere die Filterräder gemeint. Mit Hilfe der Filterräder ist es möglich, die Anregungsleistungsdichte 61 stufig zu variieren und somit leistungsdichteabhängige IQE Messungen zu machen. Als nächstes passiert der Strahl ein Linsensystem aus zwei Sammellinsen für eine Strahlverkleinerung. Vor dem Auftreffen des Strahles am Probenhalter im Kryostaten passiert der Strahl noch eine Lochblende. Sie dient der Entfernung achsennaher Strahlen und um bei Bedarf den Strahldruckmesser noch weiter zu verringern. Um den Strahl

in Richtung des Probenhalters durch das Fenster im Kryostaten zu lenken, wird ein Spiegel mit einer dielektrischen Beschichtung benutzt. Der Laserstrahl durchdringt die Fenster des Kryostaten, diese sind speziell für eine hohe Transmission in diesem Wellenlängenbereich ausgelegt. Der Kryostat selbst ist horizontal und vertikal verfahrbar um die Messung mehrerer Proben im Probenhalter in einem Messvorgang bei gleichen Bedingungen zu ermöglichen. Die Proben werden mit einem Kleber auf dem Probenhalter selbst befestigt, bevor dieser in den Kryostaten geschoben wird. Die Anregung der Proben mit dem Laserstrahl führt zur Proben spezifischen Emission von Licht. Diese wird von einer Linse im Strahlengang vor dem Detektor eingefangen und von einer zweiten Linse eingefangen die auf den Monochromatorspalt fokussiert ist. Bei dem Monochromator handelt es sich um einen „iHR 320“ des Herstellers „Horiba“. Zur Verfügung stehen drei Blazegitter mit $300 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, $600 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ und $1800 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$. Bei der verwendeten Spaltbreite von $100 \mu\text{m}$, entspricht die maximale Auflösung in etwa 5 meV ($0,17 \text{ nm}$). Für Messungen oberhalb von 225 nm besteht die Möglichkeit einen Kantenfilter in den Strahlengang zu stellen, mit dem das Laserstreulicht als auch die höhere Ordnungen aus dem Spektrum zu entfernen. Bei dem CCD Chip handelt es sich um das Modell „Syncerity“ von „Horibaa“ der „open electrode“ Bauart mit 1024×256 einzelnen Pixeln.

3.2 Messaufbau Lichtpolarisation

Für die Messung der Lichtpolarisation erfolgt die Anregung der untersuchten Proben senkrecht zur Oberfläche. Die Lumineszenz der Probe wird aus der Kante gemessen, weil TM-polarisiertes Licht nur vertikal zur c-Achse emittiert wird, wie in Abbildung 2.13 zu sehen ist. die Lumineszenz wird dann unter kleinem Öffnungswinkel über eine Linse mit dahinter befindlicher Blende eingesammelt und parallelisiert. Das parallelisierte Licht wird dann durch einen Glan-Taylor-Polarisator geleitet. Dass das Licht parallelisiert ist, ist wichtig, wegen der anisotropen Brechzahl des Polarisators, die neben der Polarisationsrichtung auch von dem Eintrittswinkel abhängig ist und entscheidet ob der Strahl transmittiert oder reflektiert wird [28]. In Abhängigkeit der Orientierung des Polarisators, wird TE- oder TM-polarisiertes Licht transmittiert

und der eingestellte Winkel lässt sich 1 deg granular einstellen.

3.3 Bestimmung der Degradation des UV Quarzglases

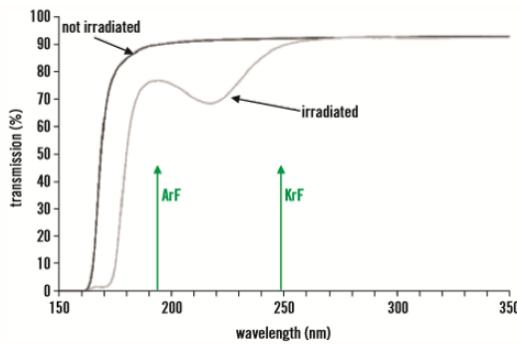
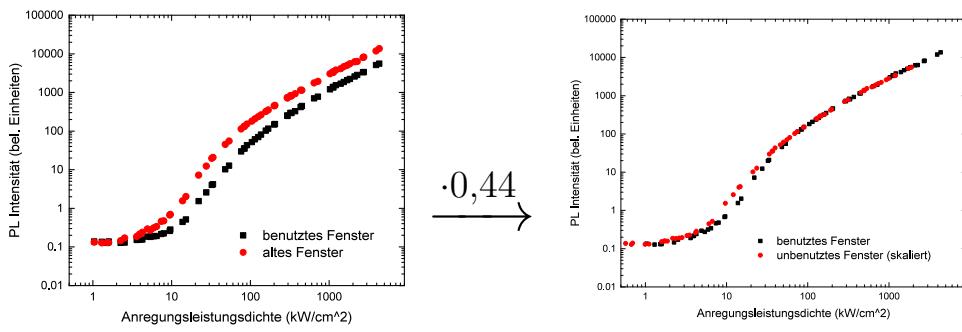


Abbildung 3.2: Vom Hersteller angegebene wellenlängenabhängige Transmission vor und nach Degradation durch Bestrahlung.

Da die Messung der Anregungsleistungsdichte erfolgt, bevor das Laserlicht die Probe durch das UV-Quarzglas im Kryostaten trifft, ist es wichtig den Transmissionsverlust zu bestimmen, um die realen Werte für die Anregungsleistungsdichte zu kennen (Die Anregungsleistungsdichte die bei der Probe ankommt). Der Kryostat besitzt vier Fenster, bestehend aus UV-Quarzglas, das besonders transparent im UV-Wellenlängen bereich ist. Durch diese Fenster dringt das Laserlicht in den Probenhalter ein. Von diesen Fenstern war und ist eines in dauerhaftem Gebrauch. Wie in Abb. 3.2 zu sehen ist, weisen die Fenster aber mit der fortlaufender Bestrahlung Degradation auf, so nimmt laut Hersteller durch Degradation die Transmission von 90 Prozent bis auf ca. 75 Prozent ab für eine Wellenlänge von 193 nm. Um nun den Transmissongrad zu bestimmen, wurde der Probenhalter aus dem Kryostat entfernt, damit das Laserlicht ungehindert durch zwei parallel liegende Fenster durchdringen kann, um so auch die Anregungsleistungsdichte des Laserlichtes nach durchdringen des letzten Fenster messen zu können. So konnte die Anregungsleistungsdichte vor dem Eintreten und nach dem Austreten in den Kryostaten bestimmt werden.

