

# Archiv-Ex.:

**FZR-236**

Oktober 1998

*Hans Wirth*

**Elektrische und mikrostrukturelle Effekte in  
hochdotiertem 6H-SiC nach Ionenimplantation**

Herausgeber:  
FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF  
Postfach 51 01 19  
D-01314 Dresden  
Telefon (03 51) 26 00  
Telefax (03 51) 2 69 04 61

Als Manuskript gedruckt  
Alle Rechte beim Herausgeber

# Elektrische und mikrostrukturelle Effekte in hochdotiertem 6H-SiC nach Ionenimplantation

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt der  
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften  
der Technischen Universität Dresden

von Dipl.-Phys. Dipl.-Volksw. HANS WIRTH  
geboren am 05.10.1968 in Dresden

Gutachter: Prof. Dr. W. Möller  
Prof. Dr. H. Schlangenotto  
Prof. Dr. W. Wesch

Vorsitzender der  
Promotionskommission: Prof. Dr. H. Freiesleben

Eingereicht am: 03.06.1998

Tag der Verteidigung: 28.09.1998

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Allgemeines . . . . .	3
1.2	Ausgangspunkt und Motivation . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	SiC - ein Überblick . . . . .	9
2.2	Zur Theorie dotierter Halbleiter . . . . .	12
2.2.1	Der niedrig dotierte Halbleiter . . . . .	13
2.2.2	Der hoch dotierte Halbleiter . . . . .	16
2.3	Elektrische Eigenschaften von dotiertem 6H-SiC . . . . .	17
2.3.1	Theorie der thermischen Anregung von Ladungsträgern . . . . .	17
2.3.2	Theorie der Ladungsträger-Beweglichkeit . . . . .	21
2.4	Prozesse im Festkörper bei Ionenimplantation . . . . .	22
2.4.1	Ionen-Reichweite und Schadenserzeugung . . . . .	22
2.4.2	Verfahrensvergleich zur Reichweitebestimmung für SiC . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Experimentelles</b>	<b>27</b>
3.1	Prinzip der elektrischen Messungen . . . . .	27
3.2	Festkörperanalyse mit Ionenstrahlen: RBS . . . . .	29
3.3	Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) . . . . .	32
3.4	Probenpräparation . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Mikrostrukturelle Effekte</b>	<b>35</b>
4.1	Berechnung der Ionenimplantations-Tiefenprofile . . . . .	35
4.2	Kristallschaden vom Zwischengitter-Typ (RBS) . . . . .	37
4.2.1	Einfluß der Implantations-Temperatur . . . . .	38
4.2.2	Einfluß der Menge implantierter Ionen . . . . .	41
4.2.3	Kristallgitter-Einbau implantierter Ionen . . . . .	42
4.3	Vakanzdefekte nach Ionen-Implantation (PAS) . . . . .	45
4.4	Gestörte Bindungen (RAMAN-Spektroskopie) . . . . .	48
4.5	Tiefenprofil der Dotanden (SIMS) . . . . .	51
4.5.1	Zustand nach Implantation . . . . .	51
4.5.2	Zustand nach Temperung . . . . .	51
4.6	Untersuchung des Kristallzustandes mit XTEM . . . . .	54

4.6.1	Bor-implantierte Schichten . . . . .	54
4.6.2	Aluminium-implantierte Schichten . . . . .	54
4.7	Bindungsverhältnisse von Akzeptoren (XPS) . . . . .	59
4.7.1	Bor in 6H-SiC . . . . .	60
4.7.2	Aluminium in 6H-SiC . . . . .	62
4.8	Prozeßbedingte Oberflächenveränderungen . . . . .	63
4.8.1	Ofen-Temperung unter Vakuum . . . . .	64
4.8.2	Ofen-Temperung bei Argon-Normaldruck . . . . .	66
4.8.3	Lichtblitz-Temperung unter Argon . . . . .	67
4.8.4	Abtrag von der Oberfläche . . . . .	68
4.9	Rechnungen zu Bor und Stickstoff in SiC . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Elektrische Charakterisierung</b>	<b>77</b>
5.1	Bedeutung der Substrattemperatur . . . . .	77
5.2	p-Dotierung mit Aluminium und Bor . . . . .	78
5.2.1	Ofen-Temperung von Aluminium-implantiertem 6H-SiC . . . . .	79
5.2.2	Blitz-Temperung von Aluminium-implantiertem 6H-SiC . . . . .	81
5.2.3	Vergleich von Ofen- und Blitztemperung . . . . .	83
5.2.4	Bor-implantiertes 6H-SiC . . . . .	84
5.2.5	Zusammenfassung zur p-Dotierung . . . . .	85
5.3	n-Dotierung mit Stickstoff . . . . .	87
5.4	Bezug zur Theorie . . . . .	89
5.4.1	Aluminium als Akzeptor in 6H-SiC . . . . .	89
5.4.2	Bor als Akzeptor in 6H-SiC . . . . .	91
<b>6</b>	<b>Synthese und Ausblick</b>	<b>95</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Allgemeines

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind Untersuchungen am Halbleitermaterial *Siliziumkarbid* (SiC) des 6H-Polytyps.

Eine besondere Eigenschaft des kristallinen SiC ist dessen große Bandlücke, die je nach Polytyp (Modifikation) Werte zwischen 2,39 eV (3C-SiC) und 3,3 eV (2H-SiC) annimmt [Dav91]. Für Hochtemperatur-Anwendungen ist dies vorteilhaft: Je größer die Bandlücke, desto höher ist die Temperatur, bei der intrinsische Leitung einsetzt und damit der Arbeitsbereich eines Bauelements endet. Weitere potentiell nützliche Eigenschaften von SiC sind dessen hohe Wärmeleitfähigkeit und Durchbruchfeldstärke, was die Herstellung von Hochspannungs- und Hochleistungs-Bauelementen ermöglicht. Chemische und Strahlenresistenz lassen Anwendungen in entsprechenden aggressiven Umgebungen zu. SiC ist neben Diamant der einzige Halbleiter, welcher die genannten positiven Eigenschaften in sich vereint. Obwohl es beim Diamant durch Hochtemperatur-Implantation gelingt, den Strahlenschaden gering zu halten, konnte bisher keine n-Leitung elektrisch nachgewiesen [Kal97] werden. Damit scheidet dieses Material zumindest mittelfristig für die Anwendung aus, sodaß der Schwerpunkt derzeit auf SiC liegt.

