

Masterarbeit zum Thema

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

Baran Avinc

Institut für Festkörperphysik



Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	5
2 Grundlagen	9
2.1 Bandstruktur von Gruppe-III Nitriden	9
2.2 Polarisationsfeld und QCSE in III/V Halbleitern	11
2.3 Optische Polarisation und Valenzbandstruktur	12
3 Ergebnisse	17
3.1 Einfluss der Auger-Rekombination auf die IQE	17
3.2 Untersuchung der optischen Polarisation an AlGaN MQWs mit Photolumineszenzspektroskopie	19
3.2.1 Variation des Al-Gehalts in den QWs	19
3.2.2 Variation der QW-Dicke	20

Kapitel 1

Einleitung

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

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

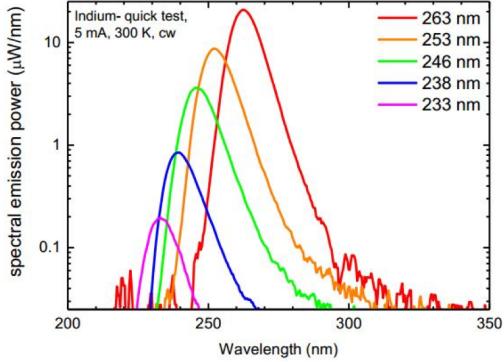


Abbildung 1.1: Spektrale Emissionsleistung für 5 verschiedene Wellenlängen von 263 nm bis 233 nm. Die Grafik zeigt, dass die spektrale Emissionsleistung mit sinkender Wellenlänge ebenfalls sinkt[2].

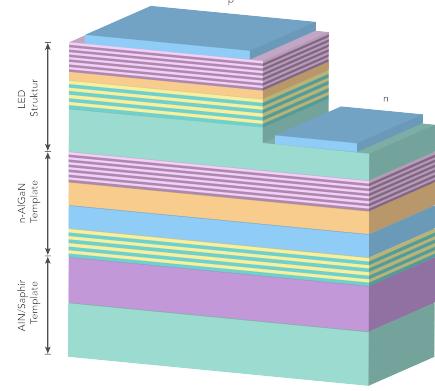


Abbildung 1.2: Aufbau einer LED-Heterostruktur mit vielen Schichten die unterschiedlichen Zwecken dienen.

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

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

Die Gründe für die geringe Effizienz sind vielfältig. LEDs bestehen aus einer Vielzahl an Schichten (Abb. [1.2]), die unterschiedlichen Funktionen dienen. Diese Schichten werden auf Substraten aufgewachsen. Eine hohe Substratqualität ist also der Grundbaustein für die optischen Eigenschaften und damit besonders entscheidend. Denn eine geringe Defektdichte im Substrat geht einher mit einer ebenfalls geringen Defektdichte in den aufgewachsenen Schichten und damit insbesondere der aktiven Zone, in der Elektronen und Löcher rekombinieren und Licht emittiert wird. Ein weiteres Problem im Zusammenhang mit den geringen Defektdichten, ist ein Mangel an geeigneten Substratmaterialien. So wird aufgrund des Mangels an AlN-Substraten, beruhend auf den Schwierigkeiten bei der Herstellung, auf Saphir Substrate ausgewichen. Diese sind im fernen UV transparent und zusätzlich in

großen Mengen in guter Qualität herstellbar. Problematisch jedoch ist die hohe Gitterfehlanpassung durch die relativ großen Unterschiede zwischen den Gitterkonstanten von AlN/GaN und Saphir. Durch diese, sind AlN- und AlGaN-Schichten nicht vollverspannt aufwachsbar. Das führt dazu, dass die Schichten relaxieren, weil die Elastizität der Schicht nicht groß genug im Vergleich zur Verspannungsenergie ist. Die Relaxation führt zur Entstehung von Versetzungen und Rissen. Diese agieren im Kristall als sogenannte nicht-radiative Rekombinationszentren die die IQE verringern.