Dies wurde einmal bei den parallel liegenden unbenutzten Fenstern gemacht. Davon ausgehend, dass beide Fenster, da unbenutzt, den gleichen Transmissionsgrad haben, kann darauf zurückgeschlossen werden, dass ein unbenutztes Fenster einen Transmissionsgrad von 59 Prozent aufweist, was um ca. 10 Prozent von der Herstellerangabe abweicht, die aber nicht die Reflektion im Kryostaten mitberechnet. Um den Transmissionsgrad des benutzten Fensters



(a) PL Intensität in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte mit den benutzten und unbenutzten Fenstern

(b) Die Anregungsleistungsdichte des unbenutzten Fensters mit den rechnerisch bestimmten 0,44 skaliert

Abbildung 3.3

zu bestimmen, wurde die Transmission durch das benutzte Fenster und dem parallel liegenden unbenutzten Fenster gemessen. Mit dem Wissen, dass der Transmissionsgrad durch das unbenutzte Fenster bei 59 Prozent ($T_{unb} = 0,59$), kann die Transmission durch das benutzte Fenster auf 26 Prozent ($T_{ben} = 0,26$) runtergerechnet werden. Davon ausgehend, dass die Transmission bei höheren Wellenlängen (Emission) gleich und bei beiden Fenstern ähnlich ist,

$$F_{skal} = \frac{T_{ben}}{T_{unb}} = 0,44 \quad (3.1)$$

kann der Skalierungsfaktor mit für die Anregungsleistungsdichte auf 0,44 bestimmt werden. Was bedeutet, dass durch Degradation die Transmission auf 44 Prozent der ursprünglichen Transmission gesunken ist. Dies bestätigt sich auch durch die Gegenüberstellung in Abb. 3.3. Dies bedeutet, dass durch die zeitliche Degradation die Transmission auf 44 Prozent der ursprünglichen gesunken ist. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass von der Anregungsleistungsdichte durch die

geringe Transmission der Fenster und Reflektion im und außerhalb des Kryostaten nur ca. 26 Prozent bei der Probe ankommen.

3.4 Erweiterung der Filterkombinationen

Im Zuge dieser Arbeit wurden für eine Erhöhung der Messpunkte und Verringerung von Rauschen bei der leistungsdichteabhängigen Messung der IQE die Anzahl der Filterkombination erhöht. Dafür wurden die alten zwei Filterräder durch drei neue ersetzt.

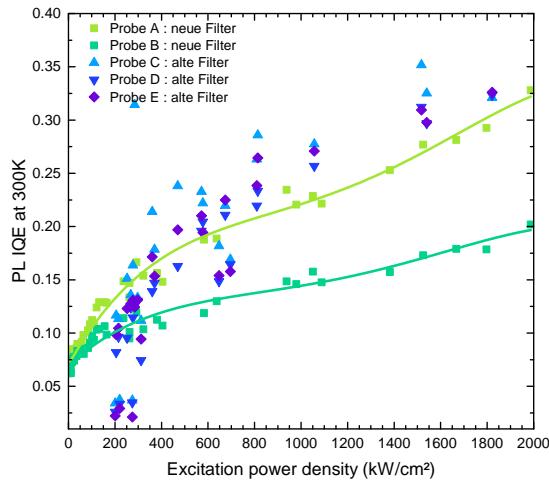


Abbildung 3.4: Vergleich der Messung von insgesamt 5 ähnlichen Proben. 3 Proben (blau) wurden mit dem alten Setup gemessen. 2 Proben (grün, durchgezogene Linie) wurden mit dem neuen Setup gemessen.

Durch die erhöhte Anzahl möglicher Filterkombinationen ist es möglich, statt nur 27 verschiedene Messpunkte 61 zu messen. Es ist deutlich sichtbar, dass speziell der Bereich der geringen Anregungsleistungsdichten viel besser aufgelöst werden kann (Abb: [3.4]). Und wie zu erwarten, sinkt die Intensität nicht mehr plötzlich ab einer Anregungsleistungsdichte von $200 \frac{kW}{cm^2}$ auf 0, sondern weist stattdessen eine Ordinate größer Null auf. Wie laut Gleichung 4.9 zu erwarten wäre. Somit hat die Erweiterung und Verbesserung der Filterräder, nicht nur mehr Präzision und weniger Rauschen als Ergebnis, sondern liefert nun auch physikalisch verwertbarere Werte.

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Einfluss der Auger-Rekombination auf die IQE

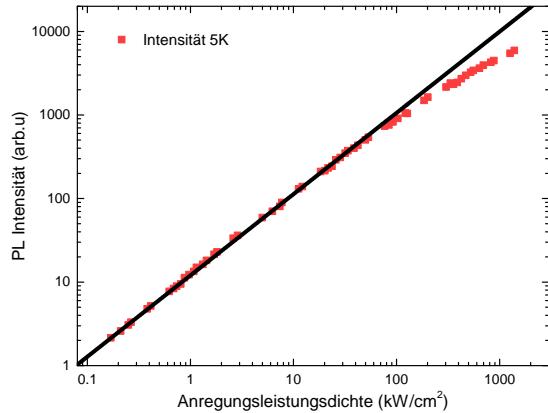


Abbildung 4.1: Die Grafik zeigt die integrierte Intensität bei Tieftemperatur ($5K$) in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte. In doppeltlogarithmischer Darstellung müsste die integrierte Intensität wegen $R = B \cdot n^2$ linear steigen (schwarze Linie).