Erst in den letzten Jahren gelang es technologisch, die Kristallqualität von 6H-SiC auf ein solches Maß zu erhöhen, wie es zur Herstellung elektronischer Bauelemente notwendig ist.

Entscheidende Voraussetzung für die Anwendungen in der Elektronik ist die gezielte *Dotierung* des Siliziumkarbid, d.h. das Einbringen von p- oder n-Dotanden sowie deren Überführung auf Gitterplätze unter Wahrung intakter Bindungsverhältnisse im Kristall. Aufgrund der extrem geringen Diffusion von Dotanden im dicht gepackten SiC-Gitter bietet sich dafür die Ionenimplantation als einzige Methode zur lateral selektiven Dotierung an.

Während wesentliche Probleme bei der n-Dotierung von SiC mit Stickstoff gelöst und auch die Grenzen hoher Ladungsträgerkonzentrationen gefunden wurden [Kim95], erweist sich die p-Dotierung technologisch als schwieriger realisierbar. Besonders hinsichtlich hochdotierter p-leitender Schichten ist Untersuchungsbedarf vorhanden, um durch Optimierung

der Prozeßparameter<sup>1</sup> die Löcherkonzentration und Leitfähigkeit zu maximieren. Darauf wurde auch aus anwendungsorientierter Sicht der Schwerpunkt in dieser Arbeit gelegt. Dabei kam u.a. auch ein nichtkonventionelles Kurzzeit-Temperverfahren erfolgreich zum Einsatz.

Da eine umfassende Darstellung des Verhältnisses von Mikrostruktur und elektrischen Eigenschaften in implantationsdotiertem SiC bisher nicht existiert, wurden auch in diese Richtung Anstrengungen im Rahmen dieser Arbeit unternommen.

Weiter unten in diesem Kapitel wird vertiefend auf wichtige Aspekte der elektrischen Eigenschaften von dotiertem 6H-SiC im Zusammenhang mit dem Kenntnisstand aus der Literatur eingegangen.

In Kapitel 2 wird ein Überblick zum Material SiC und zu relevanten Gebieten der Festkörpertheorie gegeben.

Kapitel 3 beinhaltet die Grundlagen der wichtigsten angewandten Meß- und Analyseverfahren.

Kapitel 4 umfaßt die durchgeführten Experimente zu mikrostrukturellen Effekten infolge Ionenimplantation, gegliedert nach den aus verschiedenen Analysemethoden erhaltenen Informationen.

In Kapitel 5 werden die Resultate elektrischer Messungen dargestellt und diskutiert. Abschließend erfolgt die Einordnung der Ergebnisse in ein Gesamtbild.

## 1.2 Ausgangspunkt und Motivation

Es existieren einige Arbeiten, in denen die Resultate elektrischer Untersuchungen mit den Aussagen *einzelner* struktureller Analyseverfahren ins Verhältnis gesetzt wurden. Bei der nun folgenden detaillierten Darlegung des Kenntnisstandes hinsichtlich der elektrischen Eigenschaften von dotiertem 6H-SiC wird darauf hingewiesen. Ansonsten erfolgt der Verweis auf vorliegende Arbeiten zur Mikrostruktur in Kapitel 5 jeweils im entsprechenden Zusammenhang.

Zuerst werden einige mit der Vergleichbarkeit von Literaturaussagen zusammenhängende Probleme diskutiert.

### Definition des Grades der elektrischen Aktivierung

Da die Ionisierungsenergien, d.h. die Energiedifferenzen zwischen Dotanden-Grundzustand und jeweiliger Bandkante, von Dotanden in SiC stets über 50 meV betragen, ist bei einer bestimmten Temperatur  $T$  nur ein Anteil  $A \cdot p(T)$  der Ladungsträger thermisch ins entsprechende Band angeregt und zur elektrischen Leitung beitragend. Der Faktor  $A$  beinhaltet den Anteil der auf elektrisch aktiven Gitterplätzen befindlichen implantierten Dotanden-Atome ( $0 \leq A \leq 1$ ). Weiterhin bezeichnet  $p(T)$  entsprechend (2.14) die Löcherkonzentration im Valenzband unter der Bedingung, daß *alle* implantierten Dotandenato-

---

<sup>1</sup>Implantations-Temperatur, Ausheilmodus, implantierte Dosis

me die "richtigen" Gitterplätze einnehmen. Je nachdem, ob man die im Experiment über HALL-Effekt-Messungen ermittelte Löcherkonzentration ins Verhältnis zu  $p(T)$  oder zur tatsächlich implantierten Konzentration setzt, erhält man im ersten Fall einen maximal 1 betragenden (Meß-)temperaturunabhängigen, im zweiten einen maximal  $p(T)/(N_A - N_K)$  betragenden (Meß-)temperaturabhängigen Wert. Beide Varianten tauchen in der Literatur auf.

### Probleme bei der Bestimmung der Proben temperatur

Um Implantation, Ausheilung und elektrische Messungen unter definierten Bedingungen durchzuführen, muß insgesamt ein Temperaturbereich von 100 bis über 2.000 K meßtechnisch beherrscht werden. Besonders die hohen Temperaturen werden auf verschiedene Weise gemessen (Thermoelement, Pyrometer, Widerstand), wobei die verwendete Meßmethode oft nicht explizit genannt wird. Insofern ist ein Temperaturvergleich nur bedingt möglich. So besteht z.B. das Problem bei Messung mit dem Thermoelement darin, einen repräsentativen Ort für die Messung zu finden, wofür die Probe selbst, eine "Blindprobe" oder der Probenträger in Frage kommen. Bei aufgesetztem Thermoelement treten chemische Reaktionen zwischen dessen Mantel und dem SiC je nach Mantelmaterial ab ca. 1.500 °C auf, was den Einsatzbereich entsprechend einschränkt. Hinzu kommt, daß eine direkte Temperaturmessung der SiC-Probe problematisch ist, z.B. wenn diese sich in einem Schutzgefäß aus SiC oder Graphit befindet, wie es zur Vermeidung von Oberflächen-Degradierung bei der Hochtemperatur-Ausheilung erforderlich ist.