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

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Bandstruktur von Gruppe-III Nitriden

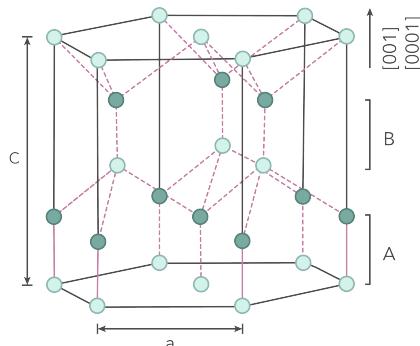


Abbildung 2.1: Einheitzelle der hexagonale Wurtzitstruktur. Die schwarzen Kreise stellen die Position der Stickstoffatome im Gitter dar. Die Gitterposition der Gruppe-III-Metallatome sind als graue Kreise dargestellt. A und B bezeichnen die Stapelebene.

Die wichtige Gruppe der III-Nitridhalbleiter setzt sich aus den Metallen der dritten Hauptgruppe Aluminium (Al), Gallium (Ga) und Indium (In) zusammen. Anschaulich bedeutet dies, dass ausgehend von der hexagonal dichtesten Kugelpackung in Doppelagen, die Gruppe-III-Metalle und Stickstoff (N) sich entlang der c-Achse in der Abfolge A-B-A-B anordnen [3] wie in Abb. [2.1]

dargestellt ist. Diese kristallisieren bevorzugt in der hexagonalen Wurtzitstruktur Abb. [2.1]. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf dem AlGaN-Materialsystem mit hohen Al-Konzentration. Das Mischverhältnis bestimmt hierbei die Bandlückenergie des Verbindungshalbleiters. Durch die unterschiedlichen Bandlückenergien von Aluminium mit $6,03\text{ eV}$ [4] und GaN mit $3,4\text{ eV}$ [5] eignet sich AlGaN besonders für die Emission im Wellenlängenbereich von UV-A bis UV-C. Die Bandlückenenergie von AlGaN lässt sich durch Interpolation der binären Energien von GaN und AlN in Abhängigkeit des Kompositionsverhältnisses x berechnen, wobei ein zusätzlicher Bowing-Parameter für die nichtlineare Abweichung hinzugefügt wird.

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

Die Gruppe um Lee et al. gibt nach Auswertung der in der Literatur vorkommenden unterschiedlichen Bowing-Parameter für $Al_xGa_{1-x}N$ einen Wert von $b_{AlGaN} = 0,62 (\pm 0,45)\text{ eV}$ und geben weiter an, das hohe Wachstumstemperaturen zu großen Bowing-Parametern führen [6]. Vurgaftman et al. empfehlen unter Berücksichtigung weiterer Veröffentlichungen für $b_{AlGaN} = 0,7\text{ eV}$

2.2 Polarisationsfeld und QCSE in III/V Halbleitern

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

Die spontane Polarisation entsteht durch Dipolmomente im Kristall die sich aufgrund von ungleichen Bindungslängen nicht komplett aufheben. Ursprung der Dipolmomente im AlGaN sind die unterschiedlichen Elektronegativitäten zwischen den Gruppe III-V Elementen und bedingt durch die angestrebte Minimierung der Gesamtenergie, kommt es zur Abweichung vom idealen Tetraederwinkel von $109,5^\circ$ [7].

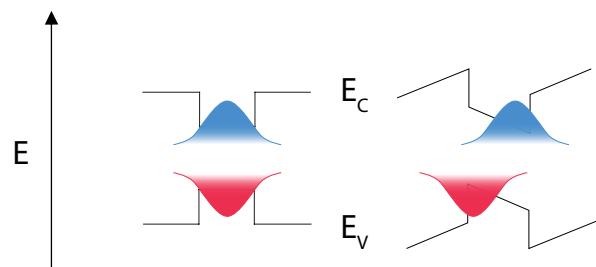


Abbildung 2.2: Einfluss der spontanen und piezolektrischen Polarisation auf Valenz- und Leitungsband einer Quantenfilm-Heterostruktur. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Löchern werden verschoben.