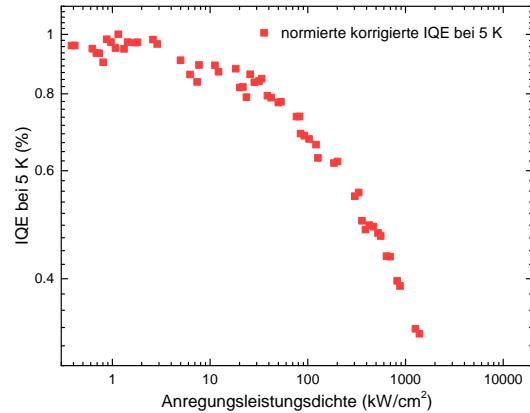


Abbildung 4.2: Die Grafik zeigt die normierte korrigierte IQE bei $5K$ nach Gleichung [4.1]

Das bisher benutzte Modell zur Bestimmung der PL-IQE ging davon aus, dass bei Tieftemperatur keine Auger-Rekombination (Gleichung) vorkommt, aber wie in Abb. [4.1] deutlich zu erkennen, nimmt der Verlauf der PL-Intensität in

doppeltlogarithmischer Darstellung gegenüber der Anregungsleistungsdichte (die direkt proportional zur Ladungsträgerdichte ist), im Bereich höherer Anregungsleistungen (entsprechend höheren Ladungsträgerdichten) deutlich ab und weist keinen linearen Verlauf mehr auf, den er aber durch eine allein quadratische Abhängigkeit (in doppeltlogarithmischer Darstellung linear) haben sollte. Dies zeigt, dass die IQE nicht, wie bisher angenommen, immer bei 100 Prozent liegt, sondern auch bei Tieftemperatur Anregungsleistungsdichte abhängig ist. Um dies zu berücksichtigen, wird nun die IQE bei 5K definiert als:

$$IQE_{corr}(T = 5K, P_{exc}) = \frac{\frac{I_{pl}(T, P_{exc})}{P_{exc}}}{I_{norm}} \quad (4.1)$$

mit dem Maximum der Verhältnisse von integrierter PL-Intensität zu Anregungsleistungsdichte als Normierungsfaktor über alle n Anregungsleistungsdichten

$$I_{norm} = \left\| \sum_{i=1}^n \frac{I_{pl}(T, P_{exc,i})}{P_{exc,i}} \right\|_{max} \quad (4.2)$$

Wobei $I_{pl}(P_{exc})$ die von der Anregungsleistungsdichte P_{exc} und Temperatur

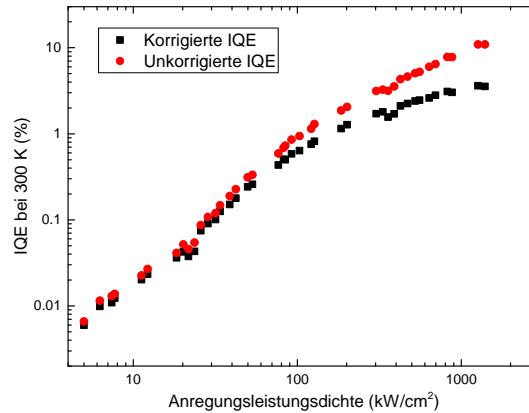


Abbildung 4.3: Die Grafik zeigt die korrigierte IQE bei 300K nach Gleichung [4.3]

$T = 5K$ abhängige integrierte PL-Intensität ist. Die integrierte PL-Intensität wird durch die Anregungsleistungsdichte dividiert und auf das Maximum

normiert, so dass das Maximum der IQE bei $5K$ bei der geringsten Anregungsleistungsdichte mit der geringsten Auger-Rekombination liegen sollte. Um nun die IQE bei Raumtemperatur zu bestimmen, wird die nach dem alten Verfahren ermittelte IQE multipliziert mit den neu ermittelten Werten passend zur Anregungsleistungsdichte.

$$IQE_{corr}(T, A_{exc}) = \frac{IQE(T, A_{exc})}{IQE(5K, A_{exc})} \cdot IQE_{corr}(5K, A_{exc}) \quad (4.3)$$

Die IQE bei $5K$ dient hierbei also als Skalierungsfaktor, der den Einfluss der Auger-Rekombination bei Raumtemperatur korrigiert. Somit fällt im Vergleich insbesondere auf, dass die Skalierung bei den kleinsten Anregungsleistungsdichten am geringsten Einfluss hat und mit steigender Anregungsleistungsdichte kubisch steigt, so dass die nach dem alten Verfahren ermittelten IQE-Werte bei höheren Anregungsleistungsdichten deutlich nach unten korrigiert werden müssen.

fssfsdf

4.2 Einfluss der Siliziumdotierung auf die IQE

Das ABC-Modell stellt aber nur eine Vereinfachung dar und berücksichtigt nicht alle vorkommenden Effekte wie beispielsweise Lokalisierung, Screening durch Ladungsträger und Dotierung. Der Effekt der Dotierung spielt dabei eine besonders wichtige Rolle, da eine Siliziumdotierung üblich in UV-Leds ist und einen großen Einfluss hat. Nach [15] kann gezeigt werden, dass die Ratengleichungen, mit der Annahme einer Dotierung für die die Radiative Rekombination sich ändert und soll nun hergeleitet werden:

Jeder dotierte oder undotierte Halbleiter hat zwei Arten von Ladungsträgern, Elektronen und Löcher. Im Gleichgewicht, bedeutet ohne externe Anregung durch Absorption von Licht oder Injektion von Elektronen, ist das Produkt von Elektronen- und Lochkonzentration eine konstante Größe.

$$n_0 \cdot p_0 = n_i^2 \quad (4.4)$$

Hierbei sind n_0 und p_0 die Elektron- und Lochkonzentration unter

Gleichgewichtsbedingung und n_i damit die intrinsische Ladungsträgerkonzentration. Werden zusätzlich die durch Anregung erzeugten Ladungsträger betrachtet, so ist die Gesamtladungsträgerkonzentration gegeben als Summe der Anregungs- und Gleichgewichtsladungsträger.

$$n_{ges} = n_0 + n \text{ und } p_{ges} = p_0 + p \quad (4.5)$$

Hierbei sind n und p die Anregungsladungsträger. Die Anzahl der stattfindenden Rekombination zwischen Elektronen und Löchern sind direkt proportional zur Elektronen- und Ladungsträgerkonzentration, so gilt, $R \propto n \cdot p$. Mit einer Proportionalitätskonstante, wird Rekombinationrate pro Zeit und Volumen definiert als

$$R = -\frac{dn_{ges}}{dt} = -\frac{dp_{ges}}{dt} = B \cdot n_{ges} \cdot p_{ges} \quad (4.6)$$

Weil Elektronen und Löcher bei Anregung paarweise erzeugt werden und verschwinden (durch Rekombination), gilt

$$n(t) = p(t) \quad (4.7)$$

Die radiative Rekombinationrate wird dann mit $p_0 = 0$ und Gleichung [4.7] zu

$$\begin{aligned} R_{rad} &= B \cdot (n_0 + n) \cdot (p_0 + p), \\ R_{rad} &= B \cdot (n_0 + n) \cdot (n), \\ R_{rad} &= B \cdot n^2 \cdot n \cdot n_0 \end{aligned} \quad (4.8)$$

Dabei beschreibt n_0 die Ladungsträgerkonzentration durch die Siliziumdotierung. Somit wird die IQE zu:

$$IQE = \frac{B \cdot n^2 + B \cdot n \cdot n_0}{A \cdot n + B \cdot n^2 + B \cdot n \cdot n_0 + C \cdot n^3} \quad (4.9)$$

Und hat einen enormen Einfluss auf die Ordinate, wie in Abb. [??] zu sehen ist.

