



Tim Wernicke (Autor)

## Wachstum von nicht- und semipolaren InAlGaN-Heterostrukturen für hocheffiziente Lichtemitter



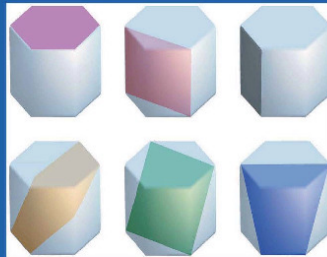
Leibniz  
Ferdinand-Braun-Institut

17

Forschungsberichte aus dem  
Ferdinand-Braun-Institut  
Leibniz-Institut  
für Höchstfrequenztechnik

Innovationen mit Mikrowellen & Licht

Wachstum von nicht- und semipolaren  
InAlGaN-Heterostrukturen für hoch-  
effiziente Lichtemitter



Tim Wernicke

<https://cuvillier.de/de/shop/publications/78>

Copyright:

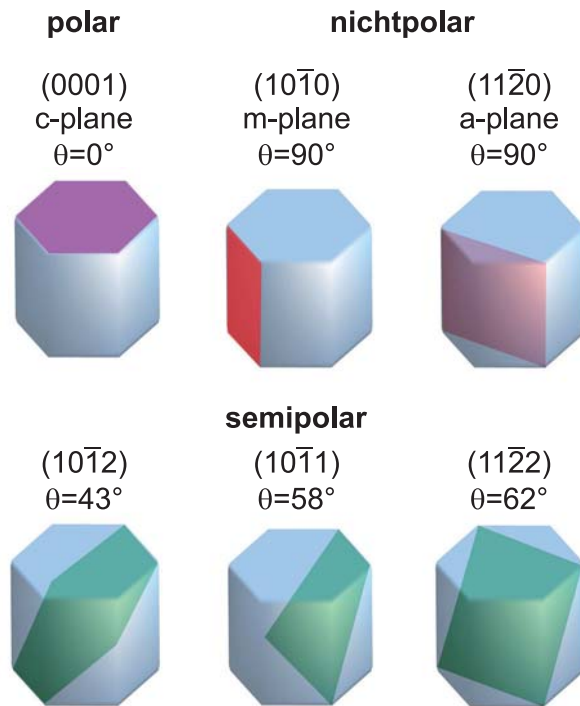
Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen, Germany  
Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: [info@cuvillier.de](mailto:info@cuvillier.de), Website: <https://cuvillier.de>



## Eigenschaften von nicht- und semipolaren GaN Schichten

Bei vielen Halbleitern sind die Kristalleigenschaften anisotrop und die Oberflächen und somit das Wachstum stark von der Kristallorientierung abhängig. So kann zum Beispiel eine bessere Anpassung der thermischen Ausdehnungskoeffizienten durch die Wahl der Kristallorientierung erreicht werden. Beim GaN dominiert die Verwendung der (0001) c-Ebene für die Herstellung von Bauelementen (LEDs, Laserdioden, Feldeffekttransistoren). Dies hat vor allem historische Gründe, da für c-plane GaN zu erst qualitativ hochwertige Pufferschichten sowie die p-Dotierung entwickelt wurden [1, 2, 3, 4]. Für die Entwicklung von GaN-Schichten auf anderen Kristallorientierungen gab es lange keinen Grund. Erst als erkannt wurde, dass Polarisationsfelder im GaN einen entscheidenden Einfluss auf die Rekombinationsprozesse in optoelektronischen Bauelementen haben, wurden Wege gesucht um diese zu reduzieren. Beim Wachstum von GaN auf verschiedenen Kristallorientierungen stand anfangs vor allem die Reduktion der Polarisationsfelder im Vordergrund [5]. Dies führte auch zur Bezeichnung der nichtpolaren (keine Polarisationsfelder in Wachstumsrichtung) und semipolaren (im Vergleich zu c-plane reduzierte Polarisationsfelder) Oberflächen. Im Verlauf der Forschungsarbeiten sind auch andere Eigenschaften zu Tage getreten, die die Verwendung der nicht- und semipolaren Nitride für Bauelemente interessant machen. Da es neben der c-Ebene viele Orientierungen gibt, ist die entscheidende Frage: Welche Orientierung ist am besten für eine Anwendung in LEDs bzw. Laserstrukturen geeignet. Neben den theoretisch vorhersagbaren Eigenschaften, z.B. der Polarisation, spielen dabei auch praktische Überlegungen eine Rolle, z.B. ob es Substrate für diese Orientierung gibt und wie groß das Wachstumsfenster für bestimmte Schichten, z.B. Quantentöpfe oder die Dotierung, ist.