### Veränderung der SiC-Oberflächenschichten während der Temperung

Eigene Untersuchungen zeigen, daß Hochtemperatur-Ausheilung unter Vakuum einen Abtrag von der Oberfläche bewirkt. Dieser Effekt wird in der Literatur hinsichtlich der Temperung implantationsdotierter SiC-Schichten nur teilweise beachtet, obwohl mit zunehmendem Abtrag dessen quantitative Bedeutung für die Berechnung der elektrischen Materialparameter aus den Schicht-Meßwerten zunimmt, und bei vollständiger Entfernung der implantierten Schicht zu unsinnigen Interpretationen führen kann (vgl. [Son95] bei 1.900 K). In diesem Zusammenhang ist auch das Verhalten der Oberflächen-Rauhigkeit von Interesse. [Won96] verweisen für Temperung unter Argon (0,1 MPa) bei 1.700 °C auf eine starke Erhöhung der Oberflächenrauhigkeit bis ca. 100 nm, was mit einem mittleren Abtrag von 50 nm einhergeht. Für Bauelemente-Strukturen ist eine derartige Degradierung bereits problematisch.

### Implantation von Akzeptor-Fremdatomen

Zur Erzielung p-leitender implantierter Schichten in n-SiC-Grundmaterial kommen die Elemente der 3. Hauptgruppe des PSE in Betracht. Diesbezügliche Erfolge wurden bisher mit den Vertretern Aluminium, Bor und Gallium erzielt [Har95]. Allerdings sind die Akzeptorniveaus über dem Valenzband mit über 200 meV so tief, daß bei Raumtemperatur (RT) nur ein thermischer Aktivierungsgrad von unter 1 % zu verzeichnen ist. Wenn im



folgenden experimentelle Werte der Löcherkonzentration mit theoretisch zu erwartenden<sup>2</sup> verglichen werden, so bezieht sich dies stets auf Gl. (2.14) aus Abschnitt 2.3.1.

[Son95] untersuchten die elektrischen Eigenschaften von bei RT mit Aluminium bzw. Bor implantiertem ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) einkristallinem 6H-SiC (modifiz. LELY-Verfahren). Nach Temperung bei  $1.530^\circ\text{C}$  wurden mit 8 % (Al) bzw. 3 % (B) mehr als die zu erwartenden Löcherkonzentrationen in Relation zur implantierten Menge gefunden. Nach Temperung bei  $1.630^\circ\text{C}$  war keine p-Leitung mehr vorhanden, was auf einen Abtrag der Oberflächenschicht im Vakuum zurückzuführen sein dürfte.

[Pen95] berichten über elektrische Messungen an Aluminium-implantierten ( $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) 6H-SiC-Epischichten bei RT, welche zur Erzielung eines kastenförmigen Tiefenprofils mit abgestuften Energien implantiert wurden. Während Temperung bei  $1.600^\circ\text{C}$  gegenüber  $1.500^\circ\text{C}$  eine um fast 2 Größenordnungen höhere aktive Löcherkonzentration bewirkt, führen Ausheilungen bei Temperaturen bis zu  $1.800^\circ\text{C}$  nur noch zu einem vergleichsweise geringen Effekt. Dabei nimmt der Anstieg der Meßkurve im  $p-1/T$ -Diagramm zu. Die Anpassung an (2.14) nach Temperung bei  $1.800^\circ\text{C}$  ergibt eine Ionisierungsenergie des Aluminium-Akzeptors von 199 meV, was am unteren Ende der in [Har95] angegebenen Werte liegt. Es wird eine 50 %-ige Besetzung von elektrisch aktiven Gitterplätzen bezogen auf die implantierte Dosis bei 10 %-iger Kompensation angegeben. Letztere ist wesentlich höher als die ursprüngliche Donatorkonzentration in der n-Epischicht. Wenn dies kein Auswertungsfehler ist, wird dadurch die Existenz donatorartiger implantationsinduzierter Defekte gezeigt, welche sogar bei  $1.800^\circ\text{C}$  nicht ausgeheilt wurden.

Die von [Rao96] nach Mehrfach-Implantation bei  $850^\circ\text{C}$  ( $c_{\text{Al}} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , Dicke  $0,3 \mu\text{m}$ ) aus HALL-Messungen gewonnenen Löcherkonzentrationen bei RT von  $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nach Ausheilung bei  $1.500^\circ\text{C}$  sowie  $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  nach Ausheilung bei  $1.600^\circ\text{C}$  liegen wesentlich höher als die theoretisch zu erwartende aktive Löcherkonzentration von  $2,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  für eine implantierte Konzentration von  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , wobei für die Akzeptor-Ionisierungsenergie 240 meV zugrundegelegt wurden.

In der Arbeit einer japanischen Gruppe [Kim96] wird ebenfalls über Mehrfach-Implantationen von Bor- und Aluminium bei RT in 6H-SiC-Epischichten (Plateau-Konzentration  $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) berichtet. Elektrische Messungen bei RT ergeben für Al-Dosen von  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$  eine Steigerung der Löcherkonzentration im Verhältnis zur eingebrachten Akzeptor-Atomkonzentration von 1 % nach Ausheilung bei  $1.400^\circ\text{C}$  auf 2,3 % nach Ausheilung bei  $1.500^\circ\text{C}$ . Für letztere Temperatur ist dies etwa das 3-fache der Konzentration, welche bei vollständiger Besetzung von Gitterplätzen durch die Dotandenatome und vernachlässigter gegenseitiger elektronischer Wechselwirkung der Akzeptoren zu erwarten wäre.

Die Bor-implantierten (RT) und bei bis zu  $1.500^\circ\text{C}$  getemperten Schichten waren bei RT so hochohmig, daß keine klare Leitungstypbestimmung möglich war. RBS/C-Untersuchungen zeigten, daß für Al-Implantation bei RT das 'random'-Niveau, was eine Zerstörung der Fernordnung im Kristall signalisiert, bei einer Dosis von  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$  erreicht wurde. Daß die Implantation einer noch höheren Dosis von  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$  eine wesentlich stärkere Zerstörung der kristallinen Ordnung bewirkt zeigt sich daran, daß nach Temperung bei

---

<sup>2</sup>Modell mit 1 parabolischen Unterband

1.500 °C sogar ein erhöhter Schichtwiderstand beobachtet wird. Dies steht in guter Übereinstimmung mit EXAFS-Untersuchungen (extended X-ray absorption fine structure) in [Con96], wonach erst bei der 10-fachen der zur RBS-Amorphisierung notwendigen Dosis auch die Nahordnung im SiC-Kristall, d.h. dominierende Si-C-Bindungen, zerstört wird, wodurch sich bei der Temperung kein Einkristall wiederherstellt, sondern polykristalline säulenförmige Strukturen entstehen [Hee97].