4.3 Untersuchung der optischen Polarisation an AlGaN MQWs mit Photolumineszenzspektroskopie

Um die Polarisation und den Kreuzungspunkt der Simulationen von Christoph Reich experimentell zu überprüfen, wurden die Polarisation von zwei Probenserien mit Hilfe von Photolumineszenz-Spektroskopie untersucht. Die untersuchten Probenserien unterteilen sich in eine QW-Dicken-Variation (Serie A) und einer Serie mit Variation des Al-Gehalts (Serie B) in den QWs. Die Proben wurde alle bei Raumtemperatur (300K) untersucht und die Emission wurde aus der Kante der Probe gemessen um eine Absorption und Einfluss an der obersten Barriere zu vermeiden. Weil es möglicherweise Auswirkungen des ELO auf die Polarisation gibt, wurde der Einfluss des ELO mit untersucht.

4.3.1 Variation des Al-Gehalts in den QWs

Die Untersuchung der Al-Variations Serie, dient dem Zweck, anhand eines variierenden Al-Gehalts in den QWs und einem festen Al-Gehalt in der Barriere den Übergang von TE zu TM (siehe Abb. [2.14] in Kapitel 2.10) bei fester QW-Dicke experimentell zu überprüfen. Dazu wurden vier Proben auf ELO-AlN gewachsen, mit einer darauf folgenden AlN(100%) Buffer-Schicht. Auf die Buffer-Schicht folgt zuletzt die aktiven Zone, mit einem zwischen der ersten und letzten undotierten AlN-Barriere eingebetteten dreifach $Al_xGa_{1-x}N$ QWs mit einer Dicke von 1,5nm und dazwischen AlN-Barrieren einer Dicke von 5nm. Der Aluminium-Gehalt der QWs wurde variiert mit x= 60 %, 68 %, 73 %, 81 %. Der Einfluss des unterschiedlichen Al-Gehalts auf die Emissionsenergie ist in Abb. [4.4] zu erkennen. Die kleinste Wellenlänge hat Probe A:4 mit einem Al-Gehalt von 81%, die theoretisch ausreicht um im Vergleich mit den anderen Proben zumindest einen Abfall des Polarisationgrades der TE-Polarisation zu erkennen. Dazu wurden Proben vertikal und horizontal zur ELO-Richtung positioniert und gemessen. Abbildung [4.5] zeigt die Ergebnisse der Polarisationsmessungen. So zeigen die Proben A:1 und A:2 mit einem Al-Gehalt von 60% und 68%

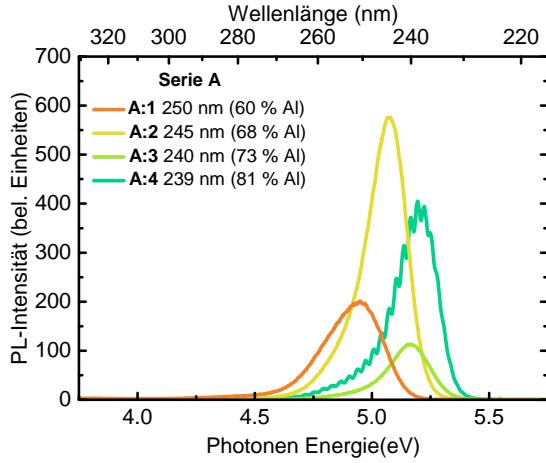


Abbildung 4.4: PL-Spektren der Serie A. Die Emission verschiebt sich mit steigendem Al-Gehalt in den QWs hin zu kleinen Wellenlängen durch die steigende Bandlückenenergie.

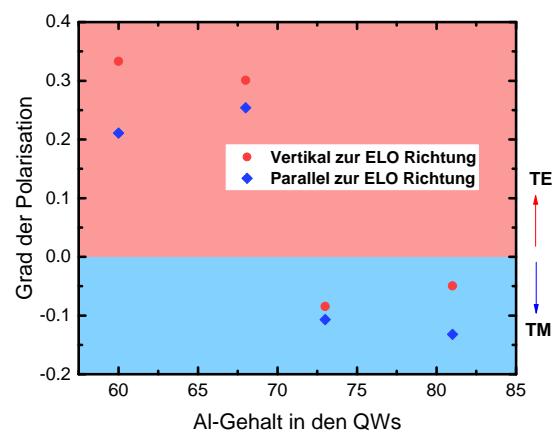


Abbildung 4.5: Ergebnisse der Polarisationsmessungen an Serie A mit den Polarisationsgraden abhängig vom Al-Gehalt des QW und zusätzlich mit den Messwerten in Abhängigkeit der ELO-Richtung.

TE-Polarisation. Der Grad der Polarisation ist zusätzlich noch abhängig von der Positionierung der ELO-Streifen. So haben die Proben A:1 und A:2 vertikal zur ELO-Richtung Polarisationsgrade von $\rho = 0,33$ und $\rho = 0,30$ und parallel zur ELO-Richtung deutlich geringe Polarisationsgrade mit $\rho = 0,22$ und $\rho = 0,25$. Die Proben A:3 und A:4 mit 73% und 81% Al-Gehalt weisen TM-Polarisation auf mit Polarisationsgraden von $\rho = -0,09$ und $\rho = -0,05$ vertikal zur ELO-Richtung und $\rho = -0,11$ und $\rho = -0,14$ parallel zur ELO-Richtung. Es zeigt sich demzufolge, dass die Polarisation sich mit steigendem Al-Gehalt von TE- hin zu TM-Polarisation ändert durch die Neuordnung der Valenzbänder. Der Wechsel findet bei einer Wellenlänge von ca. 240nm statt und ist in guter Übereinstimmung mit den Simulation (siehe Abb. [2.14]). Überdies ist eine Abhängigkeit der Ausrichtung der ELO-Streifen zu beobachten. Mögliche Erklärungen wären, dass es durch Brechungsindexwechsel vom Freiraum des ELO zum Kristall, es zu Reflektion des emittierten Lichtes und damit zu Interferenzerscheinungen kommt oder das ELO beeinflusst die Verzerrung im Kristall so, dass die für die Simulation angenommene biaxiale Verzerrung nicht mehr zutrifft.

