



Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften

Institut für Festkörperphysik

AG Kneissl

Masterarbeit zum Thema

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

Masterarbeit

Baran Avinc

Gutachter

Prof. Dr. Michael Kneissl

Prof. Dr. Axel Hoffmann

Betreuer

Christoph Reich

Bettina Belde

4. November 2018

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und eigenhändig sowie ohne unerlaubte fremde Hilfe und ausschließlich unter Verwendung der aufgeführten Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe.

Die selbstständige und eigenständige Anfertigung versichert an Eides statt.

Berlin, den 4. November 2018

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	13
2.6 Reduktion der Versetzungsichte durch ELO/AlN-Saphir	15
2.7 Rekombinationsmechanismen	16
2.8 Bestimmung der internen Quanteneffizienz	20
2.9 Bestimmung der IQE bei Raumtemperatur durch Fitting	21
2.10 Optische Polarisation und Valenzbandstruktur	24
3 Aufbau	29
3.1 Photolumineszenzaufbau	29
3.2 Messaufbau Lichtpolarisation	31
3.3 Bestimmung der Degradation des UV Quarzglases	32
3.4 Erweiterung der Filterkombinationen	34
4 Einfluss der Auger-Rekombination auf die IQE	37
5 Untersuchung des MQW-Designs von AlGaN-UVC-Heterostrukturen	41
5.1 Einleitung	41
5.2 Ergebnisse	42

INHALTSVERZEICHNIS

5.3	Ergebnisse der Simulationen	46
5.4	Zusammenfassung	47
6	Untersuchung optisch gepumpter Laserstrukturen auf unterschiedlichen Templates	49
6.1	Einleitung	49
6.2	UVC-Laser Strukturen auf ELO ohne Übergitter	52
6.3	UVC-Laser Strukturen auf ELO mit Übergitter	58
6.4	Zusammenfassung	63
7	Untersuchung der optischen Polarisation an AlGaN MQWs mit Photolumineszenzspektroskopie	65
7.1	Einleitung	65
7.2	Variation des Al-Gehalts in den QWs	65
7.3	Variation der QW-Dicke	67
8	Bestimmung der IQE bei Raumtemperatur	69
9	Zusammenfassung	73
10	Danksagung	75

Kapitel 1

Einleitung

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 werdende Lichtausbeute zusehends neue Anwendungsbereiche.

Insbesondere auf Galliumnitrid (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] [2] [3]. So ebnet GaN auch den Weg für die Erzeugung von ultraviolettem Leuchtdioden. Der ultraviolette Spektralbereich, der sich in den UV-A (400 nm bis 320 nm), UV-B (320 nm bis 280) und UV-C Bereich (280 nm bis 200 nm) unterteilt, ist bedeutend für eine sehr hohe Anzahl spezieller Anwendungsbereiche.

Beispielsweise bieten sich UV-LEDs an, um die bisher für Wasseraufbereitung genutzten Quecksilberdampflampen zu ersetzen [4] [5]. Bislang werden für deren Betrieb Hochspannungsnetzteile verwendet, die einen mobilen Einsatz erheblich erschweren können. Hier bietet sich die Möglichkeit Abhilfe durch UV-LEDs zu verschaffen, da diese durch ihr kleines Format und durch die niedrigen Betriebsspannungen einen mobilen Einsatz ermöglichen. Ein weiteres Anwendungsgebiet ist die industrielle Aushärtung/Aufbrechung von Lacken und die Gasdetektion [6][7]. Für alle diese Anwendungsbereiche ist eine hohe Ausgangsleistung notwendig. Allerdings sind die spektrale Emissionsleistung mit kleiner werdenden Wellenlängen

KAPITEL 1. EINLEITUNG

signifikant [6]. Der Grund dafür ist, dass UV-LEDs bisher einer geringen Effizienz unterliegen, die quantitativ als Externe Quanteneffizienz (EQE) ausgedrückt wird und sich aus dem Produkt der internen Quanteneffizienz (IQE), Extraktionseffizienz (EE) und Injektionseffizienz (INJ) zusammensetzt.

Die Gründe für die geringe Effizienz sind vielfältig. LEDs bestehen aus einer Vielzahl an Schichten, 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.

Aufgrund des Mangels an AlN-Substraten, beruhend auf den Preis bei der Herstellung, wird 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. Die Versetzungen agieren im Kristall als sogenannte nicht-strahlende Rekombinationszentren, welche die IQE verringern.

Die Hauptthematik dieser Arbeit liegt in der Bestimmung der IQE von AlGaN - Heterostrukturen mit hohem Al-Gehalt mit Hilfe von temperatur- und leistungsdichteabhängigen Photolumineszenzmessungen. Daher wird im ersten Teil dieser Arbeit auf die grundlegenden Schwierigkeiten bei der Bestimmung der IQE durch temperaturabhängige Photolumineszenzmessungen eingegangen und das bisher verwendete Modell angepasst.

Mit dieser Anpassung widmet sich diese Arbeit dann der Untersuchung von AlGaN-MQWs in UVC-LED-Heterostrukturen mit variierenden Quantentopf(eng.: quantum well, kurz: QW)-Dicken mit dotierten und undotierten Barrieren. Mit Hilfe von temperatur- und leistungsdichteabhängiger UV-Photolumineszenz(kurz.: PL) wird der Einfluss der variierenden QW-Dicke und Dotierung auf die interne Quanteneffizienz und die Emissionsenergien untersucht. Ziel ist es ein optimales

Design und damit ein optimiertes Verhältnis zwischen Abschirmung des Quantum Confined Stark Effect (QCSE) und Ladungsträgereinschluss für die MQW-Heterostruktur zu bestimmen.

Als nächstes wird dann der Einfluss des Fehlschnittwinkels des Substrates und der Nutzung eines Übergitters auf die IQE von AlGaN-Heterostrukturen von UVC-Laserdioden(kurz.: LD) untersucht. Der Fehlschnittwinkel nimmt deutlichen Einfluss auf die Wachstumskinetik und somit auf die Anordnung der monoatomaren Schichten. So können sie zum Abknicken von Versetzungen führen und damit zu einer insgesamt reduzierten Versetzungsichte [8]. Die Nutzung eines Übergitters erlaubt ein sogenanntes Verspannungs-Managment, mit dem ebenfalls eine deutliche Verringerung der Versetzungsichte zu erreichen ist [9]. Der Einfluss des Übergitters und des Fehlschnittwinkels sollten somit an der PL-IQE zu erkennen sein. Insbesondere aber auch an der Oberflächenmorphologie auf die zusätzlich mit Hilfe von Kathodolumineszenzspektroskopie (engl. cathodoluminescence, CL) und Rasterkraftmikroskopie (engl. atomic force microscopy, AFM) eingegangen wird. Darauf folgt die Überprüfung theoretischer Simulationen der Polarisation für AlGaN-UVC-Heterostrukturen mit Hilfe von Photolumineszenzmessungen. Die Polarisation hat bedeutenden Einfluss auf die Extraktionseffizienz (EE) und somit schliesslich auf die EQE.

Zuletzt wird eine Methode analysiert und versucht anzuwenden, die eine Möglichkeit beschreibt, durch allein leistungsdichteabhängige Messungen bei Raumtemperatur die IQE zu bestimmen. Das ist insofern ein Vorteil, dass ein aufwendiges Runterkühlen auf Tieftemperatur(5 K) nicht notwendig ist und daneben auch die Basis für einen Vergleich mit der temperaturabhängigen Standardmethode liefert.

KAPITEL 1. EINLEITUNG

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Bandstruktur von Gruppe-III Nitriden

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf dem AlGaN-Materialsystem mit hohen Al-Konzentrationen. Das Mischverhältnis bestimmt hierbei die Bandlückenenergie des Verbindungshalbleiters.

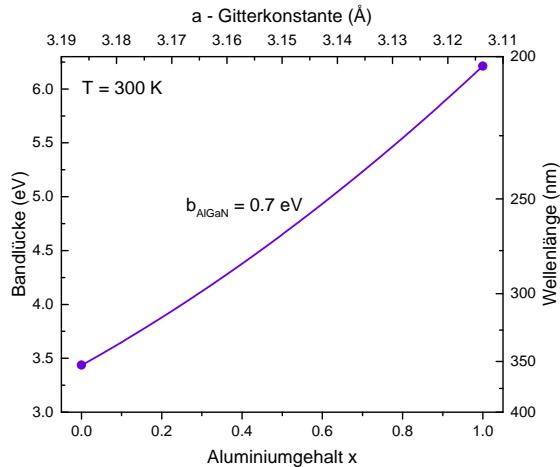


Abbildung 2.1: Die Bandlücke von $Al_xGa_{1-x}N$ variiert mit dem Aluminiumgehalt x zwischen den Bandlücken von AlN ($E_g(T = 300K) = 6,1\text{ eV}$) und GaN ($E_g(T = 300K) = 3,4\text{ eV}$) [10]. Die Abweichung von der Linearität beschreibt der Bowing-Parameter $b_{AlGaN} = 0,7\text{ eV}$.

Durch die unterschiedlichen Bandlückenenergien von Aluminium mit $6,03\text{ eV}$ [11] und GaN mit $3,4\text{ eV}$ [10] eignet sich AlGaN besonders für die Emission im Wel-

Wellenlängenbereich von UV-A bis UV-C wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist.

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 $b_{AlGaN} = 0,62 (\pm 0,45) \text{ eV}$ an und ergänzt, dass hohe Wachstumstemperaturen zu großen Bowing-Parametern führen [12]. Vurgaftman et al. empfehlen unter Berücksichtigung weiterer Veröffentlichungen für $b_{AlGaN} = 0,7 \text{ eV}$.

2.2 Wurtzitstruktur

Die wichtige Gruppe der III-Nitridhalbleiter setzt sich aus den Metallen der dritten Hauptgruppe Aluminium (Al), Gallium (Ga) und Indium (In) zusammen. Diese kristallisieren, wie in Abbildung 3.2 zu sehen, bevorzugt in der hexagonalen Wurtzitstruktur. Anschaulich bedeutet dies, dass ausgehend von der hexagonal dichtensten Kugelpackung in Doppellagen, die Gruppe-III-Metalle und Stickstoff (N) sich entlang der c-Achse in der Abfolge A-B-A-B anordnen [13]. Die Einheitszelle wird durch Gitterparameter a und c bestimmt. Die Gitterkonstanten zeigen eine lineare Abhängigkeit vom Konzentrationsverhältnis x und können mit dem Vegard'schen Gesetz berechnet werden.

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

Die Tabelle 2.3 zeigt die typischen Gitterkonstanten.

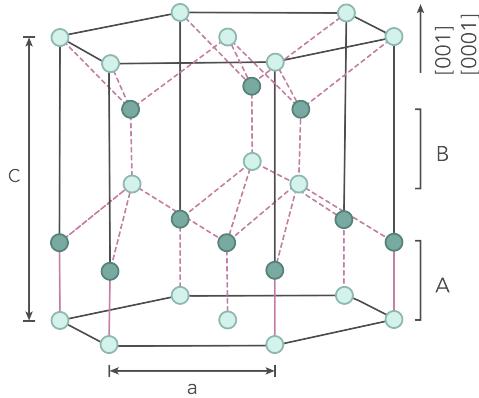


Abbildung 2.2: Einheitzelle der hexagonalen Wurtzitstruktur. Die schwarzen Kreise stellen die Position der Stickstoffatome im Gitter dar. Die Gitterposition der Gruppe-III-Metallatome sind als graue Kreise dargestellt. A und B bezeichnen die Stapelebenen.

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

Abbildung 2.3: Übersicht der Gitterkonstanten der binären Halbleiter AlN, GaN und Al_2O_3 (Saphir) [14].

2.3 Polarisationsfeld und QCSE in III/V Halbleiter

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 Basalebende 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 Polarisa-

tion 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. Bedingt durch die angestrebte Minimierung der Gesamtenergie kommt es zur Abweichung vom idealen Tetraederwinkel von $109,5^\circ$ [15]. Die Ursache für die piezoelektrische Polarisation sind

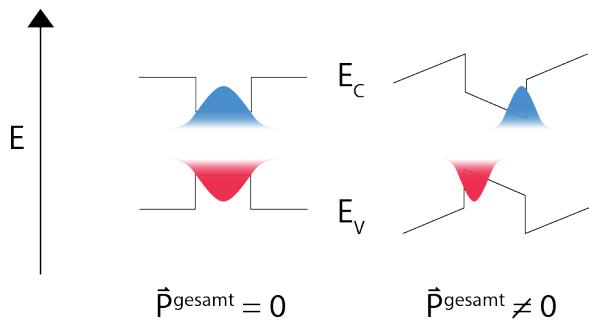


Abbildung 2.4: Einfluss der spontanen und piezolektrischen Polarisation auf Valenz- und Leitungsband einer Quantenfilm-Heterostruktur. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Löchern werden verschoben.

die Verzerrungen zwischen den in (0001)-Richtung gewachsenen Schichten, welche durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten und die Gitterfehlanpassung beim pseudomorphen Wachstum entstehen. Sie wird berechnet nach

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

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

In Heterostrukturen führt der Wechsel der Gesamtpolarisation $\vec{P}_{\text{gesamt}} = \vec{P}^{pz} + \vec{P}^{sp}$ 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 zu einer Bandverbiegung führt (siehe Abb. 2.4). 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. Des Weiteren sinkt die effektive Bandlücke und ist im Spektrum durch eine Rotverschiebung der Emission zu erkennen.

Dieser Effekt wird als "Quantum Confined Stark Effekt"(QCSE) bezeichnet. Bei genügend hohen Ladungsträgerdichten im Quantenfilm kommt es zur Abschirmung (engl. screening) der Grenzflächenladungen, welche die Auswirkungen des QCSE abschwächen [16] [17].

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 derartig 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, Versetzungsichte 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 Versetzungsichten 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

KAPITEL 2. GRUNDLAGEN

mit hohem Aluminiumgehalt auf GaN wegen Relaxation [18] wie in Abbildung 2.5 dargestellt. Ein weiterer ungewollter Effekt ist die Absorption von UV-Strahlung

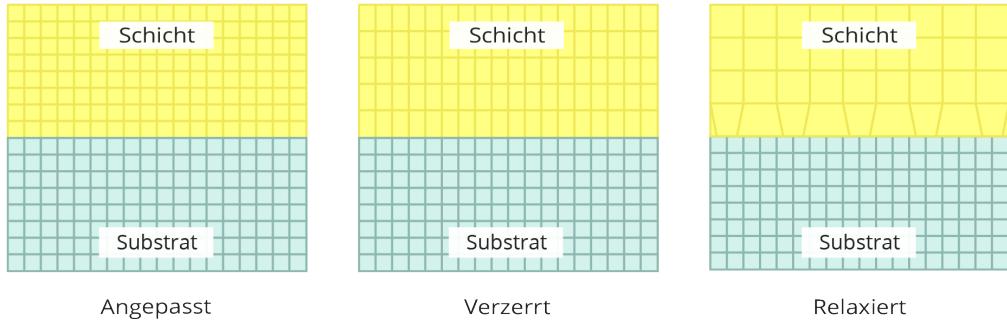


Abbildung 2.5: Verfahren zum epitaktisch lateralen Wachstum.

($\lambda \leq 365 \text{ nm}$) 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 Versetzungsichte mit $< 10^4 \text{ cm}^{-2}$ auf. Jedoch ist die Ausbeute der AlN Substrate zeitaufwendig und teuer. Daher wird für Forschungszwecke auf AlN/Saphir zurückgegriffen und dabei aber eine hohe Versetzungsichte in Kauf genommen.

Defekte entstehen dabei im Kristall wegen der hohen Gitterfehlanpassung an der Grenzfläche zwischen AlN und Saphir [14]. Diese Defekte ziehen sich dabei durch die darauffolgenden aufgewachsenen Schichten. Diese sog. Schraubenversetzungen (engl.: threading dislocation) haben einen wesentlichen Einfluss auf die IQE, wie in Abbildung 2.7 erkennbar. Sie agieren im Kristall als nicht-strahlende Rekombinationszentren (engl.: nonradiative recombination center, kurz NRC) und bestimmen somit den Anteil nicht-strahlender Rekombinationsprozesse an der Gesamtheit aller Rekombinationsprozesse.

Mit steigender Versetzungsichte sinkt die IQE der Leuchtdiode und zeigt im Bereich zwischen $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ und $1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ eine erhebliche Steigerung. Mittels XRD und TEM wurde gezeigt, dass die Heteroepitaxie von AlN Schichten auf Saphir zu einer Versetzungsichte von bis zu $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ führt [19].

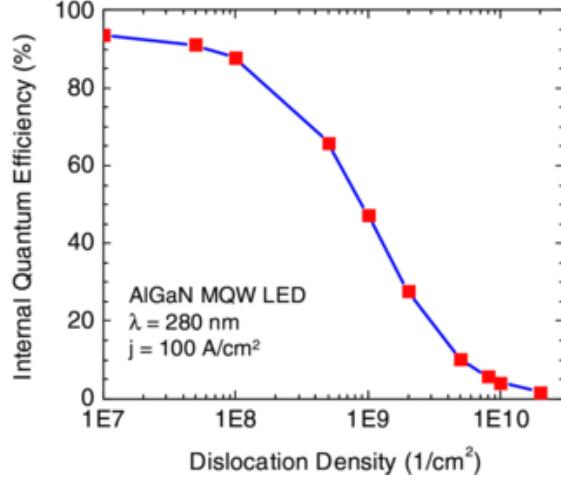


Abbildung 2.6: Simulation der IQE einer LED in Abhängigkeit der Versetzungsichte für einen AlGaN-MQW mit einer Wellenlänge von 280 nm [6].

2.6 Reduktion der Versetzungsichte durch ELO/AlN-Saphir

Um die hohe Versetzungsichte 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

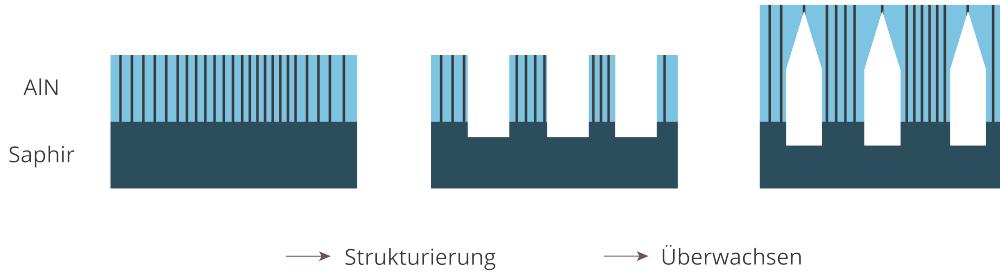


Abbildung 2.7: Verfahren zum epitaktisch lateralen Wachstum.

AlN/Saphir Substrat. Dieses wird strukturiert indem ein Streifenmuster mit einem periodischen Abstand von $3.5 \mu\text{m}$ reingeätzt wird. Ein weiterer Epitaxie-Schritt mit AlN führt schließlich zum lateralen Überwachsen der Stege an den geätzten Grä-

ben (eng.: voids). Das Material koaleszert nach einer bestimmten Dicke und bildet schließlich wieder eine bewachsbare Oberfläche. Dabei kommt es zum Auftreten verschiedener Mechanismen wie Verspannungsabbau und gegenseitig auslöschen den Versetzungen. So ist eine Versetzungsichte ($\leq 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$) erreichbar [19] [20] [21] [22]. Für eine detaillierte Erklärung sei auf die Doktorarbeit von Viola Küller verwiesen [21].