Alternativ zu HALL-Effekt-Messungen läßt sich auch mit Kapazitäts-Spannungsmessungen die thermisch aktive Ladungsträgerkonzentration bestimmen. In [Ghe93] wurde mit dieser Methode für Bor-implantierte 6H-Epischichten (Konzentration  $2,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) bei RT eine Aktivierung von 0,2 % angegeben.

[AhB95] bestimmten die Löcherkonzentration in Aluminium-implantierten 6H-SiC-Schichten ( $30 \text{ kV}$ ,  $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ), welche mittels Kurzzeit-Laserpuls-Bestrahlung (27 ns) im nahen UV (308 nm) ausgeheilt wurden. Es kam zu einer signifikanten Veränderung des Aluminium-Tiefenprofils. Zwar wurde über vollständige Besetzung elektrisch aktiver Gitterplätze berichtet, jedoch sind mit der angewandten Meßmethode große Unsicherheiten verbunden.

Versuche, durch *Koimplantation von Kohlenstoff* neben Aluminium in 6H-SiC-Epischichten die elektrische Aktivierung zu steigern, schlugen laut [Rao96] fehl. Es wurde lediglich ein erhöhter Strahlenschaden im Kristall nachgewiesen. Die Idee bestand darin, die Parität zwischen den Si-Plätze einnehmenden Al-Akzeptoratomen und Kohlenstoff im SiC-Gitter wiederherzustellen.

Im Gegensatz dazu berichten [Ton97] über eine signifikante Steigerung der Löcherkonzentration nach Koimplantation von Kohlenstoff und Aluminium bei 600 °C (Konzentration  $8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) auf  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  bei RT-Messung im Vergleich zu 10 % davon ohne Koimplantation.

In einer weiteren Arbeit über Hochdosis-Implantation von Aluminium in 6H-SiC [Kaw95] werden lediglich schlecht vergleichbare Schichtwiderstände angegeben, wobei der scharfe Abfall des Widerstandes nach Temperung bei 1.600 °C auf einen vollständigen Abtrag der implantierten Schicht hinweist.

### Implantation von Donator-Fremdatomen

Als elektrisch aktivierbare n-Dotanden in 6H-SiC wurden bisher Stickstoff und Phosphor untersucht, beides Elemente der 5. Hauptgruppe des PSE. Verglichen mit den Akzeptoren Bor, Aluminium und Gallium stellen sie energetisch flachere Dotanden mit Ionisierungsenergien von 80 bzw. 140 (N) / 110 (P) meV abhängig von der Symmetrie des Gitterplatzes, für Stickstoff im C-Untergitter sowie Phosphor im Si-Untergitter dar.

In [Kim95] wurde Stickstoff bei RT mit abgestuften Energien bis zu hohen Konzentrationen von  $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  in 6H-SiC-Epischichten mit Al-Grunddotierung implantiert. Nach elektrischen Messungen bei vermutlich RT wurden bis zu einer Dotierkonzentration von  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und Temperung von 1.400 °C bis 1.600 °C Aktivierungsgrade von 15 % bis 65 % erzielt, was mehr als die zu erwartende Aktivierung von  $\approx 10 \%$  bei RT ist. Es trat

eine Sättigung der Konzentration freier Elektronen bei einem Wert von  $1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ein, was mit nichtausheilbarem erhöhtem Strahlenschaden begründet wird, aber auch auf die begrenzte Löslichkeit von Stickstoff in SiC [Lan96] zurückzuführen sein könnte.

Für Phosphor-Dotierung ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) berichten [Tro96] über elektrische Aktivierung im Grenzfall vollständiger thermischer Aktivierung von mehr als 100 % nach Temperung bei  $1.700^\circ\text{C}$ . Dabei wird auf die nur unzureichende Kenntnis des HALL-Streufaktors hingewiesen:

[Son95] implantierten Stickstoff und Phosphor bei RT ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) in einkristallines 6H-SiC nach dem modifizierten LELY-Verfahren. Bei Stickstoff stieg bei elektrischen Messungen (jeweils RT) die Elektronenkonzentration nach Temperung bei  $1.330^\circ\text{C}$  (1 %) über  $1.430^\circ\text{C}$  (50 %) auf 80 % der Donatoratom-Konzentration nach Temperung bei  $1.530^\circ\text{C}$ , was ein Vielfaches der zu erwartenden Löcherkonzentration für vollständige Gitterplatzbesetzung ist. Temperung bei  $1.630^\circ\text{C}$  im Vakuum ließ jegliche n-Leitung verschwinden, weil die implantierte Schicht vermutlich absublimierte.

### Zielstellung und mögliche Zugänge

Obwohl niederohmige hochdotierte p-leitende Schichten für Anwendungen in der Elektronik hochinteressant sind, wurden bisher nur wenige elektrische Untersuchungen an ihnen durchgeführt, wie im Abschnitt zur Implantation von Akzeptor-Atomen gezeigt wurde. Daraus wird die wesentliche Zielstellung für diese Arbeit abgeleitet, p-dotierte Schichten maximaler Leitfähigkeit zu erzeugen. Um außerdem zu einem tieferen Verständnis des Einflusses der Mikrostruktur auf die elektrischen Eigenschaften zu gelangen, wurden vielfältige, sich in den gelieferten Informationen ergänzende, strukturelle Analyseverfahren angewandt.

Zur Maximierung der elektrischen Leitfähigkeit bieten sich folgende Zugänge an:

Die (Schicht-)Leitfähigkeit ist zur *Dicke der implantierten Schicht* proportional. Deren Vergrößerung fordert allerdings höhere Reichweiten der Ionen im SiC-Grundmaterial und damit höhere Energien, als übliche Hochstrom-Implanter zu liefern vermögen. So entspricht z.B. einer Ionenenergie von 500 keV bei leichten Dotanden wie Bor und Stickstoff eine Implantationstiefe von etwa  $1 \mu\text{m}$ . Zusätzliche höhere Ionenenergien wären zudem mit weiteren Strahlenschäden verbunden, die durch Erhöhung der Implantationstemperatur nur teilweise zu vermeiden sind.

Eine weitere Möglichkeit eröffnet sich in der Erhöhung der *implantierten Ionendosis*. Obwohl, wie aus (2.14) herleitbar ist, die prozentuale thermische Anregung mit steigender Konzentration sinkt, läßt sich doch die absolute Konzentration elektrisch aktiver Dotanden bis zu einer durch dessen Löslichkeit im SiC-Kristall und die zunehmende metallische Leitung, bei der die Ladungsträgerkonzentration keine Funktion der Temperatur mehr ist, gesetzten Grenze steigern (vgl. 2.2.2). Dieser Weg wird im Laufe der vorliegenden Arbeit verfolgt.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 SiC - ein Überblick

Besonderes strukturelles Merkmal von SiC ist sein Auftreten in zahlreichen Polytypen (Modifikationen), welche sämtlich in ihrer Nah- nicht jedoch in ihrer Fernordnung übereinstimmen.