4.3.2 Variation der QW-Dicke

Die Untersuchung der QW-Dicken Variations Serie, dient dem Zweck, anhand der variierenden QW-Dicke bei einem festen Al-Gehalt in QW und Barriere den Übergang von TE zu TM (siehe Abb. [2.15] in Kapitel 2.10) experimentell zu überprüfen. Dazu wurden vier Proben auf ELO-AlN gewachsen, mit einer darauf folgenden AlN(100%) Buffer-Schicht. Auf die Buffer-Schicht folgt zuletzt die aktiven Zone, mit einem zwischen der ersten und letzten undotierten AlN-Barriere eingebetteten dreifach $Al_{0.6}Ga_{0.4}N$ QWs und dazwischen $Al_{0.81}Ga_{0.19}N$ -Barrieren einer Dicke von 5nm. Der Einfluss des unterschiedlichen QW-Dicke auf die Emissionsenergie ist in Abb. [4.6] zu erkennen. Mit steigender QW-Dicke sinkt die Emissionsenergie und steigt die Wellenlänge aufgrund des QCSE und Confinements. Die Emission der Barriere ist mit steigender Dicke besser erkennbar. die Ergebnisse der Polarisationsmessung zeigen eine eindeutig

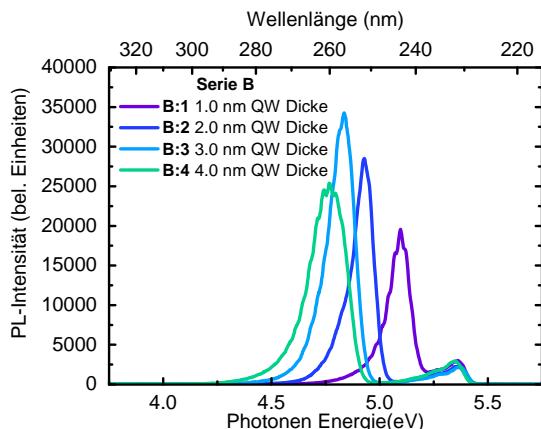


Abbildung 4.6: PL-Spektren der Serie B. Die Emission verschiebt sich mit steigender QW-Dicke hin zu größeren Wellenlängen durch den QCSE und Confinement.

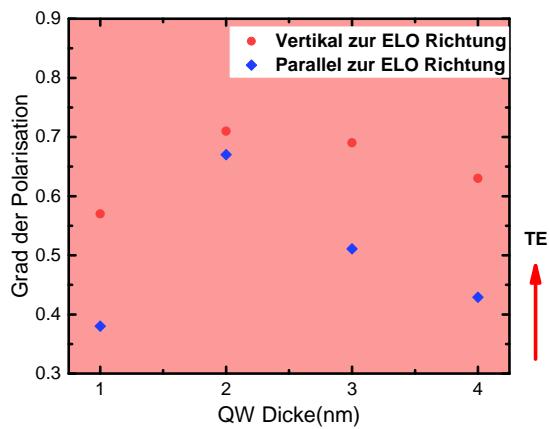


Abbildung 4.7: PL-Spektren der Serie B. Die Emission verschiebt sich mit steigendem Al-Gehalt in den QWs hin zu kleineren Wellenlängen durch die steigende Bandlückenenergie.

dominante TE-Polarisation die auch abhängig von der ELO-Richtung ist. Die Probe B:2 zeigt die höchste TM-Polarisation mit einem Polarisationsgrad von $\rho = +0,72$ vertikal zur ELO-Richtung.

4.4 Untersuchung optisch gepumpter Laserstrukturen auf unterschiedlichen Templates

Dieses Kapitel widmet sich der Untersuchung zweier Probenreihen von optisch gepumpten Laserstrukturen, die aus Rezepten aus zwei unterschiedlichen Serien stammen. Die beiden Serien unterscheiden sich im wesentlichen dadurch, dass sie mit(Serie 2) und ohne Übergitter(Serie 1)gewachsen wurden. Sie haben alle eine aktive Zone, die sich zusammen setzt aus zwei 5nm dicken und siliziumdotierten $Al_{0.8}Ga_{0.3}N$ -Barrieren zwischen den drei 2.2nm dicken $Al_{0.56}Ga_{0.44}N$ QWs. Die aktive Zonne befindet sich zwischen einem 30 nm dicken $Al_{0.70}Ga_{0.30}N$ und einem 85 nm dicken Waveguide als oberste Schicht. Der Wellenleiter hat den Zweck, die optische Mode einzuschließen, daher ist ein hoher Brechungsindexsprung zwischen den Barrieren der aktiven Region und der darüberliegenden Schichten notwendig. Dieser Block an Schichten bildet die unveränderte Grundlage für alle in diesem Kapitel untersuchten Proben. Die Proben weisen untereinander Unterschiede in ihren Substraten auf, so sind zwei Proben der Serie 1 auf AlN-Bulk zweier unterschiedlicher Hersteller (HexaTech, IKZ) gewachsen und alle anderen Proben auf ELO AlN/Sapphire mit jeweils 3 unterschiedlichen Fehlschnitt-Winkeln. Tabellarisch sieht die Zusammenstellung wie folgt aus:

Serie 1			Serie 2		
Name	offcut	Template	Name	offcut	Template
A	0.1°m	ELO	A-SL	0.1°m	ELO
B	0.1°m*	ELO	B-SL	0.1°m*	ELO
C	0.2°m	ELO	C-SL	0.2°m	ELO
D	0.1°m	Bulk(IKZ)			
E	0.1°m	Bulk(Hexatech)			

Die Untersuchung des Einflusses des Fehlschnitt-Winkels des Substrates, ist insofern interessant, da dieser eine entscheidende Rolle beim Wachstum der