2.7 Rekombinationsmechanismen

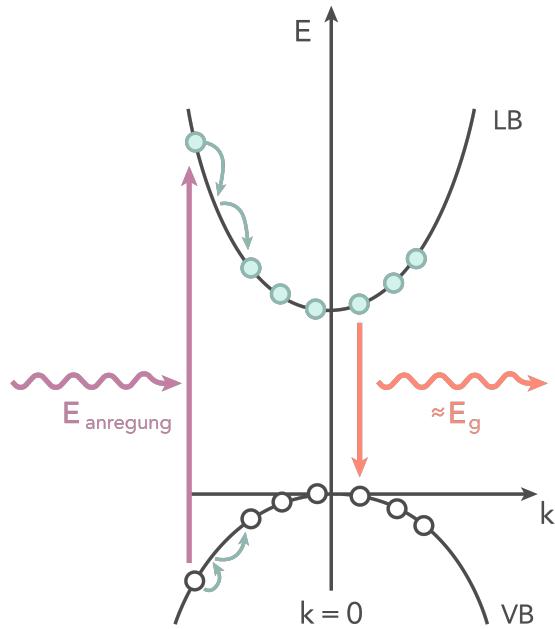


Abbildung 2.8: Durch Einstrahlung eines Photons mit ausreichender Energie können Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband angeregt werden. Von dort aus re kombinieren Elektronen und Loch entweder strahlend unter Aussendung eines Photons oder nicht-strahlend.

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 wie in Abbildung 2.8 dargestellt ist. Die Elektronen relaxieren anschließend sehr schnell in das Minimum des Leitungsbandes und analog die Löcher

in das Minimum des Valenzbandes.

Leitungs- 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 folgenden

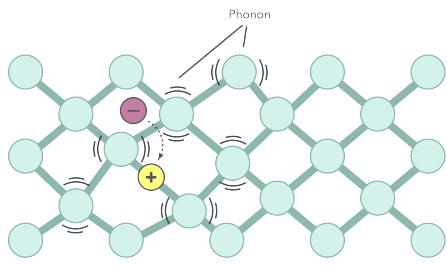


Abbildung 2.9: Rekombination von Elektron und Loch unter Teilnahme eines Phonons.

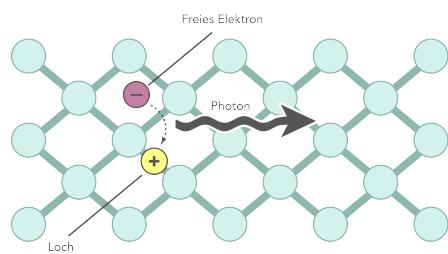


Abbildung 2.10: Strahlende Rekombination von Elektron und Loch und Aussendung eines Photons

Rekombination unter Aussendung eines Photons ist deutlich höher, da kein Phonon am Prozess beteiligt sein muss (Abb. 2.9). Die Rekombination kann dennoch auch nicht-strahlend erfolgen, weil epitaktisch gewachsene Halbleitersstrukturen herstellungsbedingt beispielsweise nicht ohne ungewollte Dotierung durch Fremdatome, Versetzungen oder Fehlstellen an Atomgitterplätzen (Vakanz) gewachsen werden können. Diese fungieren als sogenannte Störstellen und haben diskrete Energieniveaus. Dazu werden drei Prozesse betrachtet: Zuallererst 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 unter der Beteiligung eines Defektniveaus und eines Phonons statt. Der A-Koeffizient ist invers proportional zur SRH-Rekombinations-Lebensdauer. Diese wurde bei defektreichen AlGaN-Schichten im Bereich von einigen ps gemessen. Mit AlGaN-QWs mit Bulk-AlN-Substraten wurden dagegen bereits Lebensdauern im Bereich einiger ns erreicht [23] [24].

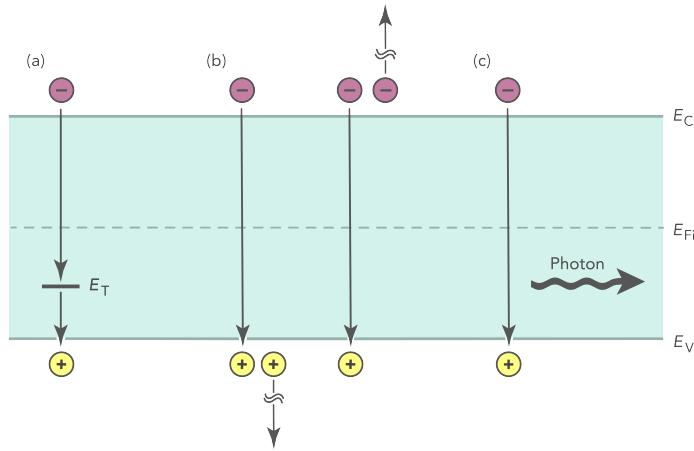


Abbildung 2.11: Übersicht über die beteiligten Rekombinationsprozesse im ABC-Modell, dabei stellt (a) die SRH-Rekombination, (b) die Auger-Rekombination und (c) die strahlende Rekombination dar.

Der strahlende Prozess der spontanen Rekombination ist für niedrige Ladungsträgerdichten quadratisch in n und tritt als Zwei-Teilchen Prozess bei dem Loch und Elektron beteiligt sind ($R_{rad} = B \cdot n^2$) auf. Dieser wird beschrieben mit dem Koeffizienten B. Der B-Koeffizient ist stark abhängig vom Design des MQWs wie z.B. der QW-Dicke, QW-Barrieren-Höhe, Verzerrung des AlGaN-QWs und dem Polarisationsfeld im QW [25]. Typische Werte für den B-Koeffizienten liegen in einem Bereich um $2 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [26] [27].

Der letzte Prozess ist die Auger-Rekombination, die 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 angeregtes 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 Größenordnung des C-Koeffizienten für die Gruppe-III-Materialien ist immer noch in Diskussion [28] [29] [30] und die Werte für blau-violette LEDs liegen zwischen $1 \cdot 10^{-31}$ und $2 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$. Die Messmethoden um den C-Koeffizienten für UV-LEDs zu bestimmen sind noch ungenauer [26]. Theoretische Modelle sagen aber voraus, dass

der C-Koeffizient kleiner werden sollte mit kleiner werdender Wellenlänge [31]. Die effektive Rekombination ist somit die Summe aus der strahlenden Rekombination, der nicht-strahlenden 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. Er beruht auf der Abhängigkeit der beteiligten Prozesse von der Ladungsträgerdichte n und wird daher auch als ABC-Modell bezeichnet.

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

Weiter wird angenommen, dass die Anregungsleistungsdichte des Lasers P proportional zu der Ladungsträger-Generationsrate G ist. Die strahlende Rekombination R_{rad} wird hauptsächlich durch den Überlapp der Wellenfunktionen von Elektronen und Loch im Leitungsband und Valenzband des QW beeinflusst. Dieser wiederum ist stark abhängig vom QCSE (Abb. 2.4) und besonders bedeutend bei heteroepitaktisch gewachsenen Halbleiterstrukturen.

2.8 Bestimmung der internen Quanteneffizienz

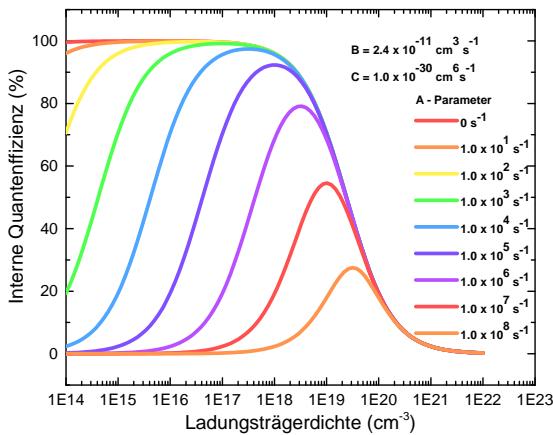


Abbildung 2.12: Abhängigkeit der internen Quanteneffizienz von der Ladungsträgerdichte für feste Parameter B und C. Der Parameter A wird mit 9 verschiedenen Werten von 0s^{-1} bis 10^9s^{-1} variiert [32].

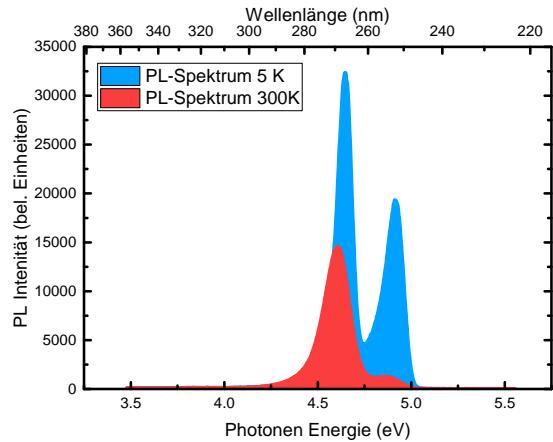


Abbildung 2.13: Photolumineszenzspektrum bei 5K und 300K . Die integrierte Intensität ist die Fläche des jeweiligen Spektrums.

Die aktive Region einer idealen LED würde für jedes injizierte Elektron jeweils ein Photon aussenden. Das bedeutet, dass die IQE, die nach [33] wie folgt definiert ist,

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

den Wert 1 annehmen müsste. Die IQE kann somit analog als Verhältnis von strahlender Rekombination und der effektiven Rekombination beschrieben werden. Ausgedrückt durch 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 experimentell mit Hilfe der Photolumineszenzspektroskopie bestimmt werden, indem angenommen wird, dass keine thermisch aktivierten Defekte bei Tieftemperatur vorhanden sind

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

Mit dieser und der Annahme, dass keine Auger Rekombination ($C \cdot n^3$) auftritt, ist die IQE bei Tieftemperatur ($\propto 5K$) gleich 1. Somit kann die IQE als Quotient der integrierten PL Intensität bei Temperatur T und integrierter PL Intensität bei Tieftemperatur ($5K$) beschrieben werden.

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

Die IQE ist folglich abhängig von der Temperatur, da der Parameter A für die SRH-Rekombination temperaturabhängig ist (Abb. 2.12). Um also die IQE bei Raumtemperatur zu bestimmen, wird das Spektrum einer Probe bei 5K und 300K bei ansonsten möglichst gleichen Bedingungen aufgenommen, wie in Abbildung 2.13 exemplarisch dargestellt ist. Die Intensität in Abhängigkeit der Wellenlänge wird interpoliert, dann integriert und dann das Verhältnis berechnet.

2.9 Bestimmung der IQE bei Raumtemperatur durch Fitting

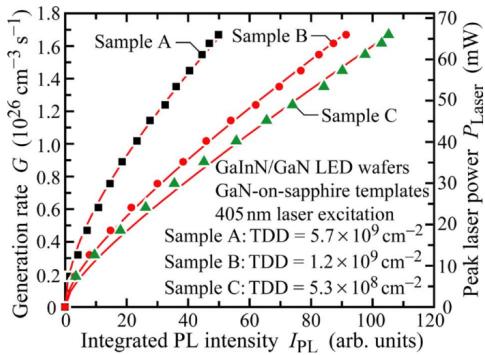


Abbildung 2.14: Fit für die Generationsrate in Abhängigkeit der integrierten PL-Intensität für drei InGaN/GaN MQW Proben mit unterschiedlichen Versetzungsichten [34].

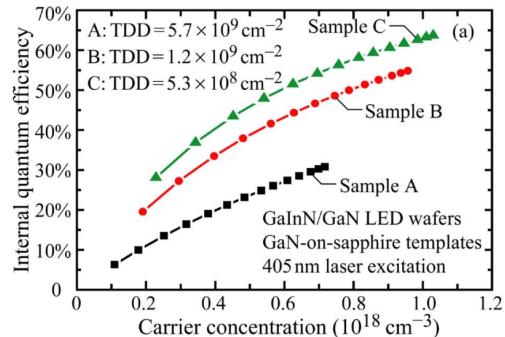


Abbildung 2.15: Ergebnisse für die IQE in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte aus den durch die Fits extrahierten Werte [34].

In diesem Kapitel soll nun eine in [34] und [35] gezeigte Methode zur Bestimmung der IQE durch ein Fitting-Modell für die integrierte Intensität in Abhängigkeit der

KAPITEL 2. GRUNDLAGEN

Ladungsträgerdichte vorgestellt werden. Das ist insbesondere von Vorteil, da so ein aufwendiges Runterkühlen nicht mehr notwendig wäre, da die Spektren allein bei Raumtemperatur durch leistungsdichteabhängige Messungen aufgenommen werden könnten.

Anfangen mit der Rekombinationsrate geht das Modell davon aus, dass bei Raumtemperatur die Auger-Rekombination nur bei sehr hohen Anregungsleistungsdichten wegen der kubischen Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n relevant ist. Die Generationsrate G und die IQE bei Gleichgewichtsbedingungen sind somit

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

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

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 lässt sich als

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

darstellen. 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 als

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

beschrieben werden. Um dies in Zusammenhang mit dem Experiment zu bringen, kann die Generationsrate mit Nutzung experimenteller Werte getrennt als

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

berechnet werden. Dabei ist P_{laser} die optische Leistung, die auf der Probe landet, R ist die Fresnel Reflexion auf der Probenoberfläche, A_{spot} ist die Fläche des Laserspots auf der Probe, hv 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. Dadurch, dass 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 können, ist es möglich die IQE zu bestimmen. Dazu wird c_1 nach A umgestellt ($A = \sqrt{B\eta} \cdot c_1$) und in 2.10 eingesetzt, woraus sich

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

ergibt. 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 anregungsleistungs dichte abhängigen PL-Messungen bei Raumtemperatur zu bestimmen (Abb. 2.15).

2.10 Optische Polarisation und Valenzbandstruktur

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 EE und damit auf die EQE. Durch die Geometrie bestimmt, hängt die EE maßgeblich vom Emissionsprofil ab, sodass Licht, welches senkrecht zur Quantenfilmebene abgestrahlt wird, die höchste EE aufweist. Um diese zu optimieren, ist es wichtig, die Bandstrukturen zu betrachten.

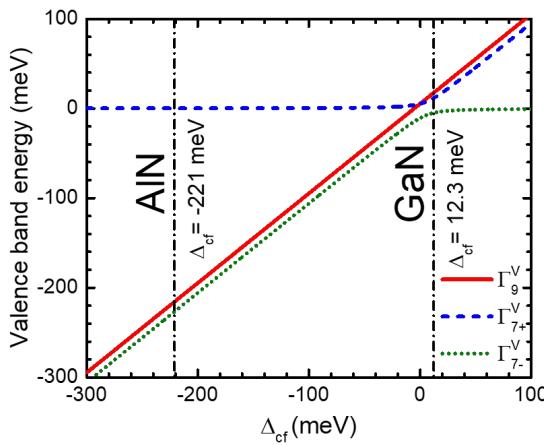


Abbildung 2.16: Energetische Reihenfolge der Valenzbänder in Abhängigkeit der Kristallfeldaufspaltung. Sichtbar ist der Wechsel der Bandanordnung mit sinkender Kristallfeldaufspaltung und der Effekt des „anti-crossing“ bei den Bändern gleicher Symmetrie. [36]

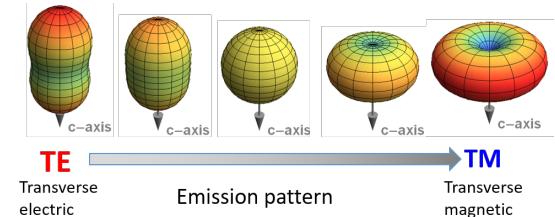


Abbildung 2.17: Kontinuierlich ändernde Abstrahlcharakteristik in Abhängigkeit der Polarisierung von TE- zu TM [37].

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 [38]. 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 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 -221 meV [39] im Vergleich zur positiven von GaN

mit $12,3 \text{ meV}$ [40]. Bei Raumtemperatur wird, nach der Fermi-Dirac-Verteilung, das oberste Band mit der Γ_{7+}^L -Symmetrie besetzt. 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.

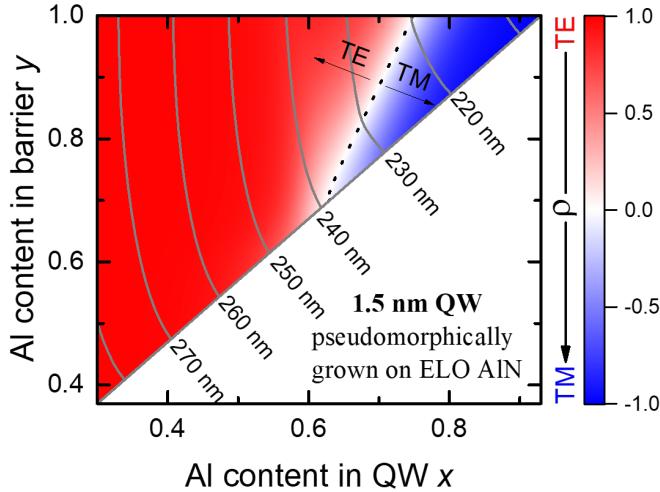


Abbildung 2.18: Simulationsergebnisse des Polarisationsgrades in Abhängigkeit der Aluminiumkonzentration der Barrieren und QWs, basierend auf dem k·p-Modell, für AlGaN-QW mit 1.5nm -Dicke, die pseudomorph auf ELO-AlN gewachsen wurden. Die gestrichelte Linie zeigt, dass der Wechsel der Polarisation vom Aluminiumanteil in den Barrieren und QWs abhängig ist [36].

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 [41], 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 [41]. Licht kann nicht ausgekoppelt werden, da es nur in der x-y- Ebene (parallel zur Quantenfilmebene) emittiert. Daraus resultierend sinkt die EE und damit die EQE. Bei $Al_xGa_{1-x}N$ kommt es mit steigendem Aluminiumgehalt zu einer kontinuierlichen Verschiebung der Valenzbänder. Folgend tritt das sog. „anti-crossing“ des Γ_{7+}^L und Γ_{7-}^L auf und resultiert in einer Änderung der Oszillatorstärke und folglich der Polarisationseigenschaften [36].