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

$$\vec{P}^{pz} = e \cdot \epsilon \quad (2.2)$$

mit Dehnung ϵ und dem piezolektrischen Tensor \vec{e} (Tensor dritter Stufe). In Heterostrukturen führt der Wechsel der Gesamtpolarisation $\vec{P}^{gesamt} = \vec{P}^{pz} + \vec{P}^{sp}$ zwischen den einzelnen Schichten zur Ansammlung von Ladungsträgern an den Grenzflächen. Dies ist insbesondere für die Effizienz von Leucht- und Laserdioden von Nachteil. Denn in diesen erzeugen die induzierten Grenzflächenladungen ein elektrisches Feld, das zur einer Bandverbiegung führt (siehe Abb.[2.2]). Mit dem Einfluss der Polarisation sammeln sich die Elektronen und Löcher im Quantenfilm somit auf gegenüberliegenden Seiten. Dies führt dazu, dass der räumliche Überlapp der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern abnimmt. Durch das verringerte Überlappintegral der Wellenfunktionen sinkt nach Fermis Goldener Regel auch die strahlende Rekombinationsrate. Dieser Effekt wird als "Quantum Confined Stark Effekt" (QCSE) bezeichnet. Des Weiteren sinkt die effektive Bandlücke und ist im Spektrum durch eine Rotverschiebung der Emission zu erkennen. Bei hohen Ladungsträgerdichten im Quantenfilm kommt es zur Abschirmung (engl. screening) der Grenzflächenladungen die die Auswirkungen des Effektes abschwächen.

2.3 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 Extraktionseffizienz und damit auf die externe Quantenffizienz (EQE). Durch die Geometrie bestimmt, hängt die Extraktionseffizienz maßgeblich vom Emissionsprofil ab, so dass Licht welches senkrecht zur Quantenfilmebene abgestrahlt wird, die höchste Extraktionseffizienz aufweist. Um diese zu optimieren, ist es wichtig die Bandstrukturen zu betrachten.

Die Valenzbandstrukturen von AlN und GaN unterscheiden sich durch die unterschiedliche Anordnung der Bänder. Neben dem Leitungsband gibt es ein durch Spin-Bahn-Wechselwirkung und Kristallfeldenergie dreifach aufgespaltenes Valenzband [9]. 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 ,

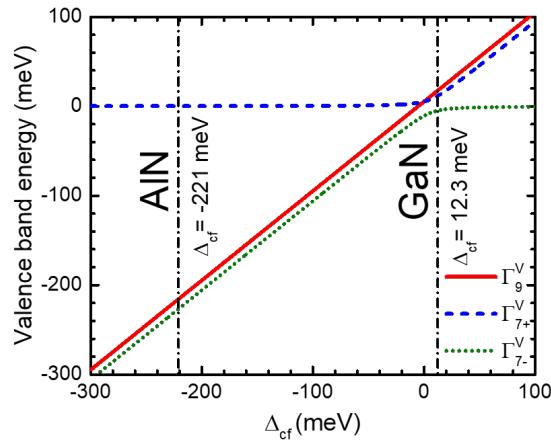


Abbildung 2.3: Die energetische Reihenfolge der Valenzbänder in Abhängigkeit der Kristallfeldaufspaltung. Sichtbar ist der Wechsel der Bandanordnung mit sinkender Kristallfeldaufspaltung und der Effekt des „anti-crossing“ bei den Bändern gleicher Symmetrie.

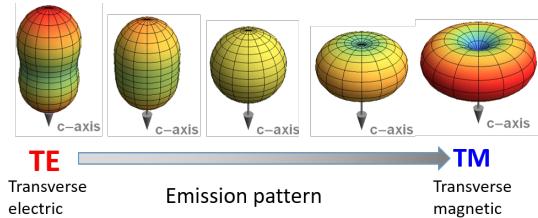


Abbildung 2.4: Die Grafik zeigt die sich kontinuierlich ändernde Abstrahlcharakteristik in Abhängigkeit der Polarisierung von TE- zu TM [8].

Γ_{7+}^L , Γ_7^L . Die Ursache für den Symmetriewechsel liegt in der großen negativen Kristallfeldenergie von AlN mit einem Wert von -221meV [10] im Vergleich zur positiven von GaN mit $12,3\text{meV}$ [11]. Bei Raumtemperatur wird, nach der Fermi-Dirac-Verteilung, das oberste Band mit der Γ_{7+}^L -Symmetrie, besetzt und aus Zuständen des p_z bestehend, wird transversal magnetisch (TM) polarisiertes Licht emittiert. Die strahlende Rekombination findet demnach überwiegend mit Elektronen und Löchern aus dem A-Band mit Γ_{7+}^L -Symmetrie statt. In GaN ist das oberste Valenzband am γ -Punkt mit Γ_9^L -Symmetrie. Das elektrische Feld des Lichtes ist senkrecht zur c-Kristallachse und wird durch Übergänge ins A- und B- Band erzeugt [12], 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 [12].