Heterostrukturen spielt. Er erlaubt es die Wachstumskinetik zu steuern, so dass sich die Schichten in die kristalline Struktur formen wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist. Der Fehlschnitt-Winkel α ist die Winkel-Differenz zwischen Oberflächennormale und der c-Richtung. Für ein $\alpha \leq 0,12$ wurde gezeigt, dass es zu Stufenfluss kommt und somit zu relativ glatten Oberflächen mit wellenartiger Morphologie und mit $\alpha \geq 0,16$ in Stufenbündelwachstum mit Makrostufen resultieren kann. Dies ist nicht unwichtig für Laserstrukturen, da glatte Oberflächen optische Streuung an der Oberfläche verringern, sollten aber keinen Effekt auf die IQE haben. Allerdings kann an den Stufenkanten verstärkt Ga eingebaut und somit die Zusammensetzung der aktiven Zone inhomogen werden [11] [12] [29], was wiederum einen Einfluss auf die IQE durch Lokalisierung haben könnte. Die Makrostufen können allerdings zu einer Reduktion der TDD

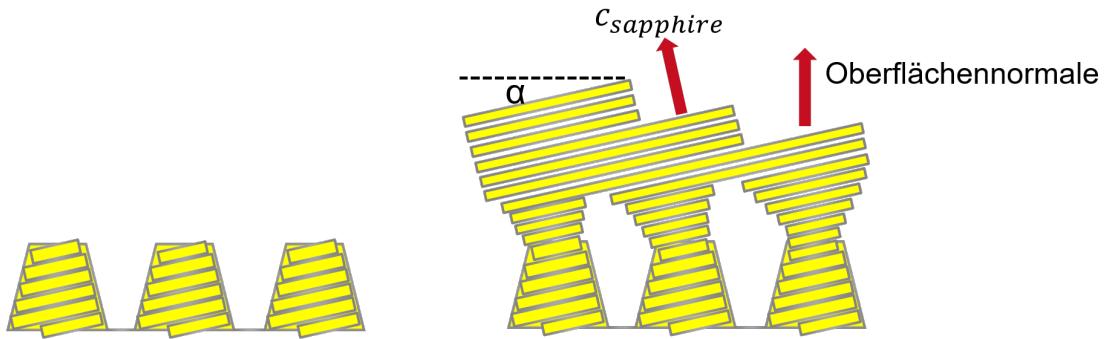


Abbildung 4.8: Einfluss des Fehlschnitt-Winkels auf das Wachstum bei ELO AlN/Saphir.

beitragen, die wiederum in der IQE sichtbar ist wie Abb. [2.4] zeigt. Bei Proben mit einem geringen Fehlschnitt von $\alpha = 0,12$ verlaufen die Versetzungen senkrecht zur Kristalloberfläche. Bei Proben mit einem großen Fehlschnitt von $\alpha = 0,16$ verlaufen die Versetzungen diagonal wie Abb. [??] zeigt. Bei diesen Versetzungen handelt es sich um sogenannten Koaleszenzkorngrenzen die an der Oberfläche als Makrostufen zu erkennen sind [12]. Bei Schichtdicken $\geq 10\mu m$ kreuzen diese diagonal verlaufenden Makrostufen die versetzungsreichen Gebiete zwischen den geätzten Gräben im ELO oft genug um diese fast vollständig zu annihilieren [29]. Solche Dicken sind aber schwierig zu realisieren durch das



Abbildung 4.9: Querschnitts-TEM-Aufnahmen mit den sichtbaren senkrecht und diagonal verlaufenden Schraubenversetzungen

schwierige Wachstum und der entstehenden Krümmung des Wafers. Bei den hier verwendeten Schichtdicken von $\geq 1 \mu\text{m}$ ist nur eine teilweise Annihilation und damit eine Defektreduktion von $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ auf $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ zu erwarten [29]. Weiter beachtet werden muss, dass bei den darauf folgenden Schichten eine Planarisierung stattfinden muss, um eine möglichst ebene aktive Zone zu haben.

4.4.1 UVC-Laser Strukturen auf ELO ohne Übergitter

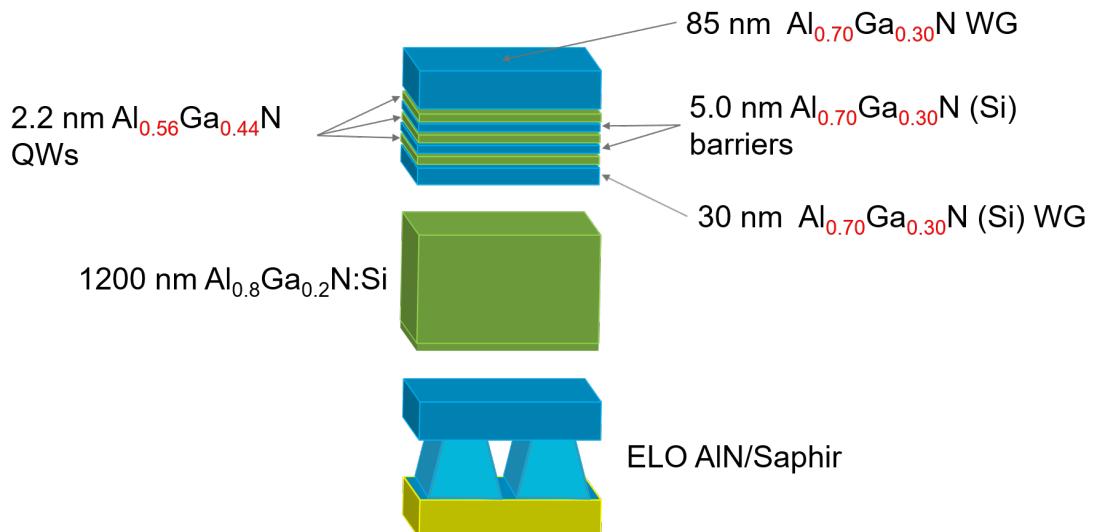


Abbildung 4.10: Schichtstruktur der untersuchten Proben.