Das bedeutet, dass die Lichtemission sich hauptsächlich von TE-polarisiertem Licht

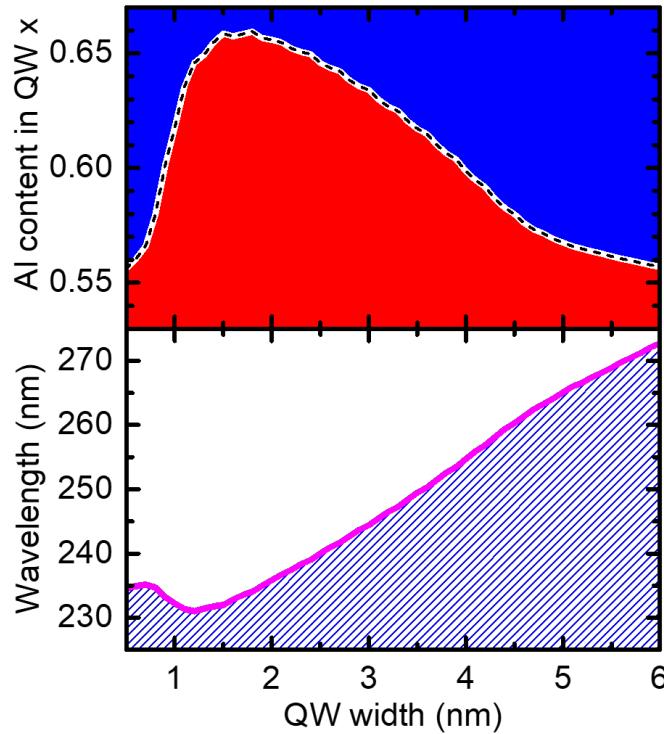


Abbildung 2.19: Ergebnisse der Simulation für die Polarisation in Abhängigkeit von der QW-Dicke(Wellenlänge) und dem Al-Gehalt in den QWs [36].

zu TM-polarisiertem Licht ändert. Der genaue Aluminiumgehalt an dem die Valenzbandkreuzung auftritt, ist noch nicht hinreichend bekannt. Theoretische Betrachtungen sagen für unverzerrtes $Al_xGa_{1-x}N$ einen Kreuzungspunkt bei ca. 7% vorher [42]. Durch den starken Einfluss von Verzerrungen auf die Energie der Valenzbandkante, ist die Polarisation von der wachsenden biaxialen Verzerrung bei steigendem Aluminiumgehalt abhängig. So wurde von Kawanishi et al. experimentell der Wechsel bei einem Aluminiumgehalt von „75%“ festgestellt [43]. Noch dazu ist die Polarisation bei MQWs vom Ladungsträgereinschluss abhängig. Dieser ist hauptsächlich durch die Barrierenhöhe und Barrierendicke bestimmt. Mit kleiner werdender Barrierendicke steigt der Grad der Polarisation durch den gesteigerten Einfluss des QCSE [44].

Reich et al. untersuchte unter diesem Zusammenhang die optische Polarisation der Emission von UVC-Leuchtdioden(LEDs) auf Basis von (0001) orientierten $Al_xGa_{1-x}N$ -MQWs mit Simulationen und Elektrolumineszenzmessungen [36]. Da-

bei 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 $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -Modell, wurde die Abhängigkeit der Polarisation von der Aluminiumkonzentration in den Barrieren und QWs für pseudomorph aufgewachsenes ELO-AlN, wie Abbildung 2.18 zeigt, berechnet. Zusätzlich wurde die Polarisation in Abhängigkeit einer Variation der QW-Dicke und dem Al-Gehalt in den QWs, wie in Abbildung 2.19 sichtbar, betrachtet. Diese Er-

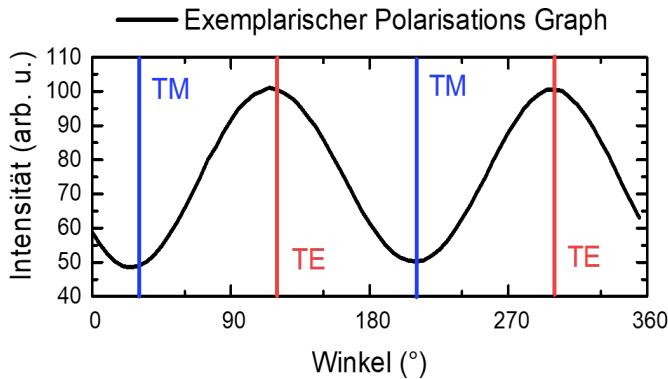


Abbildung 2.20: Exemplarischer Graph einer Polarisationsmessung mit Hilfe von Photolumineszenzspektroskopie. Zu sehen ist die integrierte Intensität in Abhängigkeit des Winkels eines Polarisators. Zur Bestimmung des Polarisationsgrades wird die integrierte Intensität der TM-Emission(Blau) I_T ; und der TE-Emission(Rot) I_{TE} in Gleichung 2.16 eingesetzt.

kenntnisse lassen sich zusätzlich mit Hilfe von Photolumineszenz prüfen. So lässt sich die Polarisation ermitteln, 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 2. GRUNDLAGEN

Kapitel 3

Aufbau

3.1 Photolumineszenzaufbau

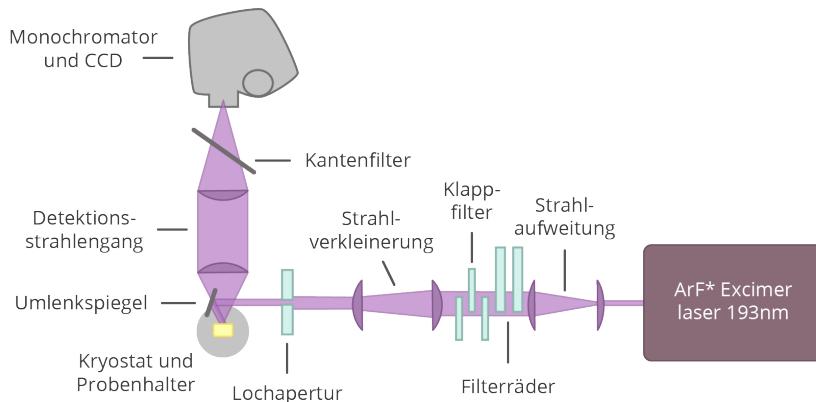


Abbildung 3.1: Aufbau des Photolumineszenzmessplatzes der AG Kneissl.

Für die experimentelle Untersuchung der UV-Photolumineszenz wurde der PL-Aufbau der AG-Kneissl, den Christoph Reich in der Zeit seiner Diplomarbeit aufgebaut und während seiner Promotion erweitert hat, verwendet [45]. 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

KAPITEL 3. AUFBAU

Möglichkeit von temperaturabhängigen Untersuchungen von 5 K bis 300K. Dies ist auch die Grundlage für die Bestimmung der IQE.

Der Laser mit dem Modellnamen "Xantos XS" von der Firma Coherent bietet eine maximale Emissionsenergie von 5 mJ und eine einstellbare Frequenz bis zu 500 Hz 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. Diese ermöglicht alle nötigen Einstellungen an Pumpen, Heizern, Laser, Filtern und Spektrometer, um einen nahezu komplett automatisierten Messvorgang zu starten. 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 Geräten, insbesondere die Filterräder, nicht mit zu hohen Leistungen zu beschädigen. 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 Strahldurchmesser 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, welche speziell für eine hohe Transmission in diesem Wellenlängenbereich ausgelegt sind. Der Kryostat selbst ist horizontal und vertikal verschiebbar, 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 auf den Monochromatorspalt fokussiert.

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 und dessen höhere Ordnungen aus dem Spektrum entfernt werden kann. Bei dem CCD Chip handelt es sich um das Modell „Syncerity“ von „Horiba“ der „open electrode“ Bauart mit 1024×256 einzelnen Pixeln.

3.2 Messaufbau Lichtpolarisation

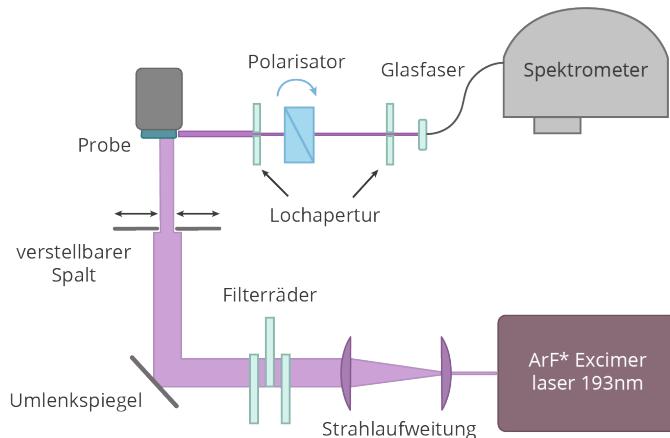


Abbildung 3.2: Aufbau des Photolumineszenzmessplatzes der AG Kneissl zur Bestimmung der Polarisation.

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, wie in Abbildung

2.17 sichtbar, emittiert wird. Die Lumineszenz wird dann unter kleinem Öffnungswinkel über eine Linse mit sich dahinter befindender Blende eingesammelt und parallelisiert. Das parallelisierte Licht wird dann durch einen Glan-Taylor-Polarisator geleitet. Dass das Licht parallelisiert ist, ist wegen der anisotropen Brechzahl des Polarisators wichtig. Diese ist neben der Polarisationsrichtung auch von dem Eintrittswinkel abhängig ist und entscheidet ob der Strahl transmittiert oder reflektiert wird [46]. 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 Quarzglasses

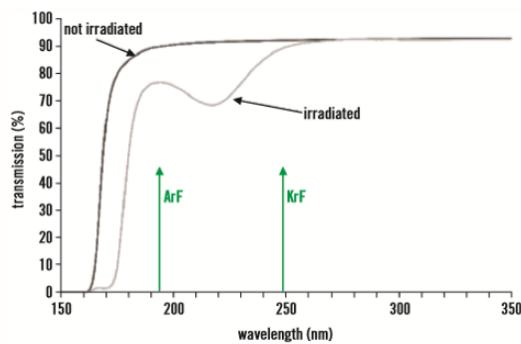


Abbildung 3.3: Vom Hersteller angegebene wellenlängenabhängige Transmission vor und nach Degradation durch Bestrahlung.

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-Wellenlängenbereich ist. Durch diese Fenster dringt das Laserlicht in den Probenhalter ein. Von diesen Fenstern war und ist eines in dauerhaftem Gebrauch. Wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist, weisen die Fenster aber mit der fortlaufenden

der 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 Transmissionsgrad 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. Daraus 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 miteinbezieht.

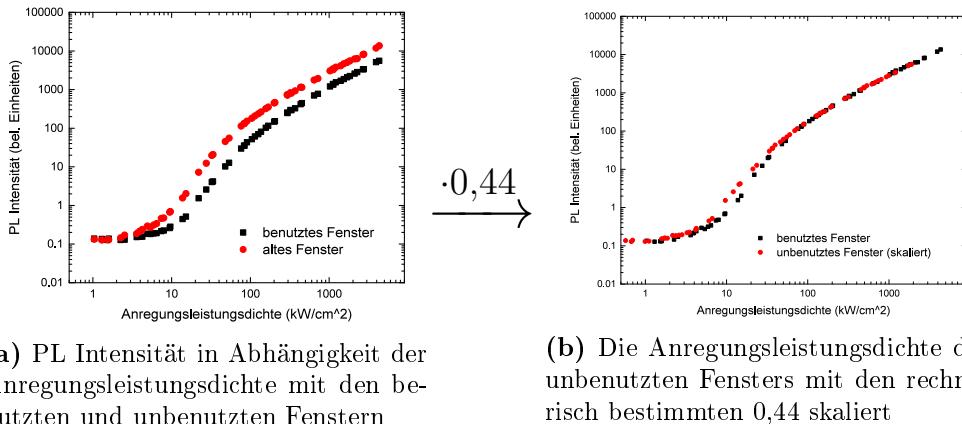


Abbildung 3.4

Um den Transmissionsgrad des benutzten Fensters 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 Abbildung 3.4. Somit ist durch die zeitliche Degradation die Transmission auf 44 Prozent der ursprünglichen gesunken und bestätigt im Umkehrschluss, dass von der ausgehenden Anregungsleistungsdichte die vor dem Kryostaten gemessen wird, 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.

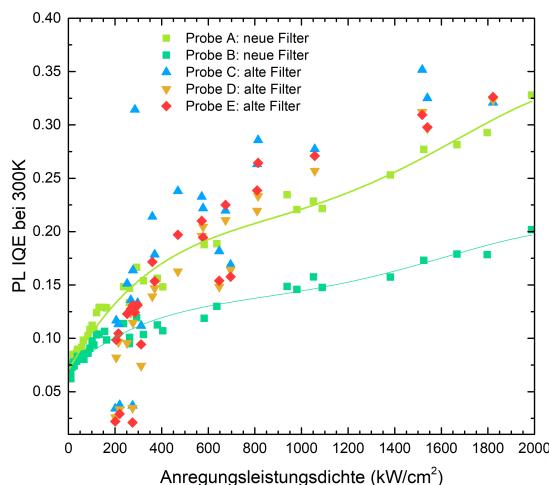


Abbildung 3.5: Vergleich der Messung von insgesamt 5 ähnlichen Proben. 3 Proben (blau) wurden mit dem alten Setup gemessen. 2 Proben (grün, durchgezogene Linie) wurden mit dem neuen Setup gemessen.

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. 3.5). 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. 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 3. AUFBAU

Kapitel 4

Einfluss der Auger-Rekombination auf die IQE

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. Das dieser Verlustmechanismus ähnlich wie bei InGaN/GaN auf Auger-Rekombination basiert wurde von Nippert et al. bestätigt [47]. Um dies zu berücksichtigen, wird nun die IQE bei 5K definiert als:

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

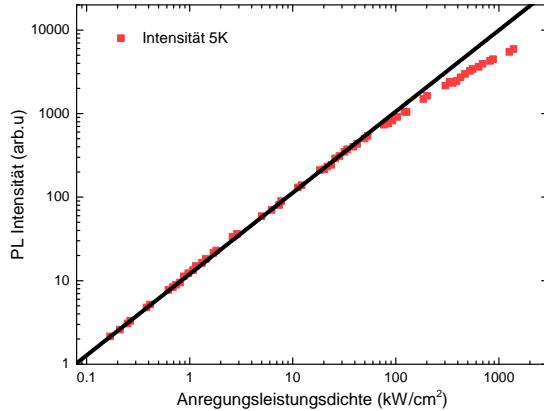


Abbildung 4.1: Die Grafik zeigt die integrierte Intensität bei Tieftemperatur ($5K$) in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte. In doppeltlogarithmischer Darstellung müsste die integrierte Intensität wegen $R = B \cdot n^2$ linear steigen (schwarze Linie).

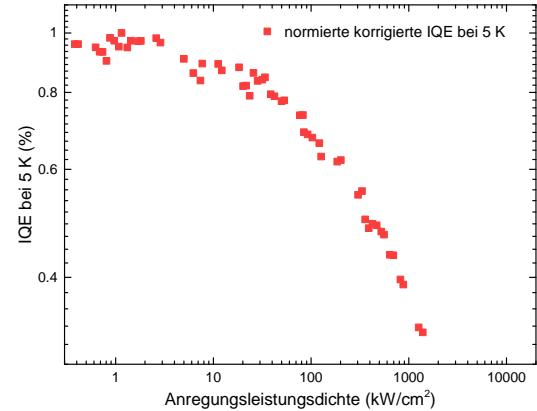


Abbildung 4.2: Die Grafik zeigt die normierte korrigierte IQE bei $5K$ nach Gleichung 4.1

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 $T = 5K$ 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

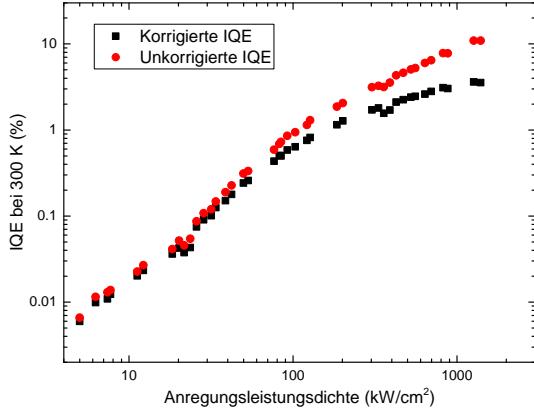


Abbildung 4.3: Vergleich von korrigierter und unkorrigierter IQE bei 300K nach Gleichung 4.3

insbesondere auf, dass die Skalierung bei den kleinsten Anregungsleistungsdichten den 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.

Auch wenn mit diesem Verfahren dem Einfluss der Auger-Rekombination entgegenkommen wird, so gibt es noch weitere Fallstricke bei der IQE-Bestimmung. Ein erhebliches Problem steckt in der nicht-resonanten Anregung mit dem ArF-Excimer Laser, denn das Laserlicht wird wegen der hohen Energie auch von allen Schichten und damit insbesondere von den Barrieren absorbiert. Die angeregten Ladungsträger müssen in den QW diffundieren und dort relaxieren, rekombinieren aber potentiell in den Barrieren, was im Spektrum als Barrieren Peak speziell bei Tieftemperatur zu sehen ist.

Daraus und aus Absorption resultierend scheitern AlGaN-Heterostrukturen die mit einem ArF Laser angeregt werden, eine Sättigung in der IQE zu erreichen [47]. Ohne diese ist es schwer eine echte IQE anzugeben, da die in QWs gelangende Laserstrahlung, von nicht-resonanter Anregung ausgehend, von Materialparametern wie der Absorption und thermischen Diffusion abhängen und somit nicht klar ist, welche Anregungsleistungsdichte tatsächlich in die QWs gelangt. Weswegen ein Vergleich von Proben die sich in ihren Absorptionseigenschaften stark unterscheiden, schwer zu vergleichen sind, wenn die maximale IQE nicht bestimmt werden

kann [48].

Kapitel 5

Untersuchung des MQW-Designs von AlGaN-UVC-Heterostrukturen

5.1 Einleitung

Dieses Kapitel widmet sich der Untersuchung von AlGaN-MQWs in UVC-LED-Heterostrukturen verschiedener Dicken mit dotierten und undotierten Barrieren. Mit Hilfe der UV-Photolumineszenz sollen der Einfluss der variierenden QW-Dicke und Dotierung auf die interne Quanteneffizienz und die Emissionsenergien untersucht werden um das MQW-Design zu optimieren.

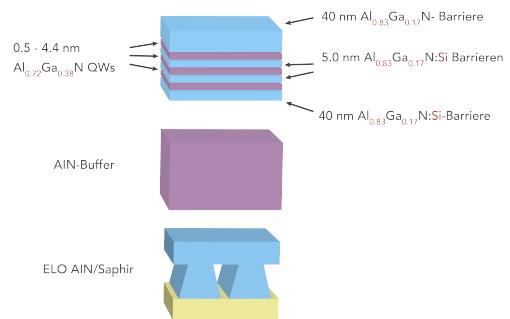
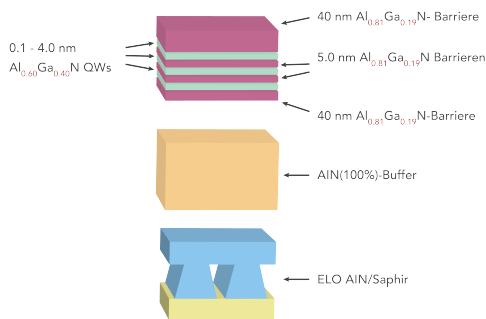


Abbildung 5.1: Aufbau der untersuchten MQW-Proben ohne dotierte Barrieren.

Abbildung 5.2: Aufbau der untersuchten MQW-Proben mit dotierten Barrieren.