Problematisch bei der Entwicklung von glatten GaN-Schichten nicht- und semipolarer Orientierung sind die Substrate. Der überwiegende Teil der GaN-basierten Bauelemente, blaue LEDs, wird heteroepitaktisch auf einem Fremdsubstrat, auf c-plane Saphir gewachsen. Um heteroepitaktisch glatte Schichten mit abweichender Kristallorientierung zu erreichen, muss erst das richtige Substrat gefunden werden. Diese Substrate und das Wachstum auf diesen kann sich stark von c-plane GaN auf c-plane Saphir unterscheiden. In der vorliegenden Arbeit werden diese Probleme in Kap. 3 behandelt. Bei den klassischen III/V-Halbleitern ist das Wachstum auf homoepitaktischen Substraten üblich, da diese aus der Schmelze gezogen werden können. Die



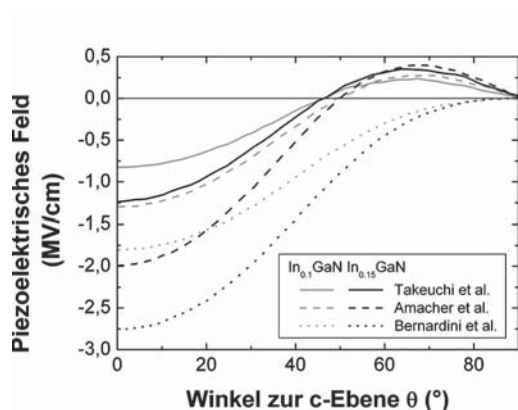
**Abbildung 1.1:** Lage der in der Arbeit untersuchten Kristallebenen in der Einheitszelle. Der Winkel  $\theta$  gibt den Winkel zur c-Fläche an.

Wahl der Orientierung erfolgt dabei über die Orientierung des Keims oder durch das Schneiden des Volumenkristalls in der geeigneten Orientierung. Die Züchtung von ausreichend großen GaN-Kristallen aus der Schmelze ist wegen des zu hohen Stickstoffpartialdrucks von 45 kbar bei der Schmelztemperatur 2500°C nicht möglich [6]. Jedoch gelang es in den vergangenen Jahren mit HVPE (Hydridgasphasenepitaxie) in c-Richtung gewachsene Volumenkristalle mit einer Dicke von 5–10 mm herzustellen [7, 8]. Aus diesen kann man Substrate beliebiger Orientierung schneiden. Das Wachstum auf solchen Substraten wird in Kapitel 5 behandelt.

Homoepitaktische Substrate haben zwar eine geringe Defektdichte, aber sind wegen der maximalen Dicke der c-plane HVPE-Kristalle maximal 10 mm breit. Heteroepitaktische Substrate führen zu GaN *Templates*<sup>1</sup> mit 2“-Durchmesser aber hoher Defektdichte. Wie man heteroepitaktische *Templates* mit 2“-Durchmesser und mit verringerter Defektdichte erhält, beschreibt das Kapitel 4.

Das Ziel aller Materialforschung ist Herstellung von Bauelementen mit neuen oder verbesserten Eigenschaften. Die Forschung an den nicht- und semipolaren Nitriden steht noch am Anfang, so dass ersteinmal Strukturen und Prozesse soweit optimiert werden müssen, um einen Vergleich mit den auf c-plane nach langer Optimierung erreichten Eigenschaften zuzulassen. Dabei ist auch ein zentraler Punkt die Unterschiede zwischen Bauelementen auf c-plane und anderen Orientierungen zu erforschen. Die Evaluation der verschiedenen *Templates* ergab, dass die GaN-Substrate die geringste Defektdichte bei guter Schichthomogenität bieten. Deswegen wurden auf diesen Substraten Bauelementstrukturen entwickelt, wie es in Kap. 5.1 beschrieben wird.