Die Nahordnung aller Polytypen ist gemäß Abb. 2.1 (nach [Hef96]) durch Tetraeder der einen Atomsorte gekennzeichnet, in deren Zentrum sich ein Atom der anderen Komponente befindet. Alle Atombindungen bestehen folglich zwischen Silizium und Kohlenstoff; diese sind kovalent und leicht ionisch ( $\text{Si}^+\text{C}^-$ ) mit einer Bindungslänge von nur 0,189 nm [Fei71, Kri66], d.h. die Atome im SiC-Kristall sind sehr dicht gepackt.

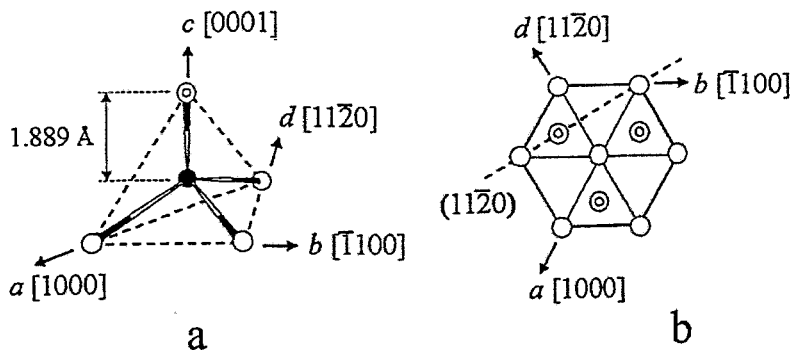


Abb. 2.1: tetraedrische Si-C-Bindung (a) sowie Projektion senkrecht zur  $c$ -Achse ( $b$ , 3 Tetraeder); jeweils hexagonale Koordinaten

Abhängig von der Stapelung der elementaren Tetraeder entlang der  $c$ -Achse bilden sich die unterschiedlichen Polytypen aus: die nächste Stapelebene der gleichen Atomsorte kann sich entweder in gleicher Orientierung oder um  $180^\circ$  gedreht um die  $c$ -Achse anschließen. In ersterem Fall liegt SiC in kubischer (3C), anderenfalls in hexagonaler (2H) Symmetrie vor. (In Klammern steht jeweils die RAMSDELL-Notation zur Kennzeichnung von Polytypen: die Zahl gibt an, ab der wievielten Stapelebene das Gitter sich wiederholt; der Buchstabe steht für die Symmetrie des Kristalls.) Außerdem existieren Polytypen, bei denen die  $180^\circ$ -Drehung nicht bei jeder folgenden Stapelebene, sondern in charakteristischen Sequenzen erfolgt: bei 4H-SiC nach jeder 2. und bei 6H-SiC nach jeder 3. Stapelebene in  $c$ -Richtung.

Da in der vorliegenden Arbeit im wesentlichen mit dem Polytyp 6H-SiC gearbeitet wird,

soll dessen Gitterstruktur im folgenden anhand eines Clusters mit 540 Atomen in Abb. 2.2 veranschaulicht werden. Diese Größe ist ausreichend, um in  $c$ -Richtung die bis zur Strukturwiederholung notwendigen 6 Stapelebenen darzustellen.