Der Aufbau der Proben ohne dotierte Barrieren ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Die

KAPITEL 5. UNTERSUCHUNG DES MQW-DESIGNS VON ALGAN-UVC-HETEROSTRUKTUREN

aktive Zone setzt sich aus zwei 5 nm dicken $\text{Al}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{N}$ -Barrieren zwischen den drei $\text{Al}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{N}$ QWs mit variierender Dicke d mit $d = 1, 2, 3, 4\text{ nm}$. Sie befindet sich zwischen zwei 40 nm dicken $\text{Al}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{N}$ -Barrieren von der eine die oberste Schicht darstellt. Darunter folgt eine AlN (100%)-Bufferschicht die auf einem ELO-AlN/Saphir Substrat aufgewachsen wurde.

Abbildung 5.2 zeigt den Aufbau der Proben mit dotierten Barrieren. Die aktive Zone setzt sich aus zwei 5 nm dicken und Si-dotierten $\text{Al}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{N} : \text{Si}$ -Barrieren zwischen den drei $\text{Al}_{0.72}\text{Ga}_{0.36}\text{N}$ QWs mit variierender Dicke d mit $d = 0.5, 1.0, 2.2, 4\text{ nm}$. Diese befindet sich zwischen zwei 40 nm dicken und Si-dotierten $\text{Al}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{N} : \text{Si}$ -Barrieren von der eine die oberste Schicht darstellt. Darunter folgt eine AlN (100%)-Bufferschicht die auf einem ELO-AlN/Saphir Substrat aufgewachsen wurde.

5.2 Ergebnisse

Für die experimentelle Untersuchung wurden Photolumineszenzmessungen bei Tieftemperatur gemacht und die Spektren aufgenommen. Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen die aufgenommenen Spektren. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit sinkender QW-Dicke d die Emissionsenergie steigt.

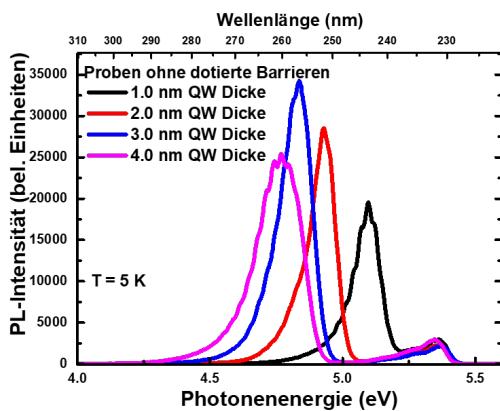


Abbildung 5.3: PL-Spektren der untersuchten MQW-Proben ohne dotierte Barrieren.

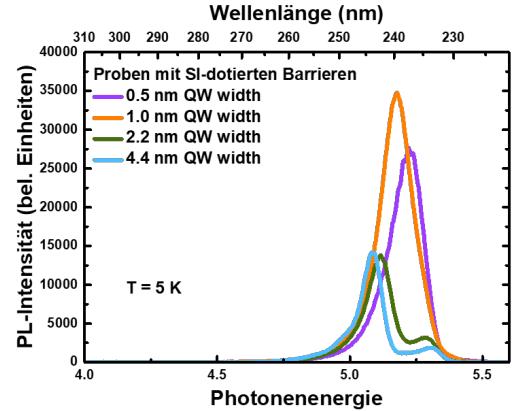


Abbildung 5.4: PL-Spektren der untersuchten MQW-Proben mit dotierten Barrieren.

Die Gründe hierfür sind die Übergangsenergien die mit steigender QW-Dicke [49]

sinken. Die Emissionsenergien fallen im Vergleich beider Serien deutlich unterschiedlich aus, da die aktiven Zonen unterschiedliche Zusammensetzungen in den Barrieren und QWs (siehe Abb. 5.1 und 5.2) haben.

In den Abbildungen 5.5 und 5.6 ist die integrierte Intensität in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Tieftemperatur für die Proben mit undotierter und dotierter Barriere in doppeltlogarithmischer Darstellung dargestellt.

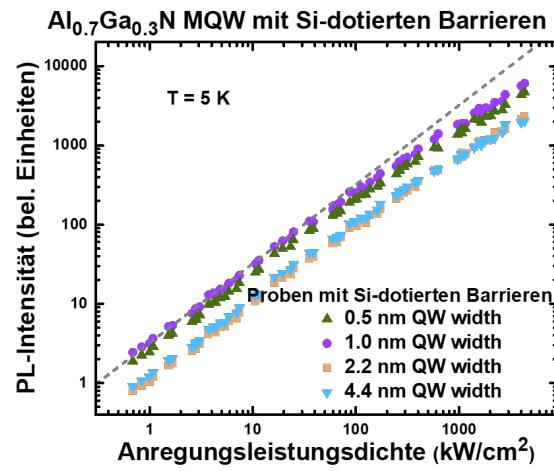
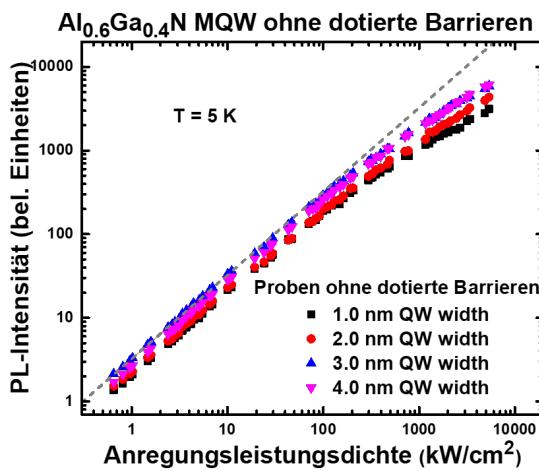


Abbildung 5.5: Integrierte Intensität in doppeltlogarithmischer Darstellung in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Tieftemperatur für die Proben mit undotierter Barriere.

Abbildung 5.6: Integrierte Intensität in doppeltlogarithmischer Darstellung in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Tieftemperatur für die Proben mit dotierter Barriere.

Im Bereich geringer Anregungsleistungsdichten zeigt sich für beide Serien eine lineare Steigung (gestrichelte Linie) die mit zunehmender Anregungsleistungsdichte ein nichtlinearen Verlauf annimmt der auf die Auger-Rekombination zurückzuführen ist (siehe Kapitel 4). Die integrierten Intensitäten befinden sich für die Proben mit undotierter Barriere bei Tieftemperatur für alle QW-Dicken auf dem selben Niveau.

Die Proben mit einer QW-Dicke von 3.0 nm und 4.0 nm leuchten am hellsten und darauf folgen die Proben mit 2.0 nm und 1.0 nm QW-Dicke. Die Unterschiede sind aber marginal und im Rahmen der Streuung, die durch die unterschiedlichen Fokussierungen und Positionen im PL-Aufbau zu erwarten sind. Gleiches gilt für die Proben mit dotierter Barriere. Dort fallen die Proben mit QW-Dicken von 2.2 nm

KAPITEL 5. UNTERSUCHUNG DES MQW-DESIGNS VON ALGAN-UVC-HETEROSTRUKTUREN

und 4.4 nm deutlicher ab, jedoch in einem unbedenklichen Maß.

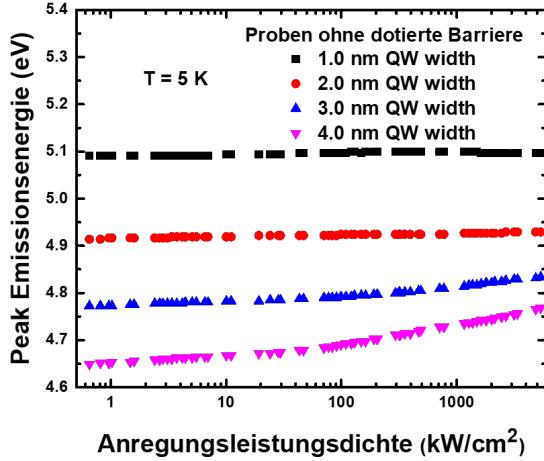


Abbildung 5.7: Peak-Emissionsenergie in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Tieftemperatur der untersuchten MQW-Proben ohne dotierte Barrieren.

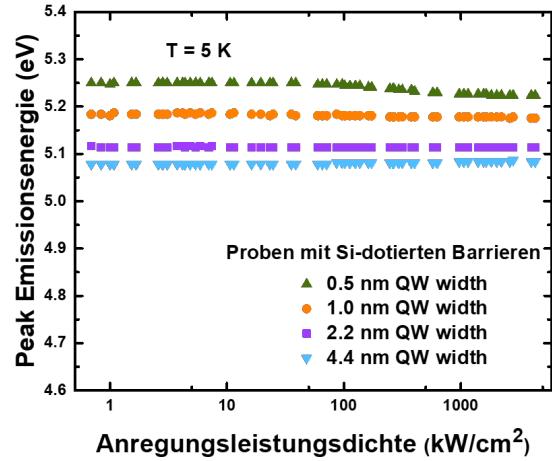


Abbildung 5.8: Peak-Emissionsenergie in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Tieftemperatur der untersuchten MQW-Proben mit dotierten Barrieren.

Für die Proben mit undotierten Barrieren ist in Abbildung 5.7 zu erkennen, dass mit steigender Anregungsleistungsdichte die Peak-Emissionsenergie steigt. Der Grund hierfür ist das Screening des QCSE [50]. Dieser Effekt wird größer mit kleiner werdender QW-Dicke, weil mit kleinerer QW-Dicke die Auswirkung des QCSE geringer ausfällt. Dies bedeutet, dass eine geringere Ladungsträgerdichte im QW notwendig, um die Bandverbiegung und damit die Separation der Elektron- und Lochwellenfunktion aufzuheben.

Damit einhergehend ist die Verschiebung der Peak-Emissionsenergien bei der Probe mit einer QW-Dicke von 5 nm von $4,65\text{ eV}$ bei der geringsten Anregungsleistungsdichte zu $4,77\text{ eV}$ bei der höchsten Anregungsleistungsdichte am stärksten. Die Probe mit einer QW-Dicke von 1 nm zeigt dagegen keine Verschiebung der Peak-Emissionsenergien. Dies bestätigt, dass für kleine Dicken d , eine geringere Ladungsträgerdichte für das Screening des QCSE notwendig werden.

Die Proben mit dotierten Barrieren zeigen ein ähnliches Verhalten, so sind die Peak-Emissionsenergien für die Proben mit einer QW-Dicke von $1,0\text{ nm}$, $2,2\text{ nm}$ und $4,4\text{ nm}$ nahezu konstant über den ganzen Bereich der Anregungsleistungsdichte. Der Grund hierfür könnte sein, dass bereits eine höhere Anzahl an Ladungs-

trägern durch die Dotierung zur Verfügung stehen, die zusätzlich zur externen Anregung dazu beitragen den Effekt des QCSE zu reduzieren.

Auffällig ist, dass die Emissionsenergie der Probe mit der geringsten QW-Dicke von $0,5\text{ nm}$ sich mit steigender Anregungsleistungsdichte hin zu kleineren Energie verschiebt. Die Gründe für dieses Verhalten sind bisher unklar.

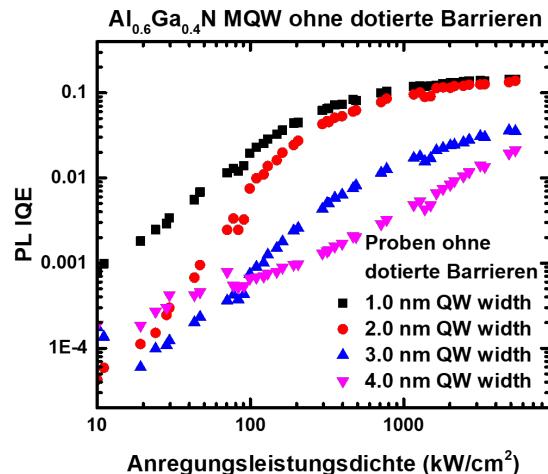


Abbildung 5.9: IQE in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Raumtemperatur der untersuchten MQW-Proben ohne dotierte Barrieren.

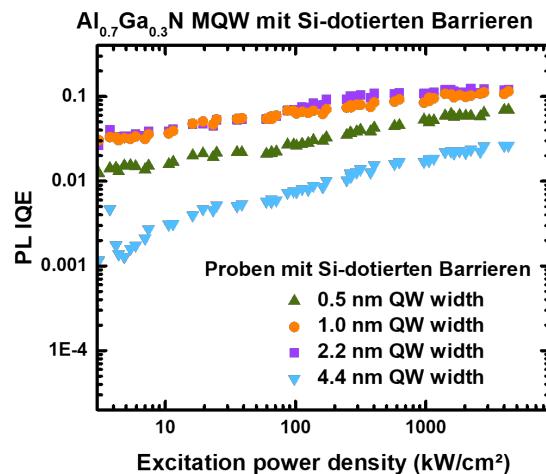


Abbildung 5.10: IQE in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Raumtemperatur der untersuchten MQW-Proben.

Die Ergebnisse der IQE bei Raumtemperatur für die Proben ohne und mit dotierten Barrieren sind in den Abbildungen 5.9 und 5.10 zu sehen. Für beide Probenarten zeigt sich, dass aufgrund des QCSE die IQE für weite QWs ($3.0 - 4.0\text{ nm}$) geringer ausfällt. Ebenso für besonders geringe Dicken (0.5 nm), bedingt durch den schlechteren Ladungsträgereinschluss. Die höchste IQE wird für QW-Dicken von $1.0\text{ nm} - 2.2\text{ nm}$ gemessen. Die Proben ohne dotierte mit QW-Dicken von 1.0 nm und 2.0 nm haben beide eine IQE von ca. 0,145 bei höchster Anregungsleistungsdichte.

Die Proben mit dotierten Barrieren und QW-Dicken von 1.0 nm und 2.2 nm haben beide eine IQE von ca. 0,121 bei höchster Anregungsleistungsdichte.

Anhand der Ergebnisse für die Proben mit dotierten Barrieren ist zu erkennen, dass die Si-dotierung einen deutlichen Einfluss auf den Verlauf der IQE hat. So ist die Ordinate der IQEs für diese Proben deutlich höher, wie Abbildung 5.10

zeigt. Die Dotierung führt sichtbar zu höheren IQEs bei geringen Anregungsleistungsdichten. Die Steigung mit anwachsender Anregungsleistungsdichte ist aber im Vergleich geringer, sodass die IQEs für beide Serien ungefähr den selben Wert im Bereich der hohen Anregungsleistungsdichten einnehmen.

Der Grund für dieses unterschiedliche Verhalten ist durch den Effekt der Dotierung auf den QCSE zu erklären. Durch die Si-Dotierung werden Ladungsträger in die Struktur gebracht, die neben der durch Anregung extern zugeführten Ladungsträgerdichte, zu einer zusätzlichen Abschirmung der Polarisationsfelder führen. Dieser Effekt ist am deutlichsten bei geringen Anregungsleistungsdichten zu sehen und hebt sich im Bereich großer Anregungsleistungsdichten auf, da die durch Anregung generierte Ladungsträgerdichte den Effekt des Screenings deutlich dominiert.

5.3 Ergebnisse der Simulationen

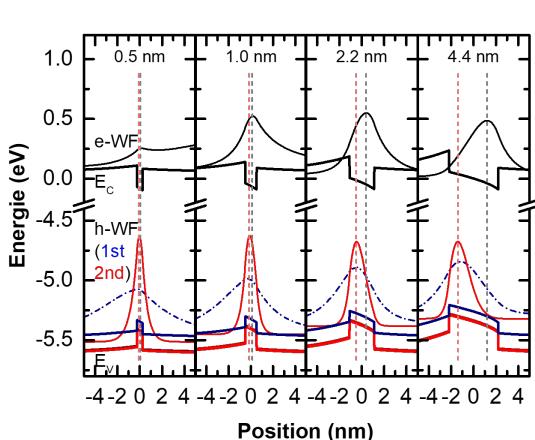


Abbildung 5.11: Simulation der Elektronen- und Lochwellenfunktion im Bändermodell mit QW in einem Bereich von -4 bis 4 nm für verschiedene Dicken. Simulation von Christoph Reich.

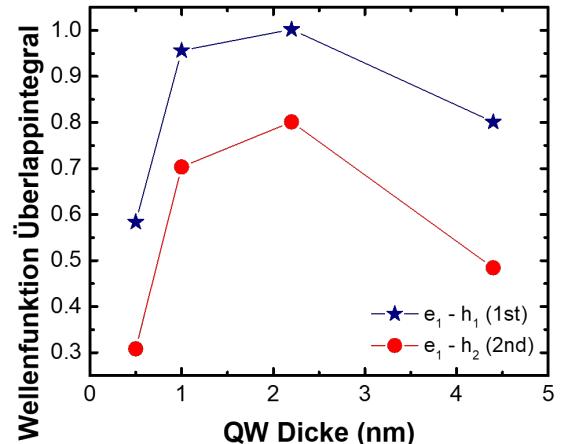


Abbildung 5.12: Wellenfunktion Überlapptintegral in Abhängigkeit der QW-Dicke. Simulation von Christoph Reich.

Abbildung 5.11 und 5.12 zeigen Modellberechnungen von Christoph Reich basierend auf der $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -Theorie für variierende QW-Dicken. In Abbildung 5.11 sind die Elektronen- und Lochwellenfunktion im Bändermodell für die vier verschiedenen

Dicken von $d = 0.5, 1.0, 2.2, 4 \text{ nm}$ dargestellt.

Dazu passend zeigt Abbildung 5.12 die zugehörigen Überlappintegrale der Wellenfunktionen. Das Überlappintegral ist ein Maß für die strahlende Rekombination. Daraus folgt, dass je höher der Wert des Überlappintegrals ist, umso größer ist der Anteil der strahlenden Rekombination. Somit ist für QW-Dicken von $1.0 \text{ nm} - 2.0 \text{ nm}$ der höchste B-Paramater für die strahlende Rekombination zu erwarten und bei Annahme dass Auger-Rekombination und nicht-strahlende Rekombination gleich bleiben auch die höchsten IQEs und bestätigt damit die experimentellen Ergebnisse.

Des Weiteren bestätigt die Simulation, dass für eine QW-Dicke von 0.5 nm die IQE im Vergleich geringer ausfällt, da das Überlappintegral durch den geringeren Ladungsträgereinschluss am kleinsten ausfällt.

5.4 Zusammenfassung

Die Ergebnisse dieses Kapitels zeigen, dass die QW-Dicke einen eindeutigen Einfluss auf die Rekombination und damit auf die IQE hat. Es wurde experimentell gezeigt und durch $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Simulationen bestätigt, dass QW-Dicken von $1.0 \text{ nm} - 2.2 \text{ nm}$ die höchsten IQEs und somit das beste Verhältnis zwischen Ladungsträgereinschluss und Screening liefern.

Die gemessenen IQEs für die Proben mit dotierten und undotierten Barrieren liegen zwischen 0,121 und 0,145 und sind damit auf einem ähnlichen Niveau. Es zeigte sich, dass eine Dotierung in den Barrieren im Bereich geringer Anregungsleistungsdichten zu höheren IQEs führt, diese jedoch im Vergleich weniger stark ansteigen in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte.

Weiter wurde gezeigt, dass die Emissionsenergien der undotierten Proben durch das Screening des QCSE mit zunehmender Ladungsträgerdichte steigen und für die Serie mit dotierten Barrieren konstant bleiben, aufgrund der größeren Anzahl an Ladungsträgern die den QCSE reduzieren.