Licht kann nicht ausgekoppelt werden, da es nur in der x-y- Ebene (parallel zur Quantenfilmebene) emittiert. Daraus resultierend sinkt die Extraktionseffizienz und damit die EQE. Bei $Al_xGa_{1-x}N$ kommt es mit steigendem Aluminiumgehalt zu einer kontinuierlichen Verschiebung der Valenzbänder und es kommt zum sog. „anti-crossing“ des Γ_{7+}^L und Γ_7^L und resultiert in einer Änderung der Oszillatorstärke und damit der Polarisationseigenschaften [13]. Bedeutet, die Lichtemission ändert sich von hauptsächlich TE-polarisiertem Licht zu TM-polarisiertem Licht. Der genaue Aluminiumgehalt, an dem die

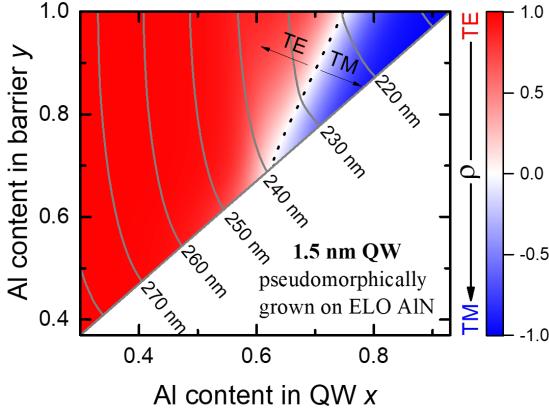


Abbildung 2.5: Simulationsergebnisse des Polarisationsgrades in Abhängigkeit der Aluminiumkonzentration der Barrieren und QWs, basierend auf dem $k\cdot p$ -Modell, für AlGaN-QW mit 1.5nm -Dicke, die pseudomorph auf ELO-AlN gewachsen wurden. Die gestrichelte Linie zeigt, dass der Wechsel der Polarisation abhängig ist vom Aluminiumanteil in den Barrieren und QWs [13].

Valenzbandkreuzung auftritt, ist noch nicht hinreichend bekannt. Theoretische Betrachtungen sagen für unverzerrtes $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ einen Kreuzungspunkt bei ca. 7% vorher [14]. Durch den starken Einfluss von Verzerrungen auf die Energie der Valenzbandkante, ist die Polarisation abhängig von der wachsenden biaxialen Verzerrung bei steigendem Aluminiumgehalt. So wurde von Kawanishi et al. experimentell der Wechsel bei einem Aluminiumgehalt von „75%“ festgestellt [15].

Noch dazu ist die Polarisation bei Mehrfachquantenfilmen (engl. multiple quantum wells, kurz MQW) abhängig vom Ladungsträgereinschluss (engl. quantum confinement). Dieser ist hauptsächlich bestimmt durch die Barrierenhöhe und Barrierendicke. Mit kleiner werdender Barrierendicke, steigt der Grad der Polarisation durch den gesteigerten Einfluss des QCSE [16]. Reich et al. untersuchte unter diesem Zusammenhang die optische Polarisation der Emission von UVC-Leuchtdioden (LEDs) auf Basis von (0001) orientierten $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -MQWs mit Simulationen und Elektrolumineszenzmessungen [13]. Dabei stellte er fest, dass mit zunehmendem Aluminium-Gehalt in den QWs die inplanare-Intensität des TE polarisierten Lichtes gegenüber