<sup>1</sup>*Template* bezeichnet ein Substrat mit einer GaN-Schicht, jedoch ohne aktive Schichten.



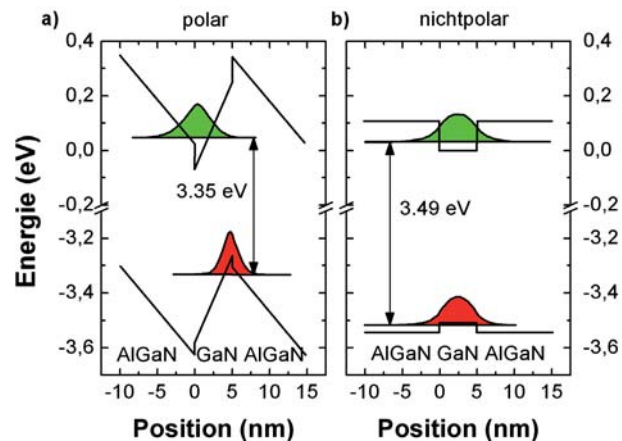
**Abbildung 1.2:** Die theoretisch berechnete Feldstärke durch piezoelektrische Grenzflächenladungen in In-GaN/GaN Quantentöpfen hängt vom In-Gehalt, dem Winkel zur c-Ebene  $\theta$  und den verwendeten piezoelektrischen Konstanten ab (Bernardini et al. [9], Takeuchi et al. [10], Ambacher et al. [11]). Grafik nach Daten von Feneberg et al. [12]

### 1.1 Unterschiede der Symmetrie zwischen polaren, semipolaren und nichtpolaren Schichten

Die Lage der Ebene in der Einheitszelle ist für ihre Eigenschaften wesentlich. Eine Skizze der Wachstumsebenen, die in der Arbeit vorkommen, ist in Abb. 1.1 zu sehen. Für die Stärke der Polarisationsfelder (siehe unten) ist der Winkel der Ebene zur c-Fläche entscheidend. Neben der polaren c-Ebene sind die nichtpolare m- und a-Ebene zu sehen, die beide in einem Winkel von  $90^\circ$  zur c-Ebene liegen. Sie sind gegeneinander um  $30^\circ$  gekippt und haben verschiedene Atomanordnungen an der Oberfläche. Wird die  $(10\bar{1}0)$  m-Ebene in c-Richtung gekippt, erhält man die semipolaren  $(10\bar{1}1)$  und  $(10\bar{1}2)$  Ebenen mit einem Winkel von  $58^\circ$  bzw.  $43^\circ$  (diese gehören zur  $[1\bar{2}10]$ -Zone). Wird die  $(11\bar{2}0)$  a-Ebene in c-Richtung gekippt, erhält man die  $(11\bar{2}2)$  Ebene bei einem Winkel von  $62^\circ$  (diese gehört zur  $[1\bar{1}00]$ -Zone). Obwohl die  $(10\bar{1}1)$  und die  $(11\bar{2}2)$  mit  $58^\circ$  und  $62^\circ$  fast den gleichen Winkel zur c-Ebene haben, gehören sie zu unterschiedlichen Zonen und unterscheiden z.B. in der Oberflächenmorphologie (Kap. 5.3) sowie dem In-Einbau (Kap. 5.4).