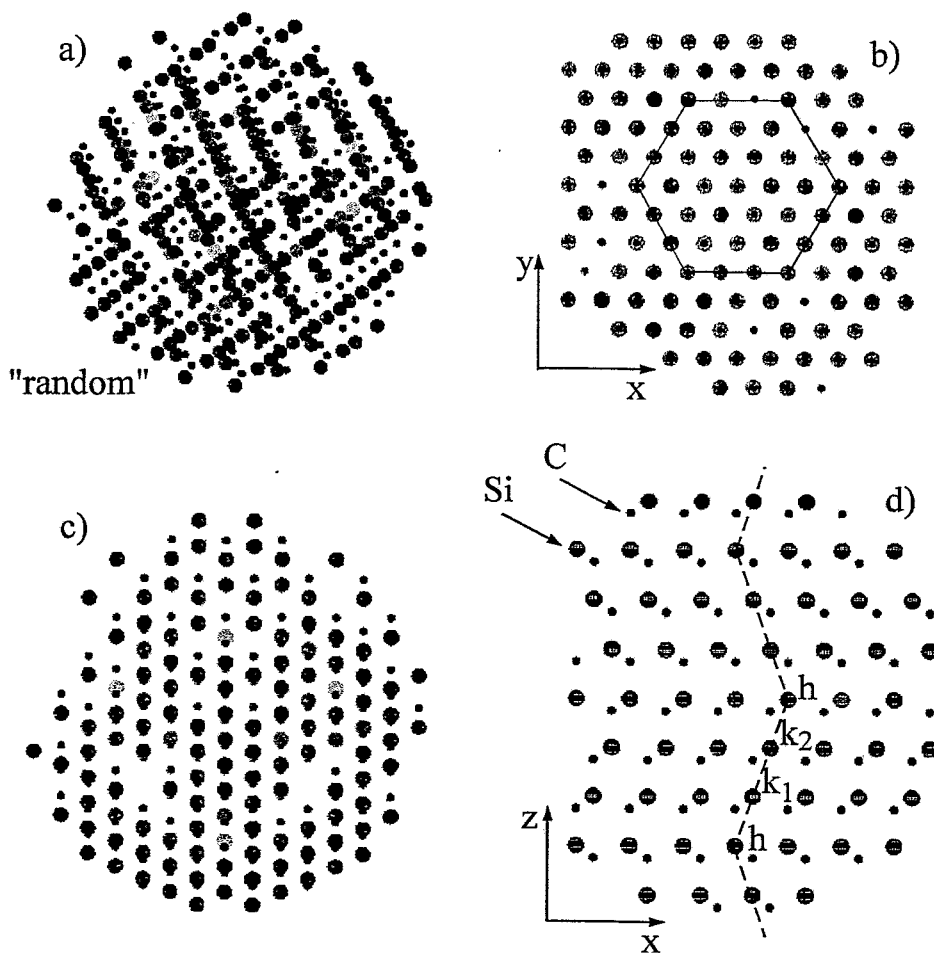


Abb. 2.2: 6H-SiC-Cluster in verschiedenen Orientierungen

In Abb. 2.2 (a) wird der Kristallcluster in einer nichtindizierten Richtung ('random') gezeigt. Die größeren Kugeln stellen jeweils die Si-Atome, die kleineren die C-Atome dar. Ein Grauton gibt die Zugehörigkeit des jeweiligen Atoms zu einer bestimmten Schale um das Zentralatom des Clusters an. Daß in dieser Blickrichtung noch "Lücken" sichtbar sind, ist auf die beschränkte Größe des Clusters zurückzuführen. Es folgen 3 Darstellungen in indizierten Richtungen ('Kanälen'): In (b) rechts oben wird der Blick in  $c$ -Richtung [0001] senkrecht zu den Stapelebenen gezeigt. Kohlenstoff- und Siliziumatome verdecken sich hier gegenseitig. Dies ist auch die übliche Ionen-Einschußrichtung bei den weiter unten beschriebenen RBS/C-Messungen. In Abb. 2.2 (c) schließt sich eine höherindizierte Richtung  $[60\bar{6}1]$  an (Kohlenstoff- und Silizium-Untergitter getrennt sichtbar), wie sie etwa für eine detaillierte RBS/C-Analyse zum Einbau von Fremdatomen ins SiC-Gitter zusätzlich eingesetzt werden kann. In Abb. 2.2 (d) schließlich liegt die Blickrichtung innerhalb einer

Stapelebene, hier in  $[\bar{1}2\bar{1}0]$ -Richtung. Gut erkennbar ist die Wiederholung der Stapelfolge nach jeweils 6 Ebenen an den gestrichelt verbundenen Si-Atomen. Beginnt man an dem unteren mit 'h' bezeichneten Platz hexagonaler Umgebung nach oben zu zählen, dann schließen sich zwei kubische Plätze  $k_1$  und  $k_2$  an, gefolgt wiederum von einem hexagonalen und zwei kubischen. Die Stapelfolge bei 6H-SiC ist also ABCACB.

In Tab. 2.1 sind ausgewählte Eigenschaften von 3C-, 6H- und 4H-SiC im Vergleich zu Silizium und Diamant nach [Wes96, Yod96, Ruf94] zusammengefaßt.

	Si	3C-SiC	6H-SiC	4H-SiC	Diamant
Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	2,33	3,21	3,21	3,21	3,51
Härte [Si= 1]	1	4		2,1	10
Schmelztemperatur [°C]	1.420	Sublimation ab 1.800 °C	Sublimation ab 1.800 °C	Sublimation ab 1.800 °C	Phasenumw. ab 1.520 °C
Bandlücke [eV]	1,1	2,3	3,0	3,3	5,5
Löcherbeweglichkeit bei 10 <sup>16</sup> cm <sup>-3</sup> [cm <sup>2</sup> /Vs]	420	40	90	115	(1.600)
Elektronenbeweglichkeit bei 10 <sup>16</sup> cm <sup>-3</sup> [cm <sup>2</sup> /Vs]	1.100	750	370	800	(2.200)
Durchbruchfeldstärke bei 10 <sup>17</sup> cm <sup>-3</sup> [MV/cm]	0,6	4	3,2	3	(10)
Dielektrizitätskonstante	11,8	9,7	9,66	9,8	5,5
Wärmeleitfähigkeit [W/cm K]	1,5	5,0	4,9	4,9	20

Tabelle 2.1: Ausgewählte Halbleiter-Eigenschaften im Vergleich

Hinsichtlich erwünschter Parameter für elektronische Bauelemente läßt sich aus den Daten entnehmen: "SiC ist zwar besser als Silizium, wird aber vom Diamant übertroffen". Ein Silizium-Bauelement wird aber immer am billigsten sein. Zwar existiert heute bereits eine SiC-Technologie für einige Bauelemente (u.a. [Cas96, Moo97]). Da diese jedoch wesentlich aufwendiger als diejenige für Silizium ist, wird die Anwendung von SiC auf Nischen beschränkt bleiben, wo Silizium versagt, z.B. für die Herstellung eines Hochtemperatur-Sensors. Auch wenn es gelingen sollte, eine Diamant-Technologie durch Lösen des Problems der elektrischen Aktivierung implantierter Donatoren (n-Leitung) zu entwickeln, wird der teurere Diamant wiederum niemals das SiC verdrängen, sondern allenfalls in der Anwendung ergänzen können.

Da SiC unter Normaldruck keine flüssige Phase besitzt, kommen zu dessen Herstellung im Gegensatz zu Silizium nur Abscheidungsverfahren aus der Gasphase in Betracht. Bei den dazu notwendigen hohen Temperaturen über 2.000 °C werden zwangsläufig Verunreinigungen in das Gitter eingebaut, unter denen Stickstoff dominiert (n-Leitungstyp). Dieser läßt sich jedoch mittels gezielter Zugabe anderer Substanzen überkompensieren, wie z.B. durch Aluminium zur p-Dotierung. Beim modifizierten LELY-Verfahren des SiC-Kristallwachstums aus Kohlenstoff- und Siliziumdampf (vgl. [Gla97]) liegt die minimale erreichbare Grunddotierung gegenwärtig bei  $\approx 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>. Im Falle von epitaktischer Schichtabscheidung

bei reduzierter Temperatur aus C- und Si-haltigen gasförmigen Verbindungen auf Si oder SiC als Trägermaterial hingegen läßt sich hochreines Material mit  $< 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  Grunddotierung erzeugen [Lar97].

Will man hingegen *lateral strukturierte* dotierte Bereiche für Bauelemente herstellen, so müssen die entsprechenden Dotanden-Ionen implantiert werden, da Diffusion als Verfahren ausscheidet: Im dichtgepackten SiC-Gitter tritt nur für kleine Atome wie Wasserstoff und Helium im oberen Bereich zulässiger Prozeßtemperaturen  $< 1.800^\circ\text{C}$  ausgeprägte Diffusion auf. Experimentelle Hinweise liegen dazu für Deuterium in p-dotiertem 6H-SiC [Lin97] vor. Für die größeren Atome einiger relevanter Dotanden sind Werte der Diffusionskoeffizienten in Tab. 2.2 aufgeführt (nach [Lan96]). Unter ihnen zeigt Bor die stärkste Diffusion, allerdings absolut auf niedrigem Niveau. Stickstoff hingegen weist eine extrem schwache Diffusion auf.