KAPITEL 5. UNTERSUCHUNG DES MQW-DESIGNS VON
ALGAN-UVC-HETEROSTRUKTUREN

Kapitel 6

Untersuchung optisch gepumpter Laserstrukturen auf unterschiedlichen Templates

6.1 Einleitung

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 Si-dotierten $Al_{0.8}Ga_{0.3}N$ -Barrieren zwischen den drei 2.2 nm dicken $Al_{0.56}Ga_{0.44}N$ QWs. Die aktive Zone 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 darüberlegenden Schichten notwendig. Dieser Block an Schichten bildet die unveränderte Grundlage für alle in diesem Kapitel untersuchten Proben.

Die Proben beider Serien mit dem ELO AlN/Saphir Substrat unterscheiden sich untereinander noch vom Fehlschnitt und der Richtung des Fehlschnittes des Substrats. Die gegebenen Werte stammen vom Hersteller und sind nur nominelle Werte

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

die sich von den realen unterscheiden können. So haben die mit A gekennzeichneten Proben einen nominellen Fehlschnitt von $\alpha = 0.1^\circ m$ in die Standard m-Richtung, die mit B gekennzeichneten Proben den selben Fehlschnitt in eine der sechs nicht Standard m-Richtungen und die mit C gekennzeichneten Proben einen Fehlschnitt von $\alpha = 0.2^\circ m$ in die Standard m-Richtung.

Serie 1		Serie 2	
Name	offcut	Name	offcut
A	0.1°m	A-SL	0.1°m
B	0.1°m*	B-SL	0.1°m*
C	0.2°m	C-SL	0.2°m

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 6.1 zu sehen ist.

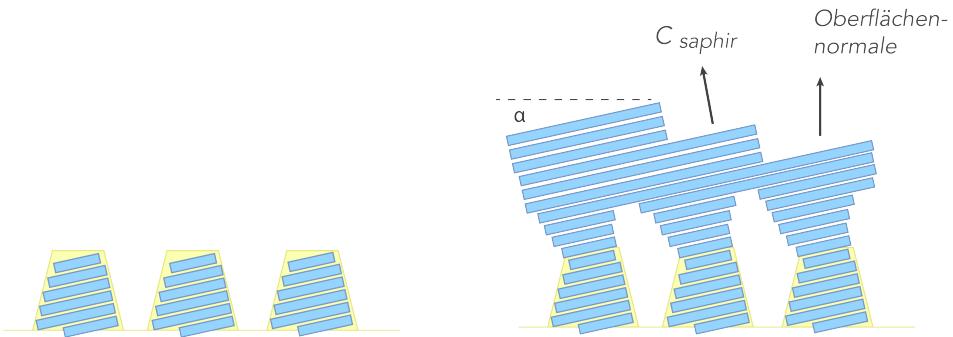


Abbildung 6.1: Einfluss des Fehlschnitt-Winkels auf das Wachstum bei ELO AlN/Saphir.

Der Fehlschnitt-Winkel α ist die Winkel-Differenz zwischen Oberflächennormale und der c-Richtung. Für ein $\alpha \leq 0,12^\circ$ wurde gezeigt, dass es zu Stufenfluss kommt und somit zu relativ glatten Oberflächen mit wellenartiger Morphologie und mit $\alpha \geq 0,16^\circ$ in Stufenbündelwachstum mit Makrostufen resultieren kann

[20]. 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 [19] [20] [51], was wiederum einen Einfluss auf die IQE durch Lokalisierung haben könnte.

Die Makrostufen können zudem zu einer Reduktion der Versetzungsichte beitragen. Bei Proben mit einem geringen Fehlschnitt von $\alpha = 0,12^\circ$ verlaufen die Versetzungen senkrecht zur Kristalloberfläche. Bei Proben mit einem großen Fehlschnitt von $\alpha = 0,16^\circ$ verlaufen die Versetzungen diagonal wie Abbildung 6.2 zeigt. Bei diesen Versetzungen handelt es sich um sogenannten Koaleszenzkorngrenzen die an der Oberfläche als Makrostufen zu erkennen sind [20]. Bei Schichtdicken

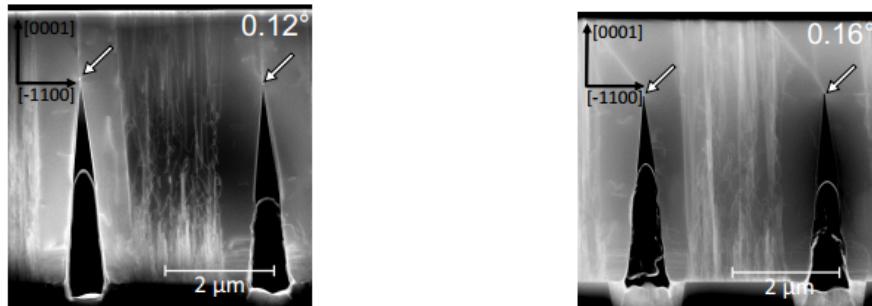


Abbildung 6.2: Querschnitts-TEM-Aufnahmen mit den sichtbaren senkrecht und diagonal verlaufenden Schraubenversetzungen

$\geq 10\mu m$ kreuzen diese diagonal verlaufenden Makrostufen die versetzungsreichen Gebiete zwischen den geätzten Gräben im ELO oft genug um diese fast vollständig zu annihilieren [51]. Solche Dicken sind aber schwierig zu realisieren durch das schwierige Wachstum und der entstehenden Krümmung des Wafers. Bei den hier verwendeten Schichtdicken von $\geq 1\mu m$ ist nur eine teilweise Annihilation und damit eine Defektreduktion von $1 \cdot 10^{10} cm^{-2}$ auf $5 \cdot 10^9 cm^{-2}$ zu erwarten [51]. Weiter beachtet werden muss, dass bei den darauf folgenden Schichten eine Planarisierung stattfinden muss, um eine möglichst ebene aktive Zone zu haben.

6.2 UVC-Laser Strukturen auf ELO ohne Übergitter

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 $Al_{0.8}Ga_{0.2}N$ -Bufferschicht (Abb. 6.10).

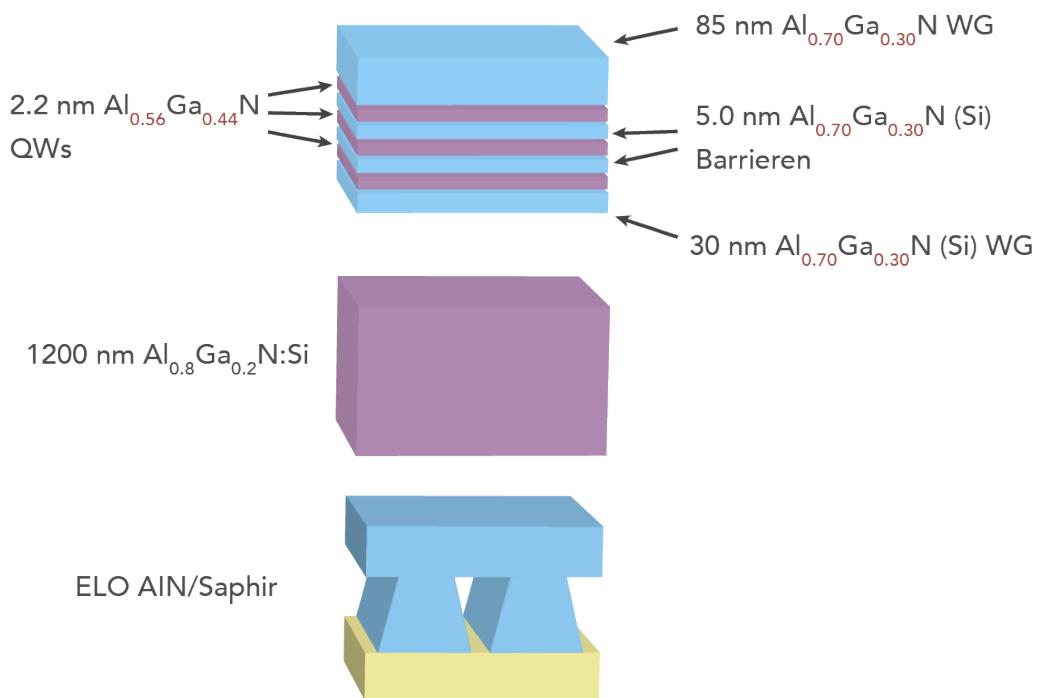


Abbildung 6.3: Schichtstruktur der untersuchten Proben.

Die zentrale Wellenlänge der Proben befindet sich bei $(271 \pm 1) nm$ wie in Ab-

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPFTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

bildung 6.4 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 Tieftemperatur ein

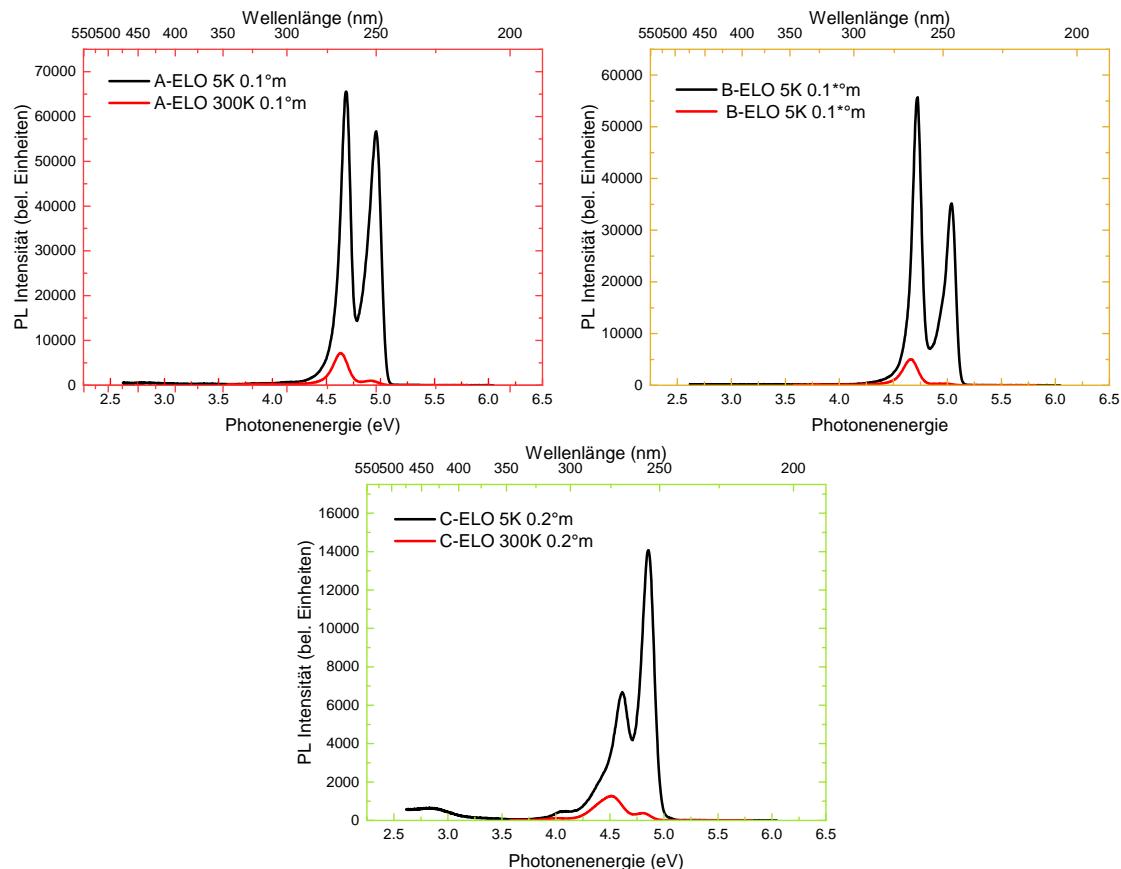


Abbildung 6.4: Aufnahme der Spektren der Proben A-ELO mit einem Fehlschnittwinkel von 0.1 in die Standard m-Richtung, Probe B-ELO mit einem Fehlschnittwinkel von 0.1 die andere m-Richtung und Probe C-ELO mit einem Fehlschnittwinkel von 0.2 in die Standard m-Richtung.

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

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

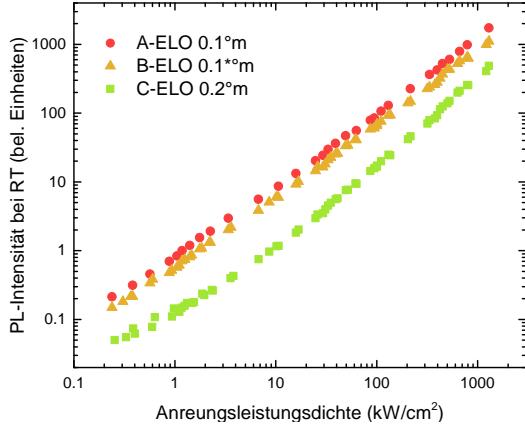


Abbildung 6.5: Die integrierte Intensität in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Raumtemperatur(RT) in doppelt-logarithmischer Darstellung.

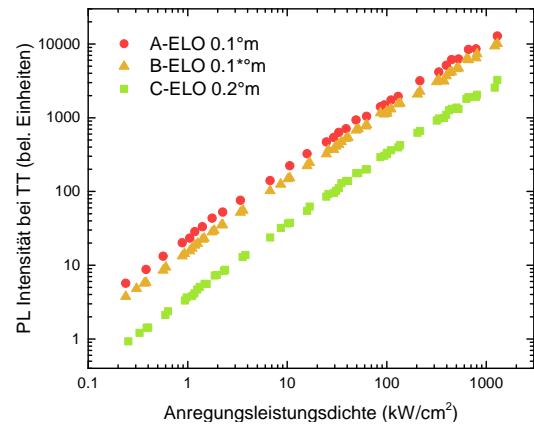


Abbildung 6.6: Die integrierte Intensität in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Tieftemperatur(TT) in doppelt-logarithmischer Darstellung.

zu schliessen, bedingt durch die unterschiedliche Positionierung der Proben und der Fokussierung. Dennoch ist hier bereits auffällig, dass die Probe C-ELO (grün) eine deutlich geringere Intensität bei Raumtemperatur und Tieftemperatur hat. Dies bestätigt sich in den Abbildungen 6.5 und 6.6.

Die Proben A-ELO und B-ELO zeigen keinen signifikanten Unterschied in den Intensitäten zueinander, der Rückschlüsse auf unterschiedliche IQEs erlauben würde. Bei der Probe C-ELO könnte vermutet werden, anhand der drastischen Unterschiede in den Intensitäten der Spektren, dass sie die geringste IQE hat, da sie mit deutlichem Abstand am schwächsten leuchtet, obwohl bei allen Proben die gleiche Fläche beleuchtet wird. Die Ergebnisse für die IQE bei Raumtemperatur sind in Abbildung 6.7 zu sehen. Die IQE Probe C-ELO ist mit einem Wert von $IQE_{C-ELO} = 0,028$ im Bereich von geringen Anregungsleistungsdichten von $10 \frac{kW}{cm^2}$ bis $100 \frac{kW}{cm^2}$ niedriger als für die Proben A-ELO und B-ELO, die sich, wie aus den Intensitäten und ihren Verhältnissen bei Tieftemperatur und Raumtemperatur bereits zu vermuten ist, ähnlich verhalten.

Die IQE für die Probe C-ELO weist indes eine deutlich stärkere Steigung auf, sodass die IQE mit zunehmender Anregungsleistungsdichte die der Proben A-ELO und B-ELO immer deutlicher übersteigt. Sodass bei der höchsten Anregungsleistungsdichte $1300 \frac{kW}{cm^2}$ die IQE der Probe C-ELO mit einer IQE von $IQE_{C-ELO} =$

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

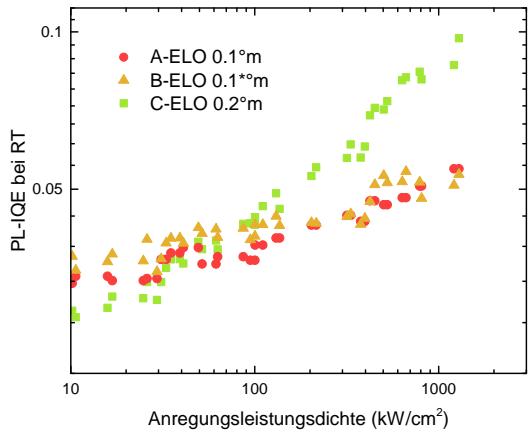


Abbildung 6.7: Die IQEs für die Proben A-ELO, B-ELO und C-ELO bei Raumtemperatur.

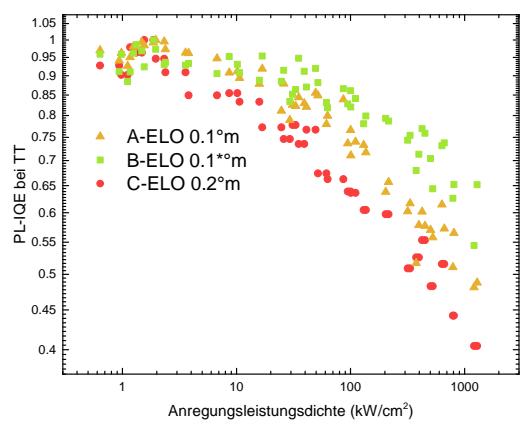


Abbildung 6.8: Die IQEs für die Proben A-ELO, B-ELO und C-ELO bei Tieftemperatur.

0,098 (9,8 %) die der Proben A-ELO mit $IQE_{A-ELO} = 0,055$ (5,5 %) und B-ELO mit $IQE_{B-ELO} = 0,054$ (5,4 %) um fast das doppelte übersteigt. Werden zusätzlich die IQEs bei 5K berachtet, ist ersichtlich, dass die IQEs Proben A-ELO und B-ELO erheblich schneller absinken als die der Probe C-ELO. Dieser erreicht mit sinkender Anregungsleistungsdichte das Plataeu, dass bei geringen Anregungsleistungsdichten aufgrund der n^3 Abhängigkeit der Auger-Rekombination zu erwarten ist.

A-ELO und C-ELO dagegen scheinen dieses Plataeu nicht zu erreichen. Daraus resultierend, liegt die Schlussfolgerung nahe, dass die hier verwendeten Anregungsleistungsdichten für die Proben A-ELO und B-ELO nicht gering genug und somit die IQEs unterbewertet sind, zudem ist das unterschiedliche Verhalten der IQEs bei 5K möglicherweise dadurch zu erklären, dass auf die Probe C-ELO nicht die gleiche Anzahl an Ladungsträgern die aktive Zone erreichen. Was im Umkehrschluss erklärt, wieso das Plataeu bei der Probe C-ELO früher erreicht wird, da somit die tatsächlich auf der Probe an kommende Anregungsleistungsdichte geringer ausfällt.

Um die Gründe für diese Unterschiede in den IQEs und den Einfluss des Fehlschnittes auf die Oberflächenmorphologie weiter zu untersuchen, werden AFM-Aufnahmen und panchromatische CL-Aufnahmen und dazu von derselben Stelle Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahmen betrachtet und auf ihre Besonderheiten

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

analysiert. Die CL-Bilder wurden bei einer Beschleunigungsspannung von 5 kV, einer Stromstärke von 1,1 nA und einer 5000-fachen Vergrößerung von Ute Zeimer aufgenommen.