**Polarisationsfelder** In III-N-Heterostrukturen gibt es ein spontanes und piezoelektrisches Feld entlang der c-Achse (andere Richtungen kommen aus Symmetriegründen nicht in Frage) [13]. Im Vergleich zum GaAs-Materialsystem, wo es wegen der kubischen Kristallstruktur keine spontane Polarisation und piezoelektrische Polarisation nur entlang  $[111]$  gibt, sind die piezoelektrischen Konstanten von (Al,Ga,In)N um eine Größenordnung größer [14]. Durch einen Sprung der Polarisation an Heterostrukturgrenzflächen entstehen Grenzflächenladungen, die ein elektrisches Feld erzeugen. Die Feldstärke beträgt in c-plane  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$  Quantentöpfen mit GaN-Barrieren  $-1.9 \text{ MV/cm}$  [12]. Bei semipolarem GaN verringert sich die Feldkomponente senkrecht zur Oberfläche durch den Winkel zwischen der Oberfläche und der c-Ebene und es entsteht eine In-plane-Feldkomponente, die in Richtung der c-Achsenprojektion (c'-Richtung) zeigt [9, 10, 11, 12]. Für eine bestimmte semipolare Orientierung können die Felder in Wachstumsrichtung verschwinden (siehe Kurven von Takeuchi et al. und Ambacher et al. in Abb. 1.2). Ob und bei welchem Winkel  $\theta$  dieser Nulldurchgang auftritt hängt von den Parametern für die Berechnung ab. Bei gängigen Parametersätzen liegt der Winkel für den Nulldurchgang zwischen  $45^\circ$  und

**Abbildung 1.3:** Vergleich des Bandprofils eines 5 nm GaN/AlGa<sub>N</sub> Quantentopfs a) mit (c-plane) und b) ohne (m-plane) piezoelektrische Felder. Die Energieniveaus und Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektron- und Lochwellenfunktionen der Grundzustände sind grün bzw. rot eingezeichnet. Grafik nach Waltereit et al. [5]



60°. Feneberg et al. [12] favorisieren den Parametersatz von Bernardini et al. [9], da dieser am besten zu ihren experimentellen Ergebnissen passt. Nichtpolare Nitride haben kein Feld in Wachstumsrichtung, da die c-Achse in der Ebene liegt.

Elektrische Felder über Quantentöpfen bewirken eine Separation von Elektron- und Lochwellenfunktion sowie eine Rotverschiebung [15] (siehe Abb. 1.3). Dieser Effekt wird auch Quantum Confined Stark Effect (QCSE) genannt. Die hohen Feldstärken in c-plane Quantentöpfen von einigen MV/cm führen zu einer Rotverschiebung in der Größenordnung von hundert Millielektronenvolt [16] und einer Verlängerung der strahlenden Rekombinationslebensdauer auf einige Nanosekunden [17]. Diese Effekte nehmen mit dem Indiumgehalt und der Quantentopfbreite zu. Steigender Indiumgehalt führt zu einer Vergrößerung der Gitterfehlpassung, und damit der piezoelektrischen Polarisierung, die wiederum zu einer Vergrößerung der Feldstärke führt. Eine große Quantentopfbreite führt bei gleicher Feldstärke wegen der Bandverbiegung zu einer stärkeren Rotverschiebung [17] und wegen der größeren Separation der Elektron-Lochwellenfunktion zu einer längeren Rekombinationslebensdauer [17]. Bei hohen Ladungsträgerdichten kommt es zur Abschirmung der Felder [18]. Für nichtpolare Quantentöpfe wurde die Feldfreiheit nachgewiesen. Es wurde eine sehr kurze strahlende Rekombinationslebensdauer beobachtet [19]. Eine Serie von a-plane GaN/AlGa<sub>N</sub>-Quantentöpfen mit unterschiedlicher Dicke zeigt eine Rotverschiebung, die allein durch die Quantisierung erklärt werden kann und es gibt keine Anzeichen von elektrischen Polarisationsfeldern [20]. Die Feldstärke in semipolaren Quantentöpfen wurde von Feneberg et al. gemessen und ist kleiner als 400 kV/cm. Diese schwächeren Felder werden schon bei niedrigeren Ladungsträgerdichten abgeschirmt als die Felder der c-plane Quantentöpfen. Daher zeigen LEDs auf semipolaren Orientierungen eine verringerte Blauverschiebung mit steigender Stromdichte als c-plane LEDs [21].