Dotand	$D$ bei $1.600^\circ\text{C}$	$D$ bei $2.000^\circ\text{C}$
Bor	$7 \cdot 10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$
Aluminium	$7 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{-12}$
Stickstoff	$< 10^{-17}$	$3 \cdot 10^{-16}$

Tabelle 2.2: Diffusionskoeffizienten  $D$  [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ] ausgewählter Dotanden in SiC

## 2.2 Zur Theorie dotierter Halbleiter

Die moderne Basis zur Modellierung von Einzel- und Mehrteilchensystemen ist die Quantenmechanik. Löst man die stationäre SCHRÖDINGER-Gleichung  $H\phi = E\phi$  für das COULOMBSche Zentralfeld eines Einzelatoms, so ergeben sich *diskrete* Energieniveaus für die Elektronen. Treten mehrere Atome eines Elements in Wechselwirkung (Cluster), dann spalten die atomaren Zustände auf, bis sich im Grenzfall für das periodische Potential eines unendlich ausgedehnten kristallinen Festkörpers *Energiebänder*, d.h. eine *kontinuierliche* Verteilung der möglichen Elektronen-Besetzungszahl über der Energie ergeben. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 2.3 qualitativ veranschaulicht.

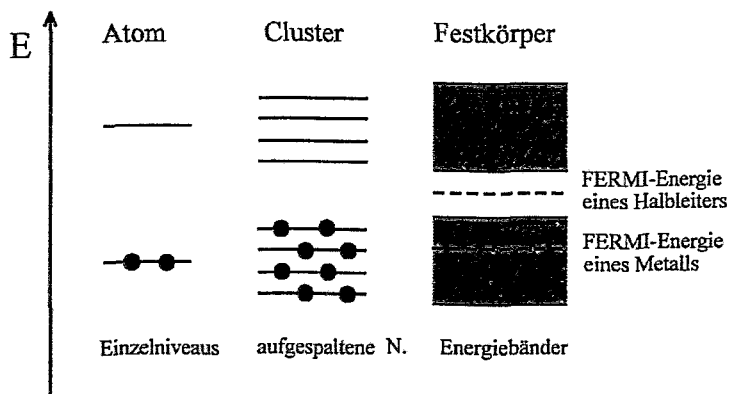


Abb. 2.3: Entwicklung der Elektronenniveaus vom Atom zum Festkörper

Entscheidend für den elektronischen Prozeß der Stromleitung ist die Bandstruktur in der Umgebung der energetisch obersten mit Elektronen besetzten Zustände (FERMI-Energie): Befinden sich diese

- innerhalb eines Bandes oder überlappen sich die Bänder, so liegt ein Metall vor
- an der oberen Grenze eines Bandes, wobei die energetisch darüberliegende Bandlücke kleiner als etwa 5 eV breit ist, so handelt es sich um einen Halbleiter
- an der oberen Grenze eines Bandes, wobei die energetisch darüberliegende Bandlücke größer als etwa 5 eV breit ist, so spricht man von einem Isolator

Während der Übergang vom Metall zum Halbleiter einen qualitativen Sprung in den elektronischen Eigenschaften bedeutet, ist die Abgrenzung zwischen Halbleiter und Isolator etwas willkürlich. Bei letzteren beiden Materialien sind elektronische Transportprozesse nur möglich, wenn Elektronen über die Bandlücke hinweg aus dem *Valenzins Leitungsband* angeregt werden. Dies kann etwa thermisch (intrinsische Leitung) erfolgen oder durch gezielte Anregung mit Photonen- oder Teilchenbestrahlung (Prinzip eines Halbleiter-Detektors).

Durch *Dotierung* eines Halbleiters mit Fremdatomen lassen sich dessen elektronische Eigenschaften in verschiedener Weise verändern. So entsteht n-Leitung, wenn ein Gitteratom gegen ein Fremdatom, welches 1 überzähliges Elektron in der Außenschale besitzt, ausgetauscht wird<sup>1</sup>, wobei das zusätzliche Elektron einen Zustand unterhalb der Leitungsband-Unterkante besetzt. Bei p-Leitung besitzt das Fremdatom entsprechend 1 Außenelektron weniger als das Gitteratom, wodurch ein von der Oberkante des Valenzbandes abgespaltenener Zustand mit einem Elektron unterbesetzt bleibt oder anders ausgedrückt mit einem Loch besetzt ist. Besteht ein Halbleiter aus mehreren Komponenten aus unterschiedlichen Hauptgruppen des Periodensystems der Elemente, so ist der durch das Fremdatom hervorgerufene Leitungstyp folglich vom eingenommenen Gitterplatz abhängig.

Im folgenden sollen, entsprechend dem experimentellen Anliegen dieser Arbeit, wichtige Effekte in *leicht* und *hoch* dotierten Halbleitern vorgestellt werden (vgl. [Shk84]). Das Kriterium dafür ist der Grad der räumlichen Überlagerung der elektronischen Zustände benachbarter Dotandenatome, d.h.  $Na^3 \ll 1$  für niedrig dotierte sowie  $Na^3 \approx 1$  für hoch dotierte Halbleiter ( $N \dots$  Dotandenkonzentration,  $a \dots$  BOHR-Radius der Wellenfunktion des Donatorzustandes), worauf im Abschnitt über hoch dotierte Halbleiter näher eingegangen wird.

### 2.2.1 Der niedrig dotierte Halbleiter

In Abbildung 2.4 werden die elektronischen Verhältnisse in einem niedrig dotierten Halbleiter veranschaulicht.

Für die Darstellung der Bandstruktur gibt es 2 Möglichkeiten: sie kann gemäß Welleilchen-Dualismus entweder im *Ortsraum* (Koordinate  $x$ , in Abb. 2.4 rechts) oder im