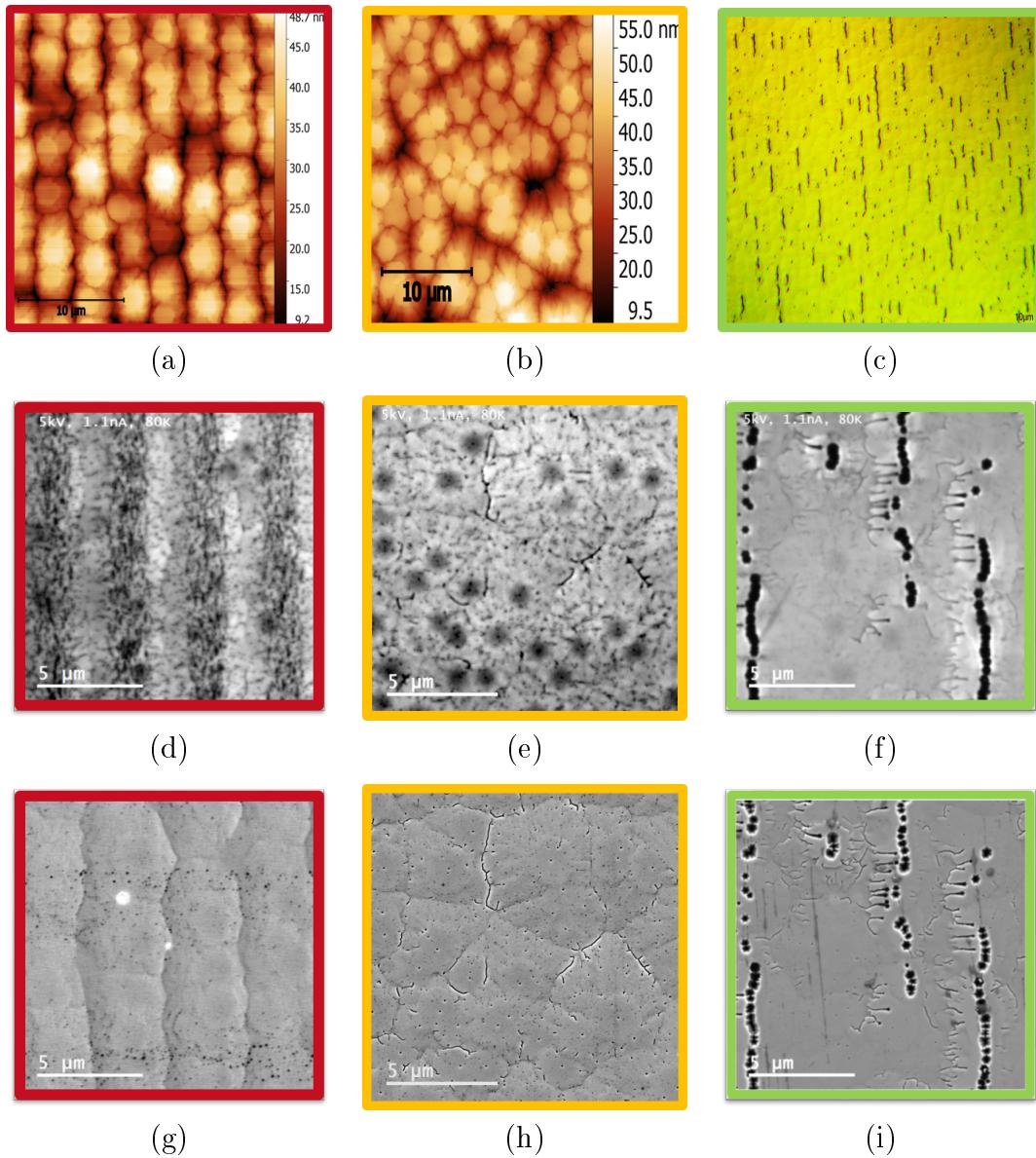


Abbildung 6.9: AFM-Bilder (a, b) und eine Limi-Aufnahme (c) von Christian Kuhn aufgenommen. SEM (c, d, e) und panchromatische CL-Aufnahmen(f, g, h) an den selben Stellen gemessen von Ute Zeimer (FBH)

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

Auf den AFM-Aufnahmen der Probe A-ELO in Abbildung 6.9 (a) sind entlang der ELO-Streifen Spiralen zu sehen und die SEM-Aufnahme (c) zeigen Wachstumssinseln und eine glatte Oberfläche. Die panchromatischen CL-Aufnahmen zeigen eine Verteilung dunkler Punkte (engl.: dark spot) hauptsächlich an den Kämmen der ELO-Streifen zwischen den geätzten Gräben. Diese korrelieren direkt mit Schraubenversetzungen die bis an die Oberfläche reichen. Auf der AFM-Aufnahme der Probe B-ELO (b) sehen wir statt den Spiralen auf den ELO-Streifen dagegen zufällig verteilte Spiralen. Der Grund dafür liegt hauptsächlich an dem Einfluss der unterschiedlichen Richtungen der ELO-Streifen zu der Fehlschnittrichtung. Die SEM-Aufnahme (g) zeigt viele Hohlräume und Risse an der Oberfläche. Auf dem panchromatischen CL-Bild (d) sind die dunklen Punkte verstreut auf der Oberfläche zu sehen.

Die Oberfläche der Probe C-ELO dagegen weist, wie auf Abbildung (c) zu sehen ist, viele Gruben (engl.: pits) entlang der ELO Streifen auf. Das ELO ist zwar koalesziert, aber beim Wachstum der MQWs ist wahrscheinlich etwas schief gelaufen. Zudem ist wieder erwarten kein Stufenbündelwachstum zu sehen. Mit diesem Wissen lässt sich sagen, dass die Proben A-ELO und B-ELO mit dem gleichen Fehlschnitt in verschiedene Richtungen sich in ihren Emissions-Eigenschaften ähnlich verhalten und die IQEs mit 5,4 % und 5,5 % sich gleichen. Allerdings äußert sich an der Morphologie eindeutig der Einfluss der Fehlschnitt-Richtung zur Richtung der ELO Streifen.

Die Ergebnisse der Probe C-ELO dagegen lassen sich schwer interpretieren. Sie besitzt eine fast doppelt so hohe IQE wie die anderen beiden Proben, bei einer geringeren Intensität. Auf der Probe selbst scheinen weniger Elektron-Loch-Paare generiert zu werden, was sich durch eine geringere Intensität äußert, aber untermauert wird durch die IQE bei 5K und dem bei weitem früher einsetzenden Plateau. Die Gründe dafür können schwer bestimmt werden. Beim Wachstum des MQW ist eindeutig etwas schief gelaufen und äußert sich in der Morphologie. Inwieweit die Morphologie einen Einfluss auf die Kollektionseffizienz (Licht- ein- und auskopplung) der Proben hat, ist schwierig und zu diesem Zeitpunkt nicht benennbar.

So bleibt die IQE der Probe C-ELO ohne weitere Investigation schwer bis gar nicht zu verwerten. Um den tatsächlichen Einfluss eines Fehlschnittwinkels von 0.2° auf

die Versetzungsichte und damit eine IQE zu bestimmen, wäre es notwendig, eine neue Serie zu wachsen bei der beim MQW-Wachstum nichts schief läuft und zusätzlich Messungen in denen die maximale IQE bestimmt werden kann. Letzteres ist mit dem derzeitigen PL-Aufbau nicht möglich.

6.3 UVC-Laser Strukturen auf ELO mit Übergeit- ter

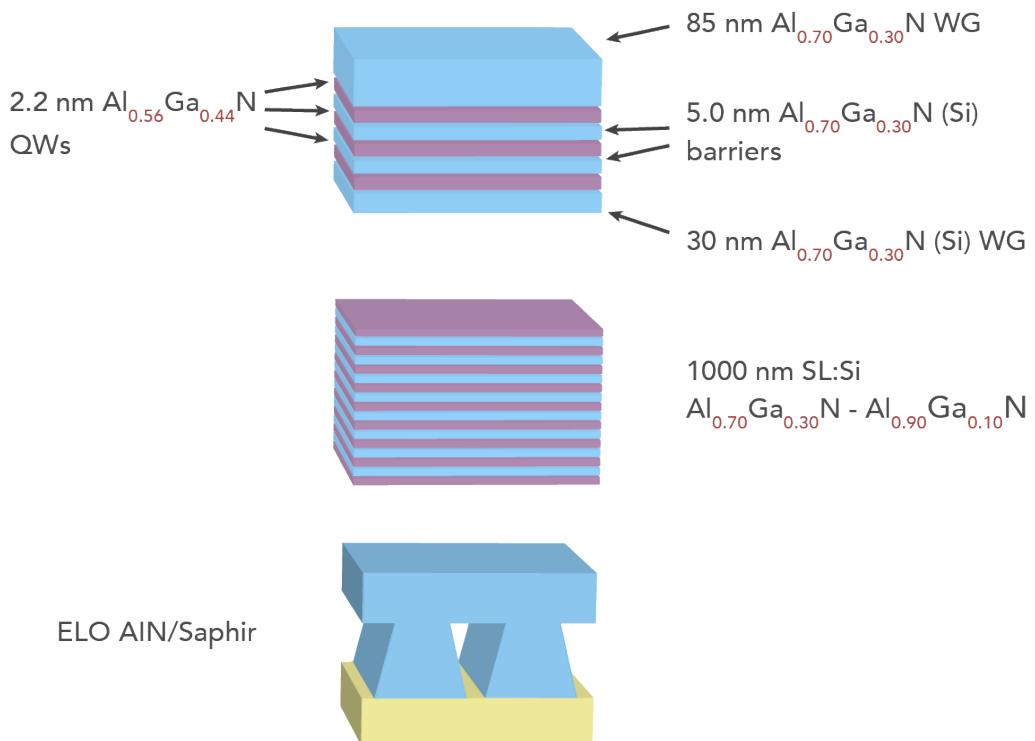


Abbildung 6.10: Schichtstruktur der untersuchten Proben.

Die drei untersuchten Proben A-SL-ELO, B-SL-ELO und C-SL-ELO setzen sich zusammen aus der gleichen aktiven Zone. Das Substrat ist ELO AlN/Saphir und

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

darauf aufgewachsen wurde ein 1000 nm dickes Übergitter aus dünnen alternierenden Schichten aus $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ und $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{N}$, da so Wachstum von AlGaN-Schichten mit einer verbesserten lateralen Uniformität in der Zusammensetzung und des Spannungszustands ermöglicht wird und so zu einer signifikanten Reduzierung der Oberflächenrauheit führt [52] [53].

Dies ist bei Laserdioden von besonderer Wichtigkeit um optische Streuung, die zu Verlusten im Resonator führt, möglichst zu vermeiden. So ist durch eine glattere Oberfläche eine geringere Laserschwellendichte zu erreichen [54].

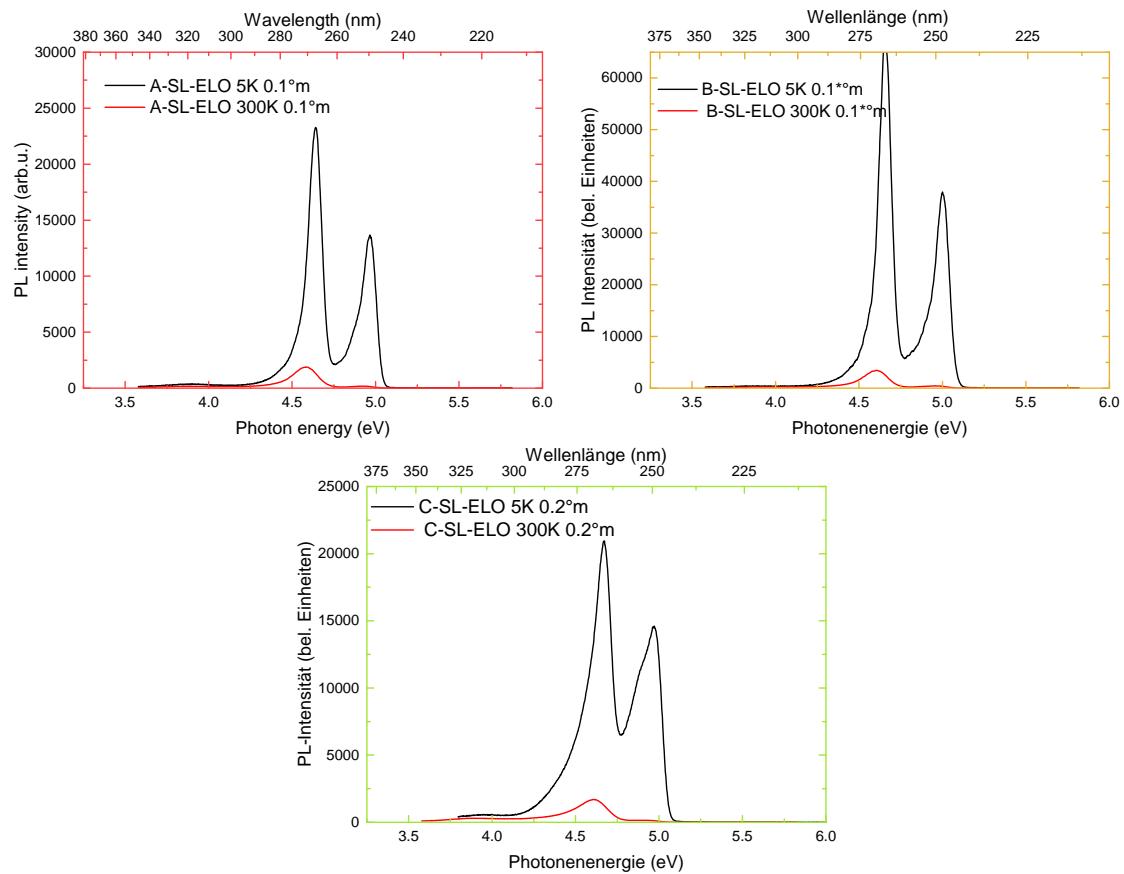


Abbildung 6.11: Aufnahme der Spektren der Proben A-SL-ELO mit einem Fehlschnittwinkel von 0.1 in die Standard m-Richtung, Probe B-SL-ELO mit einem Fehlschnittwinkel von 0.1 die andere m-Richtung und Probe C-SL-ELO mit einem Fehlschnittwinkel von 0.2 in die standard m-Richtung.

Die Spektren bei $5K$ und $300K$ zeigen keine signifikanten Unterschiede in der Intensität wie in Abbildung 6.11 zu sehen ist. Der QB-Peak der Probe C-SL-ELO

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

ist energetisch näher am QW-Peak als bei den anderen Proben und weist eine andere Form auf, nimmt aber keinen Einfluss auf die Ergebnisse der IQE. Die in-

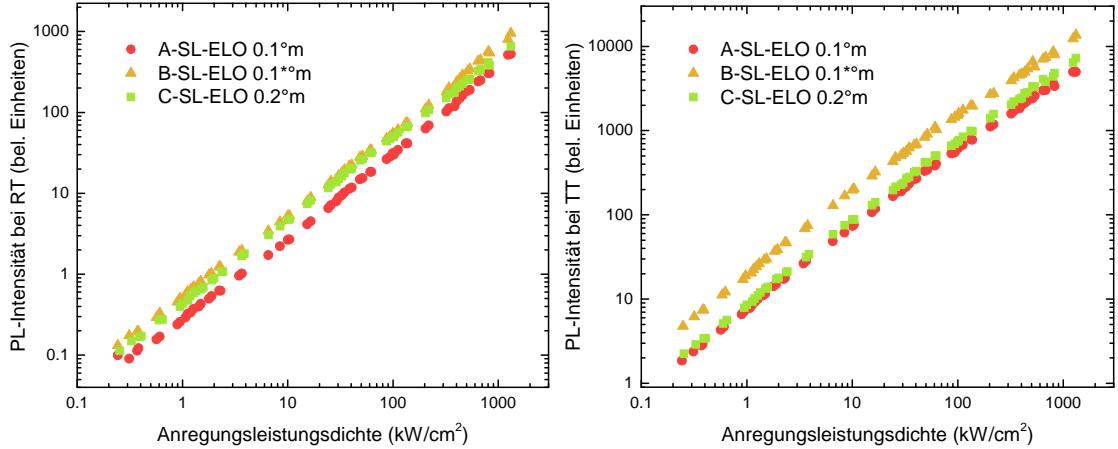


Abbildung 6.12: Die integrierte Intensität in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Raumtemperatur in doppelt-logarithmischer Darstellung.
Abbildung 6.13: Die integrierte Intensität in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte bei Tieftemperatur in doppelt-logarithmischer Darstellung.

tegrierten Intensitäten in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte (Abb. 6.13) zeigen, dass die Probe B-SL-ELO bei Tieftemperatur am stärksten leuchtet und bei Raumtemperatur auf gleichem Niveau mit der Probe A-SL-ELO ist. Die Probe C-SL-ELO leuchtet dagegen im Vergleich bei Tieftemperatur und Raumtemperatur am schwächsten, fällt allerdings nicht so signifikant gering gegenüber den anderen Proben aus, wie die Probe C-ELO aus der ersten Serie.

Die IQEs der Proben bei Raumtemperatur und Tieftemperatur sind in Abbildung 6.14 und 6.15 zu sehen und zeigen, dass die Proben A-SL-ELO und C-SL-ELO die höchsten IQEs haben.

Die Probe C-SL-ELO weist bei geringen Anregungsleistungsdichten die höchste IQE auf. A-SL-ELO weist in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte die größte Steigung auf, sodass bei der höchsten Anregungsleistungsdichte bei $1300 \frac{kW}{cm^2}$ die IQEs beider Proben fast gleich sind mit $IQE_{A-SL-ELO} = 0,049$ und $IQE_{C-SL-ELO} = 0,045$. C-SL-ELO fällt im Vergleich mit $IQE_{C-SL-ELO} = 0,033$ stark ab.

Hatten beide Proben mit dem selben Fehlschnittwinkel von $0,1^\circ$ in der ersten Serie noch nahezu die selben IQEs, weichen sie in dieser Serie deutlich von einander ab. Einen Grund dafür liefert möglicherweise die panchromatische-CL Aufnahme in

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

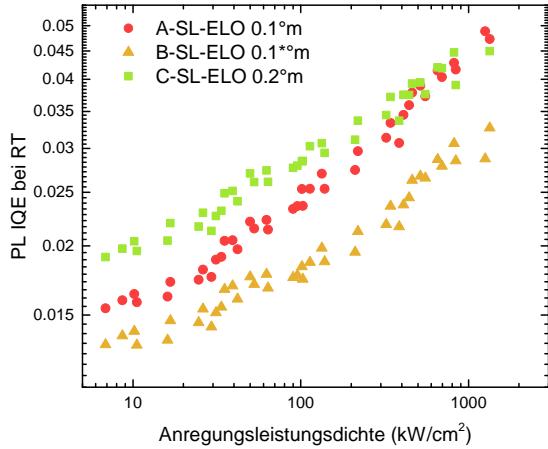


Abbildung 6.14: Die IQEs für die Proben A-SL-ELO, B-SL-ELO und C-SL-ELO bei Raumtemperatur.