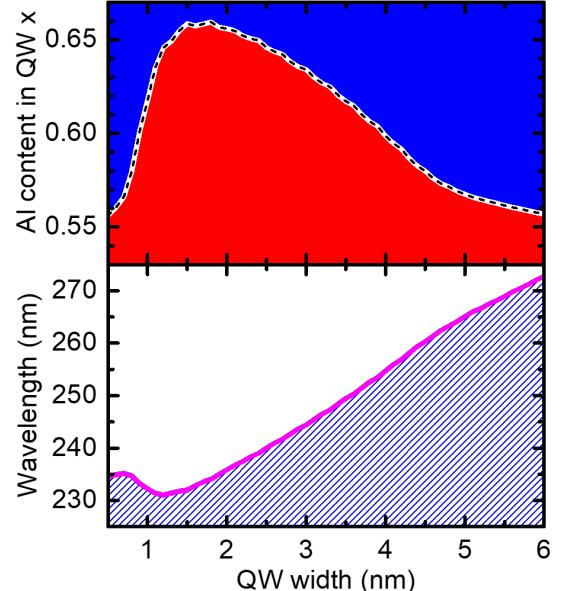


Abbildung 2.6: Ergebnisse der Simulation für die Polarisation in Abhängigkeit von der QW-Dicke (Wellenlänge) und dem Al-Gehalt in den QWs [13].

dem des TM polarisierten Lichts abnimmt, was auf die Neuordnung der Valenzbänder in $Al_xGa_{1-x}N$ zurückzuführen ist. Durch Modellrechnungen, basierend auf dem $k \cdot p$ -Modell, wurde die Abhängigkeit der Polarisation von den Aluminiumkonzentration in den Barrieren und QWs für pseudomorph aufgewachsenes ELO-AlN berechnet Abb. [2.5]. Zusätzlich wurde die Polarisation in Abhängigkeit einer Variation der QW-Dicke und dem Al-Gehalt in den QWs betrachtet Abb. [2.6]. Diese Erkenntnisse lassen sich zusätzlich mit Hilfe der

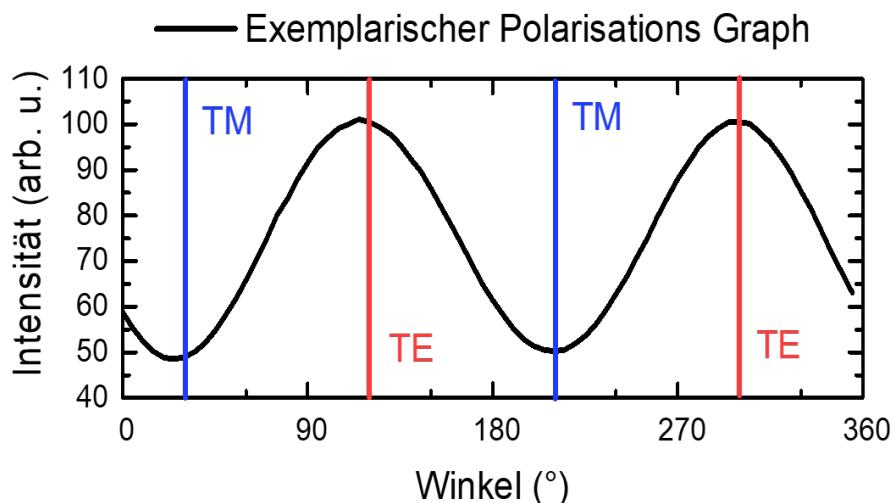


Abbildung 2.7: Exemplarischer Graph einer Polarisationsmessung mit Photolumineszenzspektroskopie. Zu sehen ist die integrierte Intensität in Abhängigkeit des Winkels eines Polarisators. Zur Bestimmung des Polarisationsgrades wird die integrierte Intensität der TM-Emission(Blau) I_T ; und der TE-Emission(Rot) I_{TE} in Gleichung 2.3 eingesetzt.