Für optoelektronische Bauelemente wirken sich die verringerten Polarisationsfelder in nicht- und semipolaren Heterostrukturen positiv aus. Der Vorteil von verringerten Feldern für LEDs auf nicht- und semipolaren Orientierungen besteht in einer kürzeren strahlenden Rekombinationslebensdauer, was bei gleicher nichtstrahlender Lebensdauer eine Steigerung der Effizienz zur Folge hätte. Außerdem ist die Ladungsträgerdichte im Vergleich zu einer c-plane LED bei gleicher Stromdichte niedri-

ger, da die Rekombination schneller abläuft. Da die Effizienz mit steigender Ladungsdichte abnimmt (in der Literatur als „Droop“ bekannt [22, 23]), würden nichtpolare LEDs eine höhere Effizienz haben als vergleichbare c-plane LEDs. In Laserstrukturen ist der Effekt der schwächeren Felder nicht so dominierend, da die Felder selbst in c-plane GaN bei hohen Ladungsträgerdichten zum großen Teil abgeschirmt werden, wie an der großen Blauverschiebung zwischen Niederanregungs-PL und Laserspektrum zu erkennen ist [24]. Insbesondere für langwellige Emittoren ist es wichtiger, ob das Material auf den nicht- und semipolaren Orientierungen mit einer besseren kristallinen Qualität gewachsen werden kann. Durch die schwächeren Felder auf nicht- und semipolarem GaN ist es möglich dickere Quantentöpfe, sowohl für LEDs als auch für Laserstrukturen, zu wachsen. Auf c-plane GaN werden relativ dünne Quantenfilme eingesetzt (3.5 nm bei 405 nm Emissionswellenlänge, noch geringere Dicke für langwelligere Emittoren), um die strahlende Lebensdauer in LEDs ausreichend kurz zu halten und die Peakverbreiterung durch Quantentopffluktuationen (Indiumgehalt und/oder Topfbreite) in Laserstrukturen zu verringern. In LEDs haben dicke Quantentöpfe den Vorteil, dass die Ladungsträgerdichte und damit der Effizienzverlust bei hohen Ladungsträgerdichten verringert werden. Das ist zwar auch mit mehreren Quantentöpfen (MQWs) möglich. Bei MQWs ist es aber problematisch die Löcher gleichmäßig über alle Quantentöpfe zu verteilen, was bei einem dicken einzelnen Quantentopf kein Problem ist [25]. In Laserstrukturen erhöhen dicke Quantentöpfe den Überlapp der optischen Mode mit den Quantentöpfen und tragen durch ihren hohen Brechungsindex zur Führung der optischen Mode bei. Farrell et al. haben gezeigt, dass Laseremission ohne Wellenleiter und mit einer GaN-Mantelschicht möglich ist [26]. Dicke Quantentöpfe lassen sich nicht problemlos in langwelligen Emittoren anwenden, da die kritische Schichtdicke für bei dem notwendigen Indiumgehalt für grüne Emission sehr klein ist und die Indiumfluktuationen mit steigender Quantentopfdicke zunehmen.

**Anisotropie** Die c-Achse ist die Achse höchster Symmetrie in der Wurtzit-Kristallstruktur. Die c-plane Oberfläche ist durch die 3-zählige Rotationssymmetrie isotrop. Da die Kristallstruktur kein Inversionszentrum hat, folgt, dass alle semi- und nichtpolaren Oberflächen eine 1-zählige Symmetrie mit einer rechteckigen Einheitszelle haben. Alle Eigenschaften, d.h. thermische Ausdehnung, Brechungsindex, Elastizität etc. sind nun anisotrop, d.h. von der Richtung auf der Oberfläche abhängig. An semipolaren LEDs wurde polarisierte Emission beobachtet [27]. Wegen der Symmetrie der verschiedenen Lochwellenfunktionen im GaN (A- B- und C-Valenzband), erzeugen diese bei Rekombination polarisiertes Licht. Löcher der A- und B-Valenzbänder erzeugen bei Rekombination senkrecht zur c-Achse polarisiertes Licht. Das C-Valenzband führt zu parallel zu c polarisiertem Licht [28, 29]. Da das C-Valenzband von A- und B-Bändern durch das Kristallfeld separiert ist, ist es weniger besetzt. Bei Emission in a-Richtung dominiert deswegen die Polarisation senkrecht zu c. Bei der Emission aus InGaN Quantentöpfen gibt es zusätzlich eine anisotrope Verspannung. Dies führt zu einer Aufspaltung der A- und B-Loch-Bänder, so dass der Polarisationsgrad im Vergleich zu unverspanntem GaN größer ist [30]. Für LEDs mit polarisierter Emission erscheint eine Verwendung bei der Hintergrundbeleuchtung in LCD-

Bildschirmen vielversprechend. Allerdings würde die Aufräumung der Oberfläche, die notwendig ist um eine gute Extraktionseffizienz zu erreichen, die Polarisation stark stören.