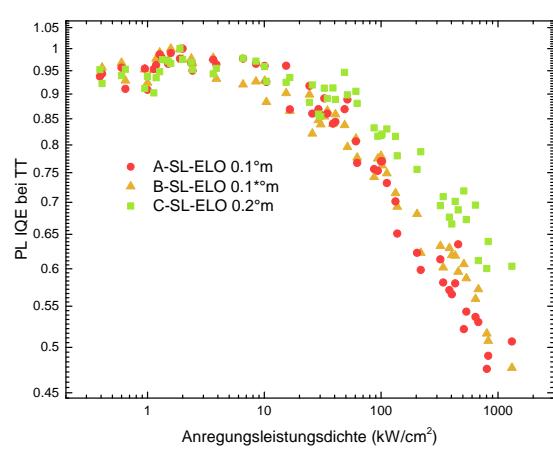


Abbildung 6.15: Die IQEs für die Proben A-SL-ELO, B-SL-ELO und C-SL-ELO bei Tieftemperatur.

Abbildung 6.16 (d) im Vergleich mit 6.9 (d). Dort ist erkennbar, dass die dunklen Punkte ebenfalls verteilt auf der Oberfläche zu sehen sind, jedoch in 6.16 (d) die Anzahl kleinerer dunkler Punkte um die kreisförmig angesammelten dunklen Punkte deutlich höher ist. Was auf eine höhere Anzahl an Defekten spricht und somit die geringere IQE erklären würde. Die AFM-Bilder in Abbildung 6.16 (a) (b) (c) zeigen eine ähnliche aber glattere Oberflächenmorphologie wie in der ersten Serie für die Proben mit dem selben Fehlschnittwinkel- und -richtung. A-SL-ELO zeigt wie die A-ELO Spiralen entlang der ELO-Streifen auf dem AFM-Bild (a) und auf dem CL-Bild (d) sieht man ebenso dunkle Punkte hauptsächlich an den Kämmen der ELO-Streifen zwischen den geätzten Gräben. B-SL-ELO hat wie Probe B-ELO zufällig verteilte Spiralen auf der Oberfläche (b). Die SEM-Aufnahme (h) zeigt im Unterschied zur SEM-Aufnahme der Probe B-ELO Gruben im Zentrum der Wachstumsinseln. Die Probe C-SL-ELO dagegen unterscheidet sich stark von C-ELO bezüglich der Oberflächenmorphologie, so tritt sporadisches Stufenbündelwachstum auf, was für einen Fehlschnitt von $0,14^\circ$, also nah an der Grenze von Stufenfluss- zu Stufenbündelwachstum spricht. Der Einbau von Gallium an den Stufenkanten bestätigt sich in den Mono-CL Aufnahmen bei 274 nm und 271 nm (QW-Peak) bei Tieftemperatur (80 K). So ist im Vergleich ersichtlich, dass Gallium an den Stufenkanten eingebaut wurde und zusätzlich sind noch pyramidenartige Strukturen

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

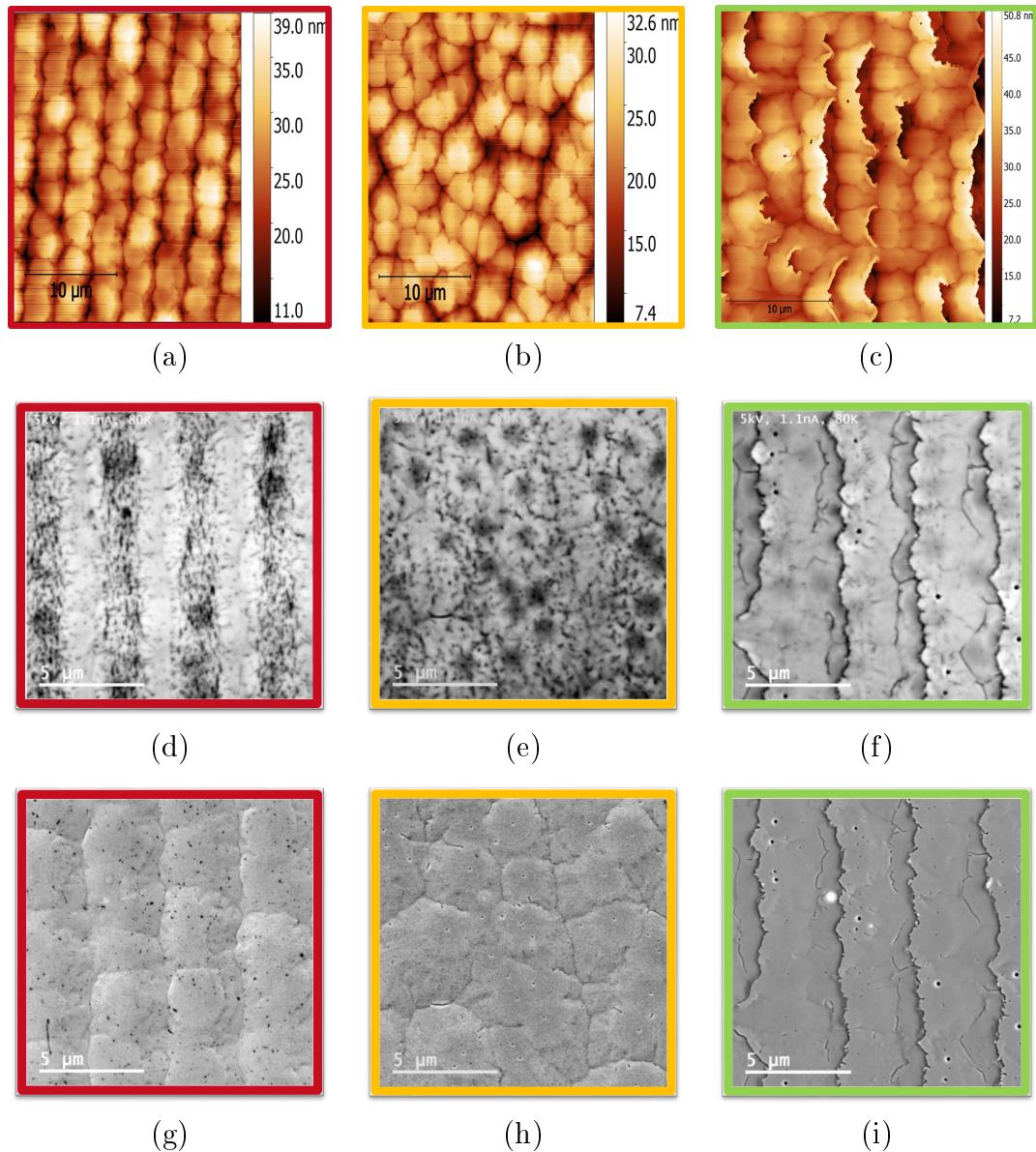


Abbildung 6.16: AFM-Bilder (a, b) und eine Limi-Aufnahme (c) von Christian Kuhn aufgenommen. SEM (c, d, e) und panchromatische CL-Aufnahmen(f, g, h) an den selben Stellen gemessen von Ute Zeimer (FBH)

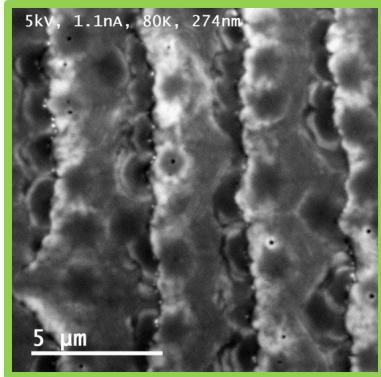


Abbildung 6.17: (a)

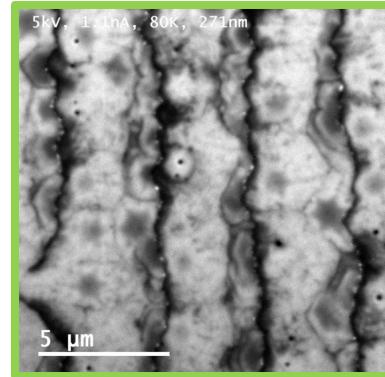


Abbildung 6.18: (b)

Abbildung 6.19: Monochromatische CL-Bilder aufgenommen bei 80 K bei 274 nm und 271 nm .

mit Al-Gehalt zu sehen. Lokalisierungseffekte sind allerdings aufgrund der Diffusionslänge von ca. 100 nm nicht zu erwarten. Aber auch hier scheint es, wie bei Probe C-ELO, Unterschiede in der Absorption der auf der Probe ankommenden Photonen zu geben, denn das Plateau der IQE bei Tieftemperatur beginnt bereits bei höheren Anregungsleistungsdichten im Vergleich zu A-SL-ELO und B-SL-ELO. Somit gilt auch hier, um den tatsächlichen Einfluss eines Fehlschnittwinkels von 0.2° auf die Defektdichte und damit auf die IQE zu bestimmen, wäre es zumindest interessant eine maximale IQE zu bestimmen.

6.4 Zusammenfassung

Serie 1			Serie 2		
Name	Fehlschnittwinkel	IQE	Name	Fehlschnittwinkel	IQE
A-ELO	0.1°m	0,055	A-SL-ELO	0.1°m	0,049
B-ELO	0.1°m^*	0,054	B-SL-ELO	0.1°m^*	0,033
C-ELO	0.2°m	0,098	C-SL-ELO	0.2°m	0,045

Abbildung 6.20: IQEs beider Serien bei einer Anregungsleistungsdichte von $1300\frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Proben mit Übergitter eine eindeutig glattere Oberfläche aufweisen und damit einen wichtigen positiven Effekt für UVC-

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG OPTISCH GEPUMPTER LASERSTRUKTUREN AUF UNTERSCHIEDLICHEN TEMPLATES

Laserdioden im Betrieb mit sich bringen. Die AFM-, SEM- und CL-Aufnahmen bestätigen, dass der Fehlschnittwinkel Einfluss auf die Wachstumskinetik hat. So ist in beiden Serien eindeutig der Einfluss der Fehlschnittrichtung zur Richtung der ELO-Streifen an der Oberflächenmorphologie zu erkennen. Auch Stufenbündelwachstum bei einem Fehlschnittwinkel von 0.2° hat sich bei Probe C-SL-ELO bestätigt. Ein positiver Einfluss auf die Defektdichte bei einem Fehlschnittwinkel von 0.2° ist bei alleiniger Betrachtung der IQE der Probe C-ELO, bei der beim MQW-Wachstum etwas schief lief, zwar zu bestätigen, hat sich bei tiefergehender Analyse nicht erhärtet und gezeigt, dass es für eine verwertbare Analyse noch weiterer Investigation bedarf. Die Probe C-SL-ELO dagegen verhält sich ohne Widersprüche und zeigt eine der höchsten IQEs, die auf dem Niveau der A-ELO und A-SL-ELO ist. Bestätigt allerdings auch bei genauerer Betrachtung, dass für einen verwertbaren Vergleich, die Bestimmung einer maximalen IQE nötig ist, da es scheint, als würde für die Proben mit 0.2° -Fehlschnittwinkel eine andere Absorption gelten. Es sei aber erwähnt, dass dies nur eine mögliche Erklärung darstellt und die Gründe für die unterschiedlichen IQEs bei 5K auch bspw. in Wachstumsfehlern mit ungeklärtem Einfluss oder unterschiedlichen Ladungsträgertransportmechanismen bedingt durch die Morphologien liegen könnten. C-SL-ELO weist eine rauere Oberfläche auf, weswegen für eine Verwendung in UVC-Laserdioden die Ergebnisse für die Verwendung von Übergittern mit einem Fehlschnitt von 0.1° sprechen. Dies bestätigt sich ebenfalls in den Untersuchungen von Christian Kuhn, die zeigen, dass mit Übergitter gewachsene UVC-Laser eine Reduktion der Laserschwellldichte um einen Faktor zwei im Vergleich zu ohne Übergitter gewachsene UVC-Laser aufweisen [54].

Kapitel 7

Untersuchung der optischen Polarisation an AlGaN MQWs mit Photolumineszenzspektroskopie

7.1 Einleitung

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 das Verhältnis zwischen TE- und TM-polarisiertem Licht zu bestimmen. Weil es möglicherweise Auswirkungen des ELO auf die Polarisation gibt, wurde der Einfluss des ELO mit untersucht.

7.2 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. 2.18 in Kapitel 2.10) bei fester QW-Dicke

KAPITEL 7. UNTERSUCHUNG DER OPTISCHEN POLARISATION AN ALGAN MQWS MIT PHOTOLUMINESZENZSPEKTROSKOPIE

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 $1,5\text{nm}$ 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. [7.1] 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 verti-

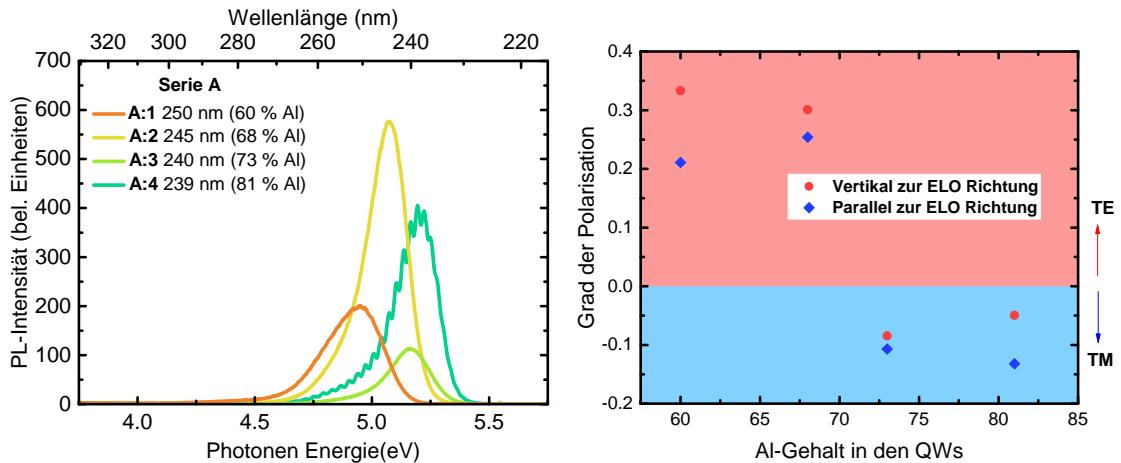


Abbildung 7.1: PL-Spektren der Serie A. Die Emission verschiebt sich mit steigendem Al-Gehalt in den QWs hin zu kleineren Wellenlängen durch die steigende Bandlückenenergie.

Abbildung 7.2: 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.

kal und horizontal zur ELO-Richtung positioniert und gemessen. Abbildung [7.2] zeigt die Ergebnisse der Polarisationsmessungen. So zeigen die Proben A:1 und A:2 mit einem Al-Gehalt von 60% und 68% TE-Polarisation. Der Grad der Polarisierung 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 durch die Neuordnung der Valenzbänder ändert. Der Wechsel findet bei einer Wellenlänge von ca. 240nm statt und ist in guter Übereinstimmung mit den Simulation (siehe Abb. [2.18]). 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.

7.3 Variation der QW-Dicke

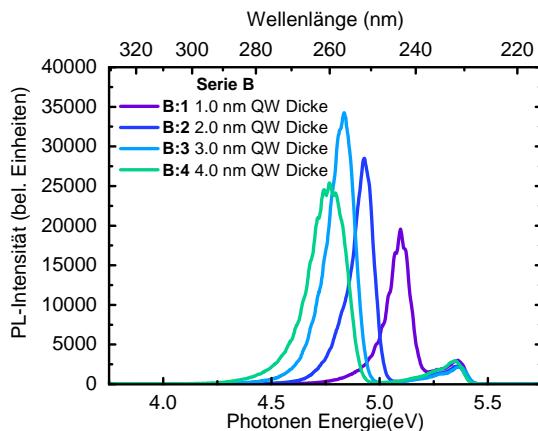


Abbildung 7.3: PL-Spektren der Serie B. Die Emission verschiebt sich mit steigender QW-Dicke hin zu größeren Wellenlängen durch den QCSE und Confinement.

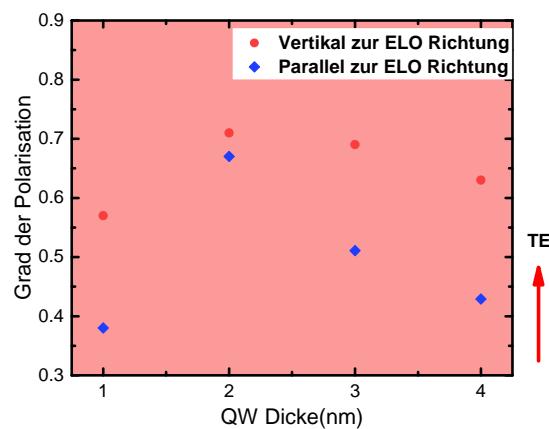


Abbildung 7.4: PL-Spektren der Serie B. Die Emission verschiebt sich mit steigendem Al-Gehalt in den QWs hin zu kleineren Wellenlängen durch die steigende Bandlückenenergie.

Die Untersuchung der QW-Dicken Variations Serie, dient dem Zweck, anhand der variierenden QW-Dicke bei einem festen Al-Gehalt in QW und Barriere die Änderung in der Polarisation(siehe Abb. 2.19 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,

KAPITEL 7. UNTERSUCHUNG DER OPTISCHEN POLARISATION AN ALGAN MQWS MIT PHOTOLUMINESZENZSPEKTROSKOPIE

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. [7.3] zu erkennen.

Die Ergebnisse der Polarisationsmessung zeigen eine eindeutig 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.

Es zeigt sich, wie in der Simulation in Abb. 2.19 zu sehen, dass mit einem Al-Gehalt von 60% in den QWs, der Polarisationsgrad bei den Proben mit 1 und 4nm QW-Dicke am niedrigsten ausfällt und bei 2nm am höchsten. Somit bestätigt der Verlauf die Simulationen in Bezug auf den zu erwartenden Trend, wo am Rand zum Wechsel (bei 1 und 4nm) von TE zu TM der geringste Polarisationsgrad zu erwarten ist.

Kapitel 8

Bestimmung der IQE bei Raumtemperatur

In diesem Kapitel wird die in Kapitel 2.9 vorgestellte Methode zur Bestimmung der IQE bei Raumtemperatur benutzt und versucht auf eine möglichst große Anzahl von uns gemessenen Proben anzuwenden.

Um dies generisch und automatisiert zu verwirklichen und die Methode auf möglichst viele und auch alte Messungen anzuwenden, wurde von mir ein Mathematica-Skript geschrieben, dass die gemessenen Daten einer Probenserie bei Raumtemperatur benutzt, um die Ergebnisse in Echtzeit in Abhängigkeit von einem variablen Bereich der Messpunkte darzustellen. Dies erscheint wichtig, weil die Methode das ABC-Modell auf die Parameter A und B reduziert und somit möglichst ein Bereich ausgewählt werden sollte, bei dem der Einfluss der Auger-Rekombination gering ausfällt. Also muss insbesondere der Bereich geringer Anregungsleistungsdichten betrachtet werden, der allerdings mit unserem UVPL-Setup stark von Messartefakten und Rauschen beeinflusst ist.

Für die Anwendung der Methode wurden die Werte für die Fresnel-Reflexion R variiert im Bereich von 0.1 bis 0.9 und für den Absorptionskoeffizienten α im Bereich $1 \cdot 10^4$ bis $1 \cdot 10^7 \frac{1}{cm}$. Es zeigte sich, dass die Variation der Parameter nur einen Einfluss auf die Generationsrate hat, allerdings nicht auf die resultierende IQE die unter der Variation konstant blieb.