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

$$\rho = \frac{I_{TE} - I_{TM}}{I_{TE} + I_{TM}} \quad (2.3)$$

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

Kapitel 3

Ergebnisse

3.1 Einfluss der Auger-Rekombination auf die IQE

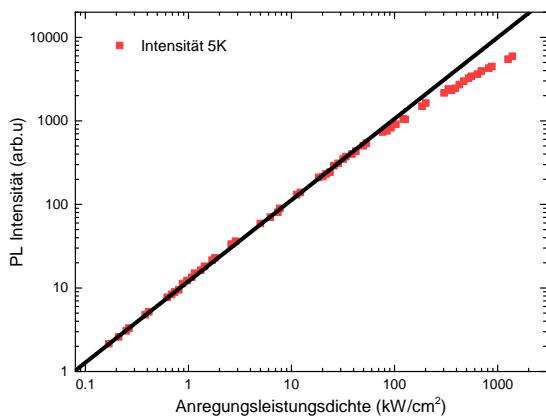


Abbildung 3.1: Die Grafik zeigt die integrierte Intensität bei Tieftemperatur ($5K$) in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte. In doppeltlogarithmischer Darstellung müsste die integrierte Intensität wegen $R = B \cdot n^2$ linear steigen (schwarze Linie).

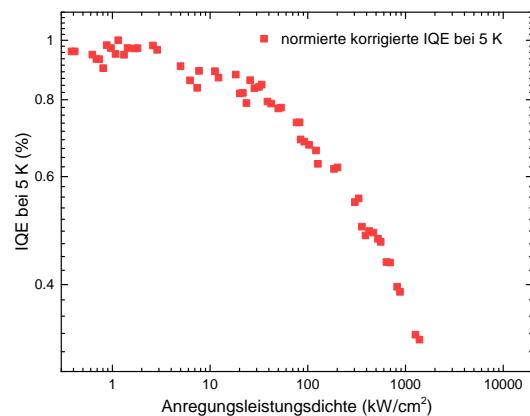


Abbildung 3.2: Die Grafik zeigt die normierte korrigierte IQE bei $5K$ nach Gleichung [3.1]

Das bisher benutzte Modell zur Bestimmung der PL-IQE ging davon aus, dass bei Tieftemperatur keine Auger-Rekombination (Gleichung) vorkommt, aber wie in Abb. [3.1] deutlich zu erkennen, nimmt der Verlauf der PL-Intensität in doppeltlogarithmischer Darstellung gegenüber der Anregungsleistungsdichte (die direkt proportional zur Ladungsträgerdichte ist), im Bereich höherer

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

$$IQE_{corr}(T = 5K, P_{exc}) = \frac{\max(I_{pl}(T, P_{exc}))}{I_{norm}} \quad (3.1)$$

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

$$I_{norm} = \left\| \sum_{i=1}^n \frac{I_{pl}(T, P_{exc,i})}{P_{exc,i}} \right\|_{max} \quad (3.2)$$

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

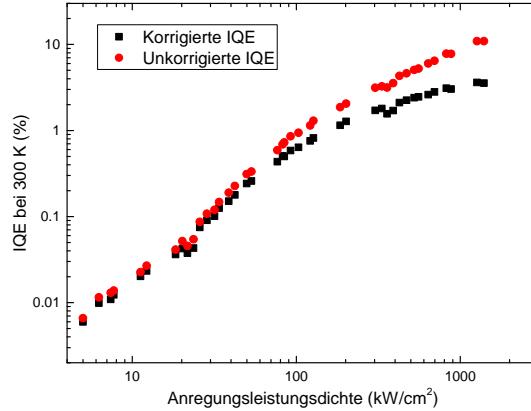


Abbildung 3.3: Die Grafik zeigt die korrigierte IQE bei 300K nach Gleichung [3.3]

$T = 5K$ abhängige integrierte PL-Intensität ist. Die integrierte PL-Intensität wird durch die Anregungsleistungsdichte dividiert und auf das Maximum normiert, so dass das Maximum der IQE bei 5K bei der geringsten Anregungsleistungsdichte mit der geringsten Auger-Rekombination liegen sollte. Um nun die IQE bei Raumtemperatur zu bestimmen, wird die nach dem alten Verfahren ermittelte IQE multipliziert mit den neu ermittelten Werten passend zur Anregungsleistungsdichte.

$$IQE_{corr}(T, A_{exc}) = \frac{IQE(T, A_{exc})}{IQE(5K, A_{exc})} \cdot IQE_{corr}(5K, A_{exc}) \quad (3.3)$$

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

3.2 Untersuchung der optischen Polarisation an AlGaN MQWs mit Photolumineszenzspektroskopie

Um die Polarisation und den Kreuzungspunkt der Simulationen von Christoph Reich experimentell zu überprüfen, wurden die Polarisation von zwei Probenserien mit Hilfe von Photolumineszenz-Spektroskopie untersucht. Die untersuchten Probenserien unterteilen sich in eine QW-Dicken-Variation (Serie A) und einer Serie mit Variation des Al-Gehalts (Serie B) in den QWs.