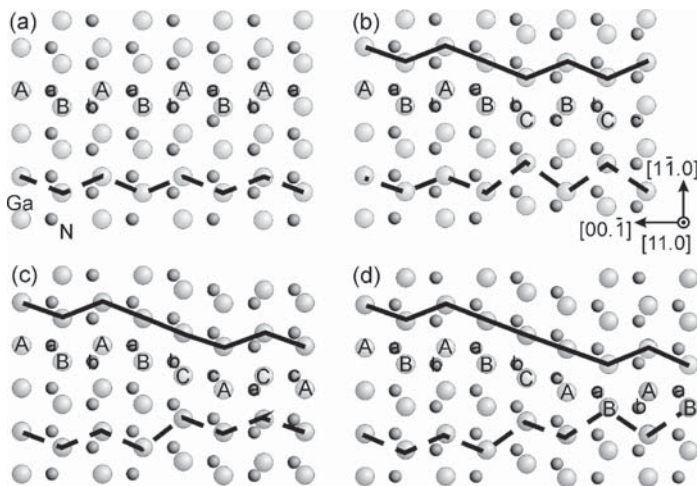
Bei Laserstrukturen beeinflusst die Anisotropie der Emission den Gain in Abhängigkeit von der Resonatororientierung auf der Oberfläche. Hinzu kommt die Anisotropie des Brechungsindex. GaN ist doppelbrechend mit einem höheren Brechungsindex für Licht, das parallel zu  $c$  polarisiert ist. Das führt zu einem höheren Gain in Resonatoren, die parallel zu  $c$ -Richtung oder ihrer Projektion auf die Wachstumsoberfläche ausgerichtet sind [31, 32]. Im Rahmen dieser Arbeit konnte dieser Zusammenhang experimentell bestätigt werden (siehe Kap. 5.6.1). Die Berechnung von strukturell identischen nichtpolaren und polaren Strukturen zeigt, dass der maximale Gain entlang der  $c'$  Richtung im Vergleich zum Gain in  $c$ -plane Resonatoren größer ist, der minimalen Gain senkrecht zu  $c$  aber kleiner.

**Welche Orientierung ist optimal?** Die von der  $c$ -Ebene abweichenden Orientierungen bieten die Chance, blau und grün emittierende optoelektronische Bauelemente zu verbessern. Ein Hauptgrund sind die reduzierten Polarisationsfelder in Wachstumsrichtung. Diese bieten die Chance eine höhere Effizienz in LEDs durch eine kürzere Rekombinationslebensdauer und dickere Quantentöpfe zu erreichen. Insbesondere für die Herstellung von dimmbaren weißen LEDs ist es wichtig, dass die Verschiebung der Emissionswellenlänge weniger stark vom Pumpstrom abhängt, als bei  $c$ -plane LEDs. Für Laserstrukturen liegen die Vorteile nicht so offensichtlich auf der Hand. Allein der Gain ist theoretisch höher als in  $c$ -plane Strukturen. Dies könnte aber durch eine längere strahlende Rekombinationslebensdauer in  $c$ -plane Strukturen, deren Felder nicht vollständig abgeschirmt sind, ausgeglichen werden. Die optimale Orientierung aus theoretischer Sicht ist eine, bei der die Polarisationsfelder möglichst klein sind. Die Schicht sollte also nichtpolar sein. Da schwache Polarisationsfelder bei den Injektionsströmen von LEDs und Lasern abgeschirmt werden, sind aber alle semipolaren Orientierungen mit einem Winkel  $\theta$  von mehr als  $40^\circ$  akzeptabel.