Die drei untersuchten Proben A-ELO, B-ELO und C-ELO setzen sich zusammen aus der oben genannten aktiven Zone. Das Substrat ist ELO AlN/Saphir und darauf aufgewachsen wurde eine 1200 nm dicke $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{N}$ -Bufferschicht (Abb. [4.10]). Die zentrale Wellenlänge der Proben befindet sich bei $(271 \pm 1)\text{ nm}$ wie in Abb. [4.11] zu sehen ist. Durch die nicht resonante Anregung ist der QW-Peak und auch der QB-Peak bei Tieftemperatur bei allen Proben zu sehen, der Anteil des QB-Peaks sinkt aber mit steigender Temperatur durch die steigende kinetische Energie der Elektronen, die bevorzugt in die Leitungsbandminima (den QWs) wandern (thermisches Diffundieren). Die Probe C-ELO zeigt bei $5K$

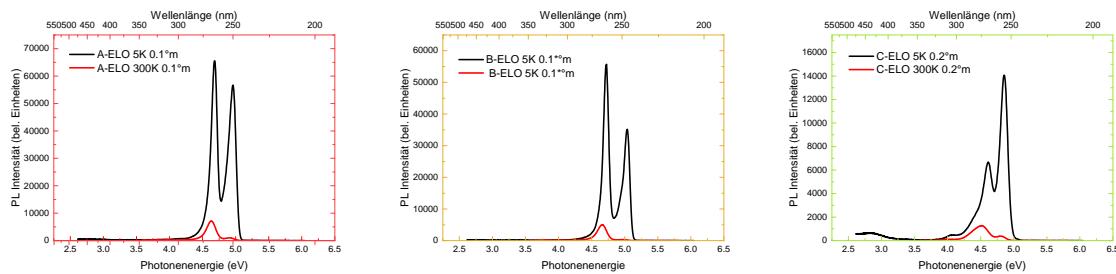


Abbildung 4.11: Aufnahme der Spektren der Proben A-ELO mit einem Fehlschnittwinkel von 0.1 in die Standard m-Richtung, Probe B-ELO mit einem Fehlschnittwinkel von 0.1 die andere m-Richtung und Probe C-ELO mit einem Fehlschnittwinkel von 0.2 in die standard m-Richtung.

ein abweichendes Verhalten bezüglich der Verteilung der Intensität auf QB-Peak und QW-Peak. Ein möglicher Grund könnte die Fokussierung sein oder der oberste Waveguide der den gleichen Al-Gehalt hat wie die QBs, absorbiert einen Großteil des Lichtes bevor es in die QWs gelangt. Anhand der Intensitäten allein, ist noch kein Rückschluss auf die IQE der Proben zu schliessen, durch die unterschiedliche Positionierung der Proben und Fokussierung. Dennoch ist hier bereits auffällig, dass die Probe C-ELO (grün) eine deutlich geringere Intensität bei RT und TT hat. Dies bestätigt sich in den Abbildungen [??] und [??] für die integrierte Intensität in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte für RT und TT. Die Proben A-ELO und B-ELO zeigen keinen signifikanten Unterschied zueinander in den Intensitäten, der Rückschlüsse auf unterschiedliche IQEs erlaubt, aber bei Probe C-ELO ist durch den drastischen Unterschied zu erwarten, dass sie die geringste IQE haben müsste, da sie mit signifikantem

Abstand am schwächsten leuchtet. Dennoch zeigt die IQE bei RT (Abb.

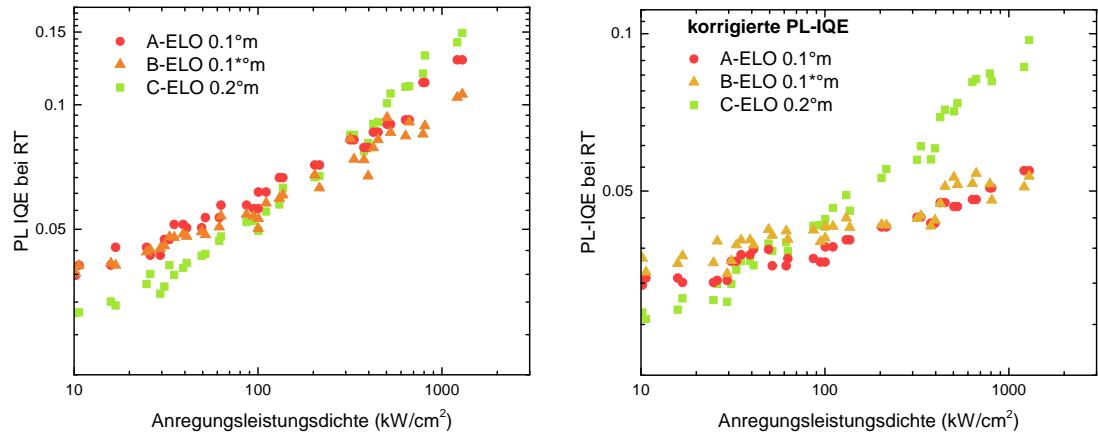


Abbildung 4.12: Die Standard-IQE und die korrigierte IQE bei Raumtemperatur. Die korrigierte IQE fällt deutlich geringer aus für alle Proben.