3.2.1 Variation des Al-Gehalts in den QWs

Die Untersuchung der Al-Variations Serie, dient dem Zweck, anhand eines variierenden Al-Gehalts in den QWs und einem festen Al-Gehalt in der Barriere den Übergang von TE zu TM (siehe Abb. [2.5] in Kapitel 2.3) bei fester QW-Dicke experimentell zu überprüfen. Dazu wurden vier Proben auf ELO-AlN gewachsen, mit einer darauf folgenden AlN(100%) Buffer-Schicht. Auf die Buffer-Schicht folgt zuletzt die aktiven Zone, mit einem zwischen der ersten und letzten undotierten AlN-Barriere eingebetteten dreifach $Al_xGa_{1-x}N$ QWs mit einer Dicke von $1,5nm$ und dazwischen AlN-Barrieren einer Dicke von $5nm$. Der Aluminium-Gehalt der QWs wurde variiert mit $x = 60\%, 68\%, 73\%, 81\%$. Der Einfluss des unterschiedlichen Al-Gehalts auf die Emissionsenergie ist in Abb. [3.4] zu erkennen. Die kleinste Wellenlänge hat Probe A:4 mit einem Al-Gehalt von 81%, die theoretisch ausreicht um im Vergleich mit den anderen Proben zumindest einen Abfall des Polarisationgrades der TE-Polarisation zu erkennen. Die Proben wurde alle bei Raumtemperatur ($300K$) untersucht und die Emission wurde aus der Kante der Probe gemessen um eine Absorption und Einfluss an der obersten Barriere zu vermeiden. Weil es möglicherweise Auswirkungen des ELO auf die Polarisation gibt, wurde der Einfluss des ELO mit untersucht. Dazu wurden Proben vertikal und horizontal zur ELO-Richtung positioniert und gemessen. Abbildung [3.5] zeigt die Ergebnisse der Polarisationsmessungen. So

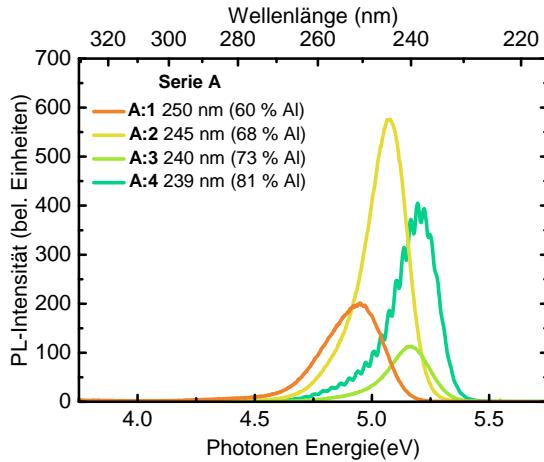


Abbildung 3.4: PL-Spektren der Serie A. Die Emission verschiebt sich mit steigendem Al-Gehalt in den QWs hin zu kleineren Wellenlängen durch die steigende Bandlückenenergie.

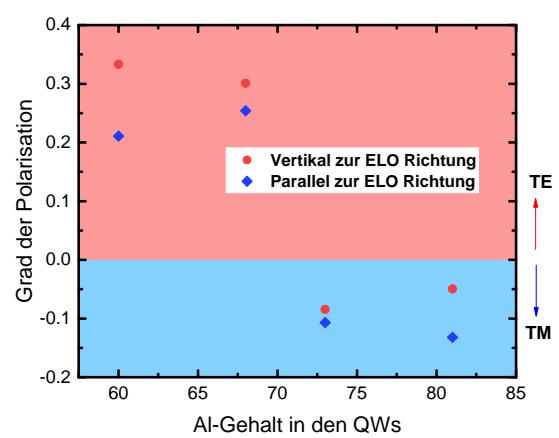


Abbildung 3.5: PL-Spektren der Serie A. Die Emission verschiebt sich mit steigendem Al-Gehalt in den QWs hin zu kleineren Wellenlängen durch die steigende Bandlückenenergie.