Diese theoretische Betrachtung berücksichtigt nicht die praktischen Probleme beim Wachstum von nicht- und semipolarem GaN. Diese sollen in dieser Arbeit für geeignete Substratorientierungen beleuchtet und verglichen werden. Die Problematik eines passenden Heterosubstrats ist Gegenstand von Kap. 3, während das Wachstum von Bauelementstrukturen in Kap. 5 für unterschiedliche Orientierungen verglichen wird.

## 1.2 Defekte in GaN

Aus der Literatur sind eine Reihe von Defekten bekannt, die in GaN-Schichten vorkommen. Der folgende Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über die Eigenschaften der ausgedehnten Defekte. Die ausgedehnten Defekte lassen sich mit Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) direkt abbilden (Kap. 2.2). Methoden, die auch sensitiv auf die Defektstruktur sind Röntgenbeugung (XRD, Kap. 2.2), Kathodolumineszenz (CL, Kap. 2.2), selektives Ätzen ([33]) und Rasterkraftmikroskopie bzw. Rastertunnelmikroskopie (STM [34]).



**Abbildung 1.4:** Schematische Darstellung der Typen von basalen Stapelfehlern [39]. In a) ist das ungestörte Material zu sehen. b) Zeigt den  $I_1$  Stapelfehler mit einer kubischen ABC-Lage. c) Zeigt den  $I_2$  Stapelfehler mit zwei kubischen Atomlagen und d) den  $I_3$  Stapelfehler mit 3 kubischen Lagen.

### 1.2.1 Versetzungen

Versetzungen sind Liniendefekte. Sie werden durch die Versetzungslinie und den Burgersvektor charakterisiert [35]. Je nachdem ob der Burgersvektor parallel oder senkrecht zur Versetzungslinie liegt, wird die Versetzung als Schrauben- oder Stufenversetzung bezeichnet. Problematisch in GaN sind vor allem durchstoßende Versetzungen, die die Schicht in Wachstumsrichtung von unten nach oben durchziehen. Dabei sind in c-plane GaN die Burgersvektoren  $c$ ,  $a$  und  $c+a$  beobachtet worden (siehe Tabelle 1.1). Versetzungen können nicht im Festkörper enden [35], sondern müssen zur Oberfläche laufen oder Ringe bzw. Halbringe bilden. Man spricht auch von Annihilation, wenn zwei Versetzungen mit entgegengesetztem Burgersvektor in Wachstumsrichtung zusammenlaufen und einen Versetzungsring bilden und so die Dichte von Versetzungen reduziert wird. Darüber hinaus gibt es noch Partialversetzungen, bei denen der Burgersvektor kein ganzer Gittervektor ist, sondern der Bruchteil eines Gittervektors. Partialversetzungen kommen nur als Begrenzung von planaren Defekten vor (siehe unten).

Versetzungen wirken als nichtstrahlende Rekombinationszentren und stören die Lumineszenz im GaN und in InGaN Quantenfilmen [36, 37]. Außerdem führen sie zu einer Verbreiterung der Röntgenbeugungsrockingkurven [38]. Insbesondere bei hohen optischen Leistungen in Laserdioden sind Versetzungen eine wichtige Ursache für die Degradation der Bauelemente.

### 1.2.2 Stapelfehler

Stapelfehler sind planare Defekte, bei denen in einer Ebene die Periodizität der Kristallstruktur gestört ist. Stapelfehler kann man zum einen durch den Verschiebungsvektor charakterisieren. Das ist der Vektor, um den das Material an beiden Seiten des Defekts verschoben ist. Außerdem wird der Defekt durch die Ebenen, auf denen er vorkommt, charakterisiert. In GaN sind die Stapelfehler der Basalebene am häufigsten. Von ihnen gibt es theoretisch vier verschiedene Typen:  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  und ex-