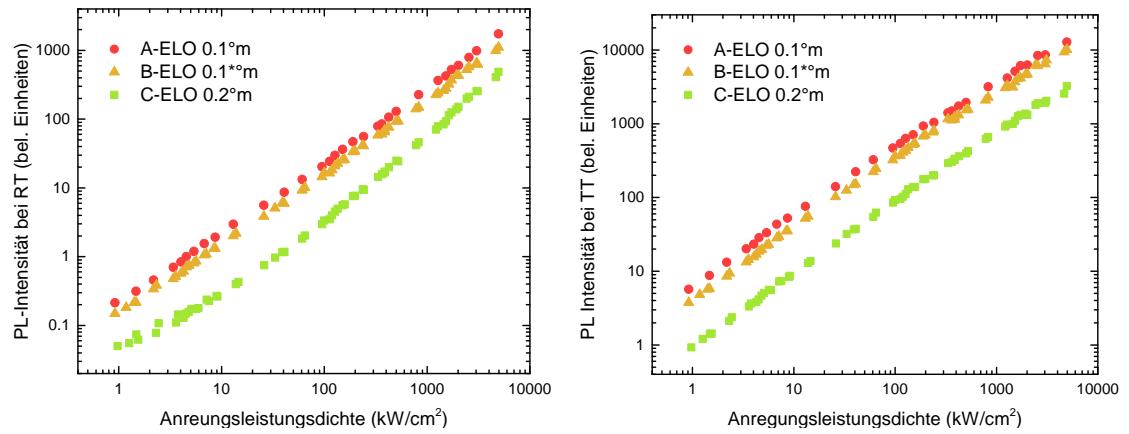


Abbildung 4.13: Die integrierte Intensität in Abhängigkeit der Anregungsleistungs-dichte bei Raum- und Tieftemperatur in doppelt-logarithmischer Darstellung.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Risk, T. Gosnell, and A. Nurmikko, *Compact Blue-Green Lasers*. Cambridge studies in modern optics, Cambridge University Press, 2003.
- [2] C. Reich. Persönliche Kommunikation.
- [3] J. Piprek, *Nitride semiconductor devices: principles and simulation*. John Wiley & Sons, 2007.
- [4] M. Feneberg, R. A. R. Leute, B. Neuschl, K. Thonke, and M. Bickermann., “High-excitation and high-resolution photoluminescence spectra of bulk aln,” *Phys. Rev. B*, vol. 82:075208, no. 2, 2000.
- [5] S. R. Lee, A. F. Wright, M. H. Crawford, G. A. Petersen, J. Han, and R. M. Biefeld, “The band-gap bowing of algan alloys,” *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 22, pp. 3344–3346, 1999.
- [6] C. Buchheim, *Dielektrische Funktion und elektrooptische Eigenschaften von (Al,Ga)N/GaN - Heterostrukturen*. PhD thesis, Technische Universität Ilmenau, 2010.
- [7] U. W. Pohl, *Epitaxy of Semiconductors: Introduction to Physical Principles*. Graduate Texts in Physics, Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [8] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, M. H. A. Link, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. B. Matthias, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, and L. Eastmann, “Pyroelectric properties of al(in)gan/gan hetero- and quantum well structures,” *Journal of Physics: Condensed Mater*, vol. 82:075208, no. 14:3399, 2002.

- [9] J. Takatsu, R. Fuji, J. Tatebayashi, D. Timmerman, A. Lesage, T. Gregorkiewicz, and Y. Fujiwara, “Growth and optical characteristics of tm-doped algan layer grown by organometallic vapor phase epitaxy,” *Journal of Applied Physics*, vol. 123, no. 16, p. 161406, 2018.
- [10] M. Kneissl, T. Kolbe, C. Chua, V. Kueller, N. Lobo, J. Stellmach, A. Knauer, H. Rodriguez, S. Einfeldt, Z. Yang, N. M. Johnson, and M. Weyers, “Advances in group iii-nitride-based deep uv light-emitting diode technology,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 26, no. 1, p. 014036, 2011.
- [11] U. Zeimer, V. Kueller, A. Knauer, A. Mogilatenko, M. Weyers, and M. Kneissl, “High quality algan grown on elo aln/sapphire templates,” vol. 377, p. 32–36, 08 2013.
- [12] A. Mogilatenko, V. Küller, A. Knauer, J. Jeschke, U. Zeimer, M. Weyers, and G. Tränkle, “Defect analysis in algan layers on aln templates obtained by epitaxial lateral overgrowth,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 402, pp. 222 – 229, 2014.
- [13] V. Küller, *Versetzungsrreduzierte AlN-und AlGaN-Schichten als Basis für UV LEDs*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2014.
- [14] M. Imura, K. Nakano, G. Narita, N. Fujimoto, N. Okada, K. Balakrishnan, M. Iwaya, S. Kamiyama, H. Amano, I. Akasaki, T. Noro, T. Takagi, and A. Bandoh, “Epitaxial lateral overgrowth of aln on trench-patterned aln layers,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 298, pp. 257 – 260, 2007. Thirteenth International Conference on Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (ICMOVPE XIII).
- [15] E. F. Schubert, *Light Emitting Diodes, Second Edition*. Cambridge University Press, 2006.
- [16] Q. Dai, M. F. Schubert, M. H. Kim, J. K. Kim, E. F. Schubert, D. D. Koleske, M. H. Crawford, S. R. Lee, A. J. Fischer, G. Thaler, and M. A. Banas, “Internal quantum efficiency and nonradiative recombination
-

- coefficient of gainn/gan multiple quantum wells with different dislocation densities,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 11, p. 111109, 2009.
- [17] Z. Bryan, I. Bryan, J. Xie, S. Mita, Z. Sitar, and R. Collazo, “High internal quantum efficiency in algan multiple quantum wells grown on bulk aln substrates,” *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 14, p. 142107, 2015.
- [18] M. Guttmann. Persönliche Kommunikation.
- [19] S. Wei and A. Zunger, “Valence band splittings and band offsets of aln, gan, and inn,” *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 18, pp. 2719–2721, 1996.
- [20] M. Feneberg, M. F. Romero, M. Röppischer, C. Cobet, N. Esser, B. Neuschl, K. Thonke, M. Bickermann, and R. Goldhahn, “Anisotropic absorption and emission of bulk (1100) aln,” *Phys. Rev. B*, vol. 87, p. 235209, Jun 2013.
- [21] R. Ishii, A. Kaneta, M. Funato, Y. Kawakami, and A. A. Yamaguchi, “All deformation potentials in gan determined by reflectance spectroscopy under uniaxial stress: Definite breakdown of the quasicubic approximation,” *Phys. Rev. B*, vol. 81, p. 155202, Apr 2010.
- [22] Y. Taniyasu and M. Kasu, “Origin of exciton emissions from an aln p-n junction light-emitting diode,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 13, p. 131910, 2011.
- [23] C. Reich, M. Guttmann, M. Feneberg, T. Wernicke, F. Mehnke, C. Kuhn, J. Rass, M. Lapeyrade, S. Einfeldt, A. Knauer, V. Kueller, M. Weyers, R. Goldhahn, and M. Kneissl, “Strongly transverse-electric-polarized emission from deep ultraviolet algan quantum well light emitting diodes,” *Applied Physics Letters*, vol. 107, no. 14, p. 142101, 2015.
- [24] J. E. Northrup, C. L. Chua, Z. Yang, T. Wunderer, M. Kneissl, N. M. Johnson, and T. Kolbe, “Effect of strain and barrier composition on the polarization of light emission from algan/aln quantum wells,” *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 2, p. 021101, 2012.
-

- [25] H. Kawanishi, E. Niikura, M. Yamamoto, and S. Takeda, “Experimental energy difference between heavy- or light-hole valence band and crystal-field split-off-hole,” *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 25, p. 251107, 2006.
- [26] T. K. Sharma, D. Naveh, and E. Towe, “Strain-driven light-polarization switching in deep ultraviolet nitride emitters,” *Phys. Rev. B*, vol. 84, p. 035305, Jul 2011.
- [27] C. Reich, *Photolumineszenzspektroskopie an (In)AlGaN-Heterostrukturen für UV-Emitter*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2011.
- [28] J. F. Archard and A. M. Taylor, “Improved glan-foucault prism,” *Journal of Scientific Instruments*, vol. 25, no. 12, p. 407, 1948.
- [29] F. Mehnke., *Design, Epitaxie und Charakterisierung AlGaN-basierter Leuchtdioden mit Emissionswellenlängen unterhalb von 250 nm*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2017.