zeigen die Proben A:1 und A:2 mit einem Al-Gehalt von 60% und 68% TE-Polarisation. Der Grad der Polarisation ist zusätzlich noch abhängig von der Positionierung der ELO-Streifen. So haben die Proben A:1 und A:2 vertikal zur ELO-Richtung Polarisationsgrade von $\rho = 0,33$ und $\rho = 0,30$ und parallel zur ELO-Richtung deutlich geringe Polarisationsgrade mit $\rho = 0,22$ und $\rho = 0,25$. Die Proben A:3 und A:4 mit 73% und 81% Al-Gehalt weisen TM-Polarisation auf mit Polarisationsgraden von $\rho = -0,09$ und $\rho = -0,05$ vertikal zur ELO-Richtung und $\rho = -0,11$ und $\rho = -0,14$ parallel zur ELO-Richtung. Es zeigt sich demzufolge, dass die Polarisation sich mit steigendem Al-Gehalt von TE- hin zu TM-Polarisation ändert durch die Neuordnung der Valenzbänder. Der Wechsel findet bei einer Wellenlänge von ca. 240nm statt und ist in guter Übereinstimmung mit den Simulation (siehe Abb. [2.5]). 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 kommen könnte oder das ELO beeinflusst die Verzerrung im Kristall so, dass die für die Simulation angenommene biaxiale Verzerrung nicht mehr zutrifft.

3.2.2 Variation der QW-Dicke

Die Untersuchung der QW-Dicken Variations Serie, dient dem Zweck, anhand der variierenden QW-Dicke bei einem festen Al-Gehalt in QW und Barriere den Übergang von TE zu TM (siehe Abb. [2.6] in Kapitel 2.3) experimentell zu überprüfen. Dazu wurden vier Proben auf ELO-AlN gewachsen, mit einer darauf folgenden AlN(100%) Buffer-Schicht. Auf die Buffer-Schicht folgt zuletzt die aktiven Zone, mit einem zwischen der ersten und letzten undotierten AlN-Barriere eingebetteten dreifach $Al_{0.6}Ga_{0.4}N$ QWs und dazwischen $Al_{0.81}Ga_{0.19}N$ -Barrieren einer Dicke von $5nm$. Der QW-Dicke d wurde variiert mit d . Der Einfluss des unterschiedlichen Al-Gehalts auf die Emissionsenergie ist in Abb. [3.4] zu erkennen. Die kleinste Wellenlänge hat Probe A:4 mit einem Al-Gehalt von 81%, die theoretisch ausreicht um im Vergleich mit den anderen Proben zumindest einen Abfall des Polarisationgrades der TE-Polarisation zu erkennen.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Risk, T. Gosnell, and A. Nurmikko, *Compact Blue-Green Lasers*. Cambridge studies in modern optics, Cambridge University Press, 2003.
- [2] C. Reich. Persönliche Kommunikation.
- [3] C. Buchheim, *Dielektrische Funktion und elektrooptische Eigenschaften von (Al,Ga)N/GaN - Heterostrukturen*. PhD thesis, Technische Universität Ilmenau, 2010.
- [4] M. Feneberg, R. A. R. Leute, B. Neuschl, K. Thonke, and M. Bickermann., “High-excitation and high-resolution photoluminescence spectra of bulk aln,” *Phys. Rev. B*, vol. 82:075208, no. 2, 2000.
- [5] J. Piprek, *Nitride semiconductor devices: principles and simulation*. John Wiley & Sons, 2007.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] M. Guttmann. Persönliche Kommunikation.
- [9] 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.
- [10] M. Feneberg, M. F. Romero, M. Röppischer, C. Cobet, N. Esser, B. Neuschl, K. Thonke, M. Bickermann, and R. Goldhahn, “Anisotropic absorption and emission of bulk (1100) aln,” *Phys. Rev. B*, vol. 87, p. 235209, Jun 2013.

- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] 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.
- [14] 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/alon quantum wells," *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 2, p. 021101, 2012.
- [15] 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.
- [16] 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.