KAPITEL 8. BESTIMMUNG DER IQE BEI RAUMTEMPERATUR

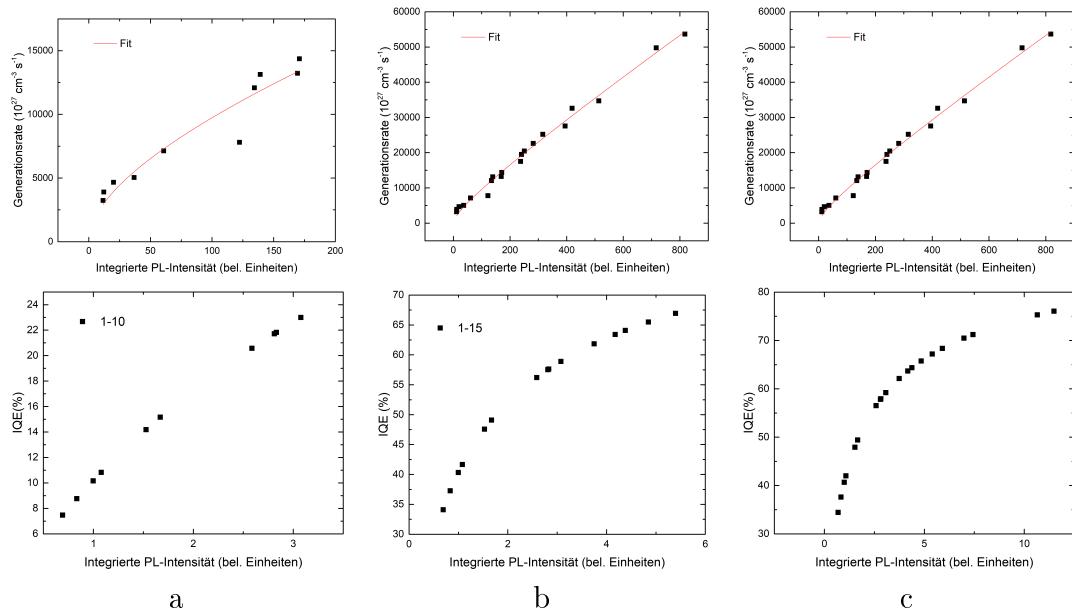


Abbildung 8.1: Der Fit der Generationsrate in Abhängigkeit der integrierten Intensität für die 1-5 (a), 1-10 (b) und 1-15 (c) Datenpunkte und darunter die aus dem Fit bestimmte IQE.

Angewendet ergab sich, dass die Methode für keine Probenserie verlässliche Werte lieferte für die IQE lieferte und stattdessen die Ergebnisse stark mit dem ausgewählten Bereich der Datenpunkte variierten. Die große Schwankung in Abhängigkeit der ausgewählten Datenpunkte ist in Abbildung 8.1 zu sehen.

Dieses Verhalten mit der starken Schwankung wiesen alle untersuchten Proben auf. Des Weiteren sollte erwähnt werden, dass die zugehörigen A- und B-Parameter in keinem der Fälle in einem Bereich lagen, in dem sie nach Literaturwerten einzurordnen wären. Stattdessen schwankten sie variierend mit einigen Zehnerpotenzen darüber oder darunter.

Nun soll auf einige Probleme des Ansatzes der angewandten Methode eingegangen werden. Die Methode setzt voraus, dass die Auger-Rekombination vernachlässigt werden kann, da nur Bereiche geringer Anregungsleistungsdichte betrachtet werden sollten. Dieser Bereich leidet aber insbesondere bei Raumtemperatur an starkem Rauschen.

Zusätzlich betrachtet die Methode den möglichen Einfluss einer Dotierung überhaupt nicht. Dies ist nicht zu vernachlässigen wie in Kapitel 2.9 beschrieben und

KAPITEL 8. BESTIMMUNG DER IQE BEI RAUMTEMPERATUR

gezeigt.

Einer weiterer wichtiger Punkt ist, dass mit dem von uns genutzten Setup keine Möglichkeit bestand, nur die QWs anzuregen und so den Effekten thermischer Diffusion ebenfalls nicht Rechnung getragen wird.

Als Fazit bleibt nur zu sagen, dass die Methode für die Bestimmung der IQE unserer Proben als nicht anwendbar beschrieben werden muss.

KAPITEL 8. BESTIMMUNG DER IQE BEI RAUMTEMPERATUR

Kapitel 9

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden PL-Untersuchungen an AlGaN UVC-Laser- und LED-Strukturen durchgeführt und deren IQE bestimmt. Diese wurde verglichen und die Ursachen für die Unterschiede mit Hilfe verschiedener Messmethoden wie AFM und CL versucht zu ergründen. Weiter wurde das Modell zur Bestimmung der IQE erweitert (Kapitel 4), in dem die Annahme es würde keine nicht-radiative Rekombination bei Tieftemperatur geben, fallen gelassen wurde. So findet Auger-Rekombination auch bei Tieftemperatur statt und hat durch die kubische Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die IQE. Dies zeigte sich durch mit der Erweiterung einhergehenden deutliche Korrekturen der IQE die zu merklich geringeren Werten führte. Des Weiteren wurde der Einfluss verschiedener Effekte auf die Bestimmung der IQE besprochen und damit zusammenhängende Problematiken beschrieben. Wie bspw. die Überbandanregung die es nicht erlaubt resonant Anzuregen und zum Effekt der thermischen Diffusion führt.

In Kapitel 5 wurde das MQW-Design von AlGaN UVC-LED Heterostrukturen untersucht, in dem die IQEs zweier Probenserien mit und ohne dotierte Barrieren und je vier Proben untersucht und verglichen wurden. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die QW-Dicke einen eindeutigen Einfluss auf die Rekombination und damit auf die IQE hat. Weiter zeigte sich der Einfluss dotierter Barrieren, so führen diese zu höheren IQEs im Bereich geringer Anregungsleistungsdichten. Die Messungen ergaben, dass QW-Dicken von $1 - 2 \text{ nm}$ zu den höchsten IQEs führen. Die experi-

KAPITEL 9. ZUSAMMENFASSUNG

mentell ermittelten Ergebnisse wurden von $k \cdot p$ -Simulationen von Christoph Reich bestätigt.

Die Untersuchungen in Kapitel 6 widmeten sich der Untersuchung zweier Probenreihen von optisch gepumpten Laserstrukturen, die aus Rezepten aus zwei unterschiedlichen Serien stammen. Untersucht wurde der Einfluss des Fehlschnittwinkels des Substrates auf die beiden Serien, die sich beide darin unterscheiden, dass sie einmal mit und ohne Übergitter gewachsen wurden. Ziel der Untersuchungen war, den Einfluss des Fehlschnittwinkels auf die IQE zu untersuchen. Für eine tiefergehende Analyse wurden noch AFM und CL-Messungen betrachtet und analysiert und mit der IQE versucht in Zusammenhang zu bringen.

So zeigte es sich, dass die Proben mit Übergitter eine eindeutig glattere Oberfläche aufweisen. Ein positiver Einfluss auf die Versetzungsichte bei einem Fehlschnittwinkel von 0.2° konnte dagegen nicht eindeutig geklärt werden. Dazu wurde nochmal auf die bestehenden Grenzen bei der Bestimmung der IQE eingegangen und erläutert. Das Fazit aller zusammengetragenen Untersuchungen war, dass die Ergebnisse für eine Verwendung von Übergittern mit einem Fehlschnitt von 0.1° sprechen.

Kapitel 7 widmete sich der Untersuchung der Polarisation und der experimentellen Überprüfung des Kreuzungspunktes der Simulationen von Christoph Reich. Dazu wurden die Polarisation von zwei Probenserien mit Hilfe von Photolumineszenz-Spektroskopie untersucht. Die untersuchten Probenserien unterteilen sich in eine QW-Dicken-Variation und einer Serie mit Variation des Al-Gehalts in den QWs. Es zeigte sich, dass die Polarisation sich mit steigendem Al-Gehalt von TE- hin zu TM-polarisierten Licht ändert. Der Wechsel findet bei einer Wellenlänge von ca. 240 nm statt und ist in guter Übereinstimmung mit den Simulationen.

Die Ergebnisse der Polarisationsmessungen bei variierender QW-Dicke und festem Al-Gehalt bestätigen der Verlauf der Simulationen in Bezug auf den zu erwartenden Trend, wo am Rand zum Wechsel (bei 1 und 4 nm) von TE zu TM der geringste Polarisationsgrad zu erwarten ist.

Kapitel 10

Danksagung

Hier möchte ich allen Personen danken ohne die diese Masterarbeit nicht möglich gewesen wäre.

- Prof. Dr. Michael Kneissl danke ich für die Möglichkeit diese Arbeit anzufertigen und die Bereitstellung einer sehr gut ausgestatteten Labor- und Arbeitsumgebung.
- Prof. Dr. Axel Hoffmann danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens.
- Ein besonderer Dank gilt Christoph Reich für die Betreuung der Masterarbeit. Die fachliche Unterstützung und Beantwortung vieler Fragen erleichterte mir das anfertigen dieser Arbeit ungemein. Ich danke ihm für seine Geduld.
- Ich danke Bettina Belde für die Betreuung und fachliche Unterstützung.
- Ich danke Johannes Enslin für die bereitgestellten Proben und Antworten auf vieler fachlichen Fragen.
- Ich danke Christian Kuhn für das bereitstellen der Proben und der Klärung vieler fachlicher Fragen
- Ich danke meiner Freundin Tamara Lachynova für das Korrekturlesen und der Unterstützung während der Zeit des Anfertigens dieser Arbeit

KAPITEL 10. DANKSAGUNG

- Ich danke Martin Guttman für die fachliche Unterstützung in der Thematik zur Polarisation

Literaturverzeichnis

- [1] W. Risk, T. Gosnell, and A. Nurmikko, *Compact Blue-Green Lasers*. Cambridge studies in modern optics, Cambridge University Press, 2003.
- [2] Shuji, Nakamura, Takashi, and Mukai, “Candela-class high-brightness ingan / aigan double-heterostructure bluelight-emitting,” 1999.
- [3] I. Akasaki, “High efficiency blue led utilizing gan film with aln buffer layer grown by movpe,” *Inst. Phys. Conf. Ser.*, vol. 91, pp. 633–636, 1988.
- [4] S. Vilhunen, H. Särkkä, and M. Sillanpää, “Ultraviolet light-emitting diodes in water disinfection,” *Environmental Science and Pollution Research*, vol. 16, pp. 439–442, Jun 2009.
- [5] M. Würtele, T. Kolbe, M. Lipsz, A. Külberg, M. Weyers, M. Kneissl, and M. Jekel, “Application of gan-based ultraviolet-c light emitting diodes – uv leds – for water disinfection,” *Water Research*, vol. 45, no. 3, pp. 1481 – 1489, 2011.
- [6] 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.
- [7] T. Lalinský, I. Rýger, G. Vanko, M. Tomáška, I. Kostic, S. Haščík, and M. Vallo, “Algan/gan based saw-hemt structures for chemical gas sensors,” *Procedia Engineering*, vol. 5, pp. 152 – 155, 2010. Eurosensör XXIV Conference.
- [8] J. Jeschke, *Entwicklung von optisch pumpbaren UVC-Lasern auf AlGaN-Basis*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2018.

LITERATURVERZEICHNIS

- [9] W. H. Sun, J. P. Zhang, J. W. Yang, H. P. Maruska, M. A. Khan, R. Liu, and F. A. Ponce, “Fine structure of aln-algan superlattice grown by pulsed atomic-layer epitaxy for dislocation filtering,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 21, p. 211915, 2005.
 - [10] J. Piprek, *Nitride semiconductor devices: principles and simulation*. John Wiley & Sons, 2007.
 - [11] 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.
 - [12] 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.
 - [13] C. Buchheim, *Dielektrische Funktion und elektrooptische Eigenschaften von (Al,Ga)N/GaN - Heterostrukturen*. PhD thesis, Technische Universität Ilmenau, 2010.
 - [14] U. W. Pohl, *Epitaxy of Semiconductors: Introduction to Physical Principles*. Graduate Texts in Physics, Springer Berlin Heidelberg, 2013.
 - [15] 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.
 - [16] A. Pinos, S. Marcinkevičius, K. Liu, M. S. Shur, E. Kuokštis, G. Tamulaitis, R. Gaska, J. Yang, and W. Sun, “Screening dynamics of intrinsic electric field in algan quantum wells,” *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 6, p. 061907, 2008.
 - [17] T. Takeuchi, S. Sota, M. Katsuragawa, M. Komori, H. Takeuchi, H. Amano, and I. Akasaki, “Quantum-confined stark effect due to piezoelectric fields in gainn strained quantum wells,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 36, no. 4A, p. L382, 1997.
-

- [18] J. Takatsu, R. Fuji, J. Tatebayashi, D. Timmerman, A. Lesage, T. Gregoriewicz, 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.
 - [19] 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.
 - [20] 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.
 - [21] V. Küller, *Versetzungsrreduzierte AlN-und AlGaN-Schichten als Basis für UV LEDs*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2014.
 - [22] 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).
 - [23] T. Wunderer, C. L. Chua, Z. Yang, J. E. Northrup, N. M. Johnson, G. A. Garrett, H. Shen, and M. Wraback, “Pseudomorphically grown ultraviolet c photopumped lasers on bulk aln substrates,” *Applied Physics Express*, vol. 4, no. 9, p. 092101, 2011.
 - [24] T. Wunderer, C. L. Chua, J. E. Northrup, Z. Yang, N. M. Johnson, M. Kneissl, G. A. Garrett, H. Shen, M. Wraback, B. Moody, H. S. Craft, R. Schlesser, R. F. Dalmau, and Z. Sitar, “Optically pumped uv lasers grown on bulk aln substrates,” *physica status solidi c*, vol. 9, no. 3-4, pp. 822–825.
 - [25] M. Kneissl and J. Rass, *III-Nitride Ultraviolet Emitters*. Springer Series in Materials Science, Springer International Publishing, 2016.
-

LITERATURVERZEICHNIS

- [26] J. Yun, J.-I. Shim, and H. Hirayama, “Analysis of efficiency droop in 280-nm algan multiple-quantum-well light-emitting diodes based on carrier rate equation,” *Applied Physics Express*, vol. 8, no. 2, p. 022104, 2015.
 - [27] K. Ban, J. ichi Yamamoto, K. Takeda, K. Ide, M. Iwaya, T. Takeuchi, S. Kamiyama, I. Akasaki, and H. Amano, “Internal quantum efficiency of whole-composition-range algan multiquantum wells,” *Applied Physics Express*, vol. 4, no. 5, p. 052101, 2011.
 - [28] J. Hader, J. Moloney, B. Pasenow, S. Koch, M. Sabathil, N. Linder, and S. Lutgen, “On the importance of radiative and auger losses in gan-based quantum wells,” *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 26, 2008.
 - [29] Y. C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner, A. Munkholm, and M. R. Krames, “Auger recombination in ingan measured by photoluminescence,” *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 14, p. 141101, 2007.
 - [30] A. Laubsch, M. Sabathil, W. Bergbauer, M. Strassburg, H. Lugauer, M. Peter, S. Lutgen, N. Linder, K. Streubel, J. Hader, J. V. Moloney, B. Pasenow, and S. W. Koch, “On the origin of iqe-‘droop’ in ingan leds,” *physica status solidi c*, vol. 6, no. S2, pp. S913–S916.
 - [31] E. Kioupakis, P. Rinke, K. T. Delaney, and C. G. Van de Walle, “Indirect auger recombination as a cause of efficiency droop in nitride light-emitting diodes,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 16, p. 161107, 2011.
 - [32] C. Reich. Persönliche Kommunikation.
 - [33] E. F. Schubert, *Light Emitting Diodes, Second Edition*. Cambridge University Press, 2006.
 - [34] 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.
-

- [35] 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.
- [36] 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.
- [37] M. Guttmann. Persönliche Kommunikation.
- [38] 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.
- [39] 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 $(\bar{1}\bar{1}00)$ aln,” *Phys. Rev. B*, vol. 87, p. 235209, Jun 2013.
- [40] 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.
- [41] 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.
- [42] 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.
- [43] 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.

LITERATURVERZEICHNIS

- [44] 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.
 - [45] C. Reich, *Photolumineszenzspektroskopie an (In)AlGaN-Heterostrukturen für UV-Emitter*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2011.
 - [46] J. F. Archard and A. M. Taylor, “Improved glan-foucault prism,” *Journal of Scientific Instruments*, vol. 25, no. 12, p. 407, 1948.
 - [47] F. Nippert, S. Y. Karpov, G. Callsen, B. Galler, T. Kure, C. Nenstiel, M. R. Wagner, M. Straßburg, H.-J. Lugauer, and A. Hoffmann, “Temperature-dependent recombination coefficients in ingan light-emitting diodes: Hole localization, auger processes, and the green gap,” *Applied Physics Letters*, vol. 109, no. 16, p. 161103, 2016.
 - [48] F. Nippert, M. Tollabi Mazraehno, M. J. Davies, M. P. Hoffmann, H.-J. Lugauer, T. Kure, M. Kneissl, A. Hoffmann, and M. R. Wagner, “Auger recombination in algan quantum wells for uv light-emitting diodes,” *Applied Physics Letters*, vol. 113, no. 7, p. 071107, 2018.
 - [49] N. Grandjean, B. Damilano, S. Dalmasso, M. Leroux, M. Laügt, and J. Massies, “Built-in electric-field effects in wurtzite algan/gan quantum wells,” *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 7, pp. 3714–3720, 1999.
 - [50] S. Wieczorek, W. W. Chow, S. R. Lee, A. J. Fischer, A. A. Allerman, and M. H. Crawford, “Analysis of optical emission from high-aluminum algan quantum-well structures,” *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 24, pp. 4899–4901, 2004.
 - [51] F. Mehnke., *Design, Epitaxie und Charakterisierung AlGaN-basierter Leuchtdioden mit Emissionswellenlängen unterhalb von 250 nm*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2017.
 - [52] C. Kuhn, T. Simoneit, M. Martens, T. Markurt, J. Enslin, F. Mehnke, K. Bellmann, T. Schulz, M. Albrecht, T. Wernicke, and M. Kneissl, “Movpe growth
-

LITERATURVERZEICHNIS

of smooth and homogeneous $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{N}:\text{Si}$ superlattices as UVC laser cladding layers," *physica status solidi (a)*, vol. 215, no. 13, p. 1800005.

- [53] T. Simoneit, *Masterarbeit: Epitaxie und Charakterisierung von pseudomorph verspannten AlGaN-Quantenfilm Laserdioden für den UV-C Spektralbereich*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2016.
- [54] C. Kuhn, T. Simoneit, M. Martens, T. Markurt, J. Enslin, F. Mehnke, K. Bellmann, T. Schulz, M. Albrecht, T. Wernicke, and M. Kneissl, "MOVPE growth of smooth and homogeneous $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{N}:\text{Si}$ superlattices as UVC laser cladding layers," *physica status solidi (a)*, vol. 215, no. 13, p. 1870032.