Versetzung (V.)	<b>b</b>	Stapelfehler	<b>R</b>
Frank-Shokley-Partialv.	$\frac{1}{6} \langle 20\bar{2}3 \rangle$	I <sub>1</sub> , Abb. 1.4b	$\frac{1}{6} \langle 20\bar{2}3 \rangle$
Shokley-Partialv.	$\frac{1}{3} \langle 1\bar{1}00 \rangle$	I <sub>2</sub> , Abb. 1.4c	$\frac{1}{3} \langle 1\bar{1}00 \rangle$
		I <sub>3</sub> , Abb. 1.4d	–
Frank-Partialv.	$\frac{1}{2} \langle 0001 \rangle$	E	$\frac{1}{2} \langle 0001 \rangle$
„stair rod“	$\frac{1}{6} \langle 10\bar{1}0 \rangle$	Prismatischer SF	$\frac{1}{2} \langle 10\bar{1}1 \rangle$
zwischen PSF/BSF	oder $\frac{1}{6} \langle 3\bar{2}\bar{1}0 \rangle$	auf $\{11\bar{2}0\}$ -Ebenen zwischen zwei BSF	
ganze V. a	$\frac{1}{3} \langle 11\bar{2}0 \rangle$		
ganze V. a+c	$\frac{1}{3} \langle 11\bar{2}3 \rangle$		
ganze V. c	$\langle 0001 \rangle$		

**Tabelle 1.1:** Übersicht über Stapelfehler- und Versetzungstypen und deren Burgersvektor **b** bzw. Verschiebungsvektor **R** in GaN [40].

trinsische Stapelfehler, die sich alle durch einen anderen Verschiebungsvektor auszeichnen (siehe Tabelle 1.1). Dort wo ein Stapelfehler endet, d.h. gestörtes Material in ungestörtes Material übergeht, muss sich eine Versetzung mit einem Burgersvektor befinden, der dem Verschiebungsvektor des Stapelfehlers entspricht. Da die Verschiebungsvektoren von I<sub>1</sub> und I<sub>2</sub> keine ganzen Gittervektoren sind, sind diese Versetzungen Partialversetzungen. Die planaren Defekte werden weiterhin durch ihre lokale atomare Anordnung gekennzeichnet. So stellen die Basalflächenstapelfehler alle eine Störung der hexagonalen ABABAB... Stapelung (Abb. 1.4a) durch das Einfügen von kubisch koordinierten ABC-Ebenenfolgen dar (Abb. 1.4b-d). Der I<sub>1</sub>-Stapelfehler hat eine kubisch koordinierte Ebene (Abb. b), der I<sub>2</sub>-Stapelfehler zwei (Abb. c), und der I<sub>3</sub>-Stapelfehler drei kubisch koordinierte Ebenen (Abb. d). Experimentell wurden bisher nur I<sub>1</sub> und I<sub>2</sub> Stapelfehler gefunden [40] wobei die I<sub>1</sub>-Stapelfehler wesentlich häufiger sind. Dies hängt mit der niedrigeren Bildungsenergie der I<sub>1</sub>-Stapelfehler zusammen. Neben diesen Stapelfehlern gibt es auch prismatische Stapelfehler, die auf den a- oder m-Flächen vorkommen. Auch Stapelfehler auf semipolaren Ebenen wurden beobachtet. Der Übergang von einem basalen in einen prismatischen Stapelfehler ist möglich und führt zur Bildung einer „stair rod“ an der Grenze beider Defekte.

Da Stapelfehler aus kubisch koordinierten Atomlagen bestehen, haben sie eine kleinere Bandlückenenergie als die hexagonale Matrix. In der Literatur wird ein Typ II Heteroübergang angenommen [41]. Da kubisches GaN außerdem keine spontane Polarisation hat, liegt ein starkes Polarisationsfeld über dieser quantentopfartigen Struktur [41, 42]. Dies führt dazu, dass Elektronen im Stapelfehler und Löcher an der stickstoffpolaren Seite des Stapelfehlers gebunden werden können. Bei der Rekombination an einem I<sub>1</sub> Stapelfehler entsteht Licht mit einer Energie von 3.42 eV, wie auch experimentell bestätigt wurde [43]. Die Lumineszenz der anderen Stapelfehlertypen sind nicht so gut theoretisch beschrieben und wegen ihrer geringeren Bildungswahrscheinlichkeit nicht so intensiv untersucht worden.