---

<sup>1</sup>z.B. Silizium gegen Stickstoff



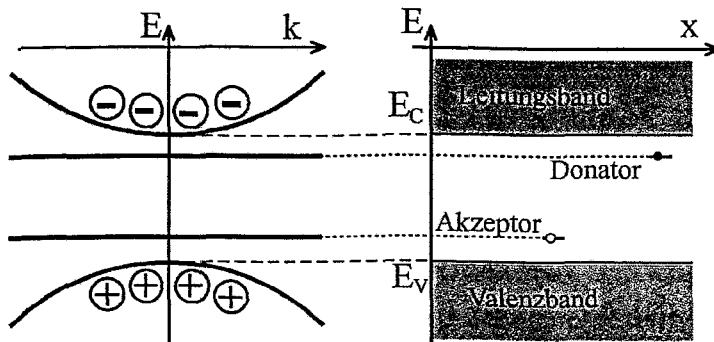


Abb. 2.4: Bänder eines direkten Halbleiters im Orts- und Impulsraum

Impulsraum (Koordinate  $k$ , in Abb. 2.4 links) erfolgen. Im  $k$ -Raum haben das Energieminimum des Leitungsbandes  $W_C$  und das Energiemaximum des Valenzbandes  $W_V$  eine genähert parabolische Umgebung. Dabei liegen im Falle eines *direkten* Halbleiters, wie in Abb. 2.4, die beiden Extrema beim gleichen  $k$ -Wert, für einen *indirekten* Halbleiter (z.B. SiC) bei unterschiedlichen  $k$ -Werten. Dies ist insofern von Bedeutung, als im letzteren Fall für elektronische Übergänge zwischen Leitungs- und Valenzband ein Phonon mit entsprechendem  $k$ -Betrag benötigt wird.

Energieniveaus von Dotanden sind im Ortsraum lokalisiert und somit im Impulsraum delokalisiert (FOURIER-Transformation). Am Temperaturnullpunkt ist ein *Donator*zustand mit einem Elektron sowie ein *Akzeptor*zustand mit einem Loch besetzt. In Abb. 2.4 ist der Fall *flacher* Dotanden, bei denen der energetische Abstand vom jeweiligen Band klein gegen die Bandlücke ist, dargestellt.

Unter der Annahme, daß die Dotanden sich nicht gegenseitig spüren (vgl. nächster Abschnitt), läßt sich für den zusätzlichen elektronischen Zustand im Bereich der Bandlücke das modifizierte Wasserstoffmodell (Abb. 2.5) anwenden: Im Falle eines Donators betrachtet man das überzählige Elektron im COULOMBSchen Zentralfeld des abgeschirmten Kerns mit einfach positiver Ladung und einer Umgebung mit Dielektrizitätsfaktor  $\epsilon_r$ , wobei die Kontinuumsenergie 0 an der Leitungsband-Unterkante liegt. Dann gilt

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{e^4 m_n^{eff}}{2 \epsilon_r^2 \hbar^2} \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (2.1)$$

( $m_n^{eff}$  ... effektive Elektronenmasse,  $e$  ... Elementarladung,  $\hbar$  ... PLANCK-Konstante).

Tatsächlich treten die größten Abweichungen von diesem Modell für den Grundzustand auf, da dort die Abschirmung geringer ist und damit das effektive Potential steiler als  $1/r$  verläuft. Dadurch liegt der Grundzustand energetisch tiefer als modelliert.

Entscheidend für den *Leitungstyp* des Halbleiters ist, ob die Konzentration von Donatoren oder Akzeptoren überwiegt. Es kommt zu einer *Rekombination* der Ladungen für Fremdatome mit besetzten Donator- bzw. Akzeptorzuständen, wonach die Donatoratome eine positive und die Akzeptoratome eine negative Ladung tragen.

Mit steigender Temperatur werden immer mehr Ladungsträger aus den Dotandenniveaus ins jeweilige Band angeregt, sodaß die elektrische Leitfähigkeit steigt. In Abb. 2.6 (nach [Pau74]) entspricht dem der Bereich I. Bei mittleren Temperaturen (Bereich II)

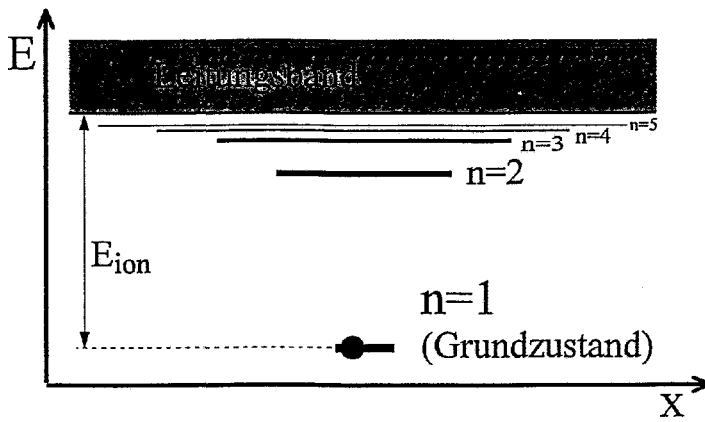


Abb. 2.5: Wasserstoffmodell der Energiezustände eines Donators

sind alle Dotanden ionisiert, wobei es sogar bei steigender Temperatur infolge sinkender Gitter-Beweglichkeit (vgl. 2.3.2) zur Abnahme der Leitfähigkeit kommt. Schließlich setzt bei noch höheren Temperaturen die *Eigenleitung* infolge Anregungen aus dem Valenz- ins Leitungsband ein (Bereich III).

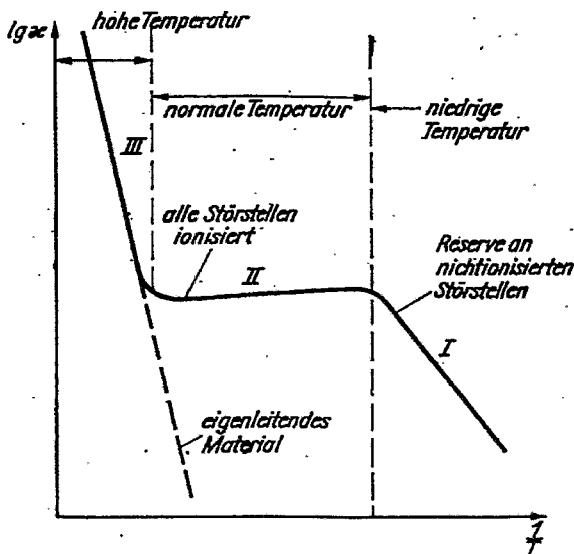


Abb. 2.6: Temperaturgang der Leitfähigkeit eines dotierten Halbleiters

In diesem Zusammenhang lassen sich die Einsatzmöglichkeiten von SiC und Silizium in elektronischen Bauelementen präzisieren: Aufgrund der wesentlich niedrigeren Ionisierungsenergien von Dotanden in Silizium liegt eine Einsatztemperatur zwischen RT und 200 °C im Bereich II, während sie für SiC auf der Flanke in Bereich I liegt, sodaß die Leitfähigkeit stark von der Betriebstemperatur abhängt. Insofern empfiehlt sich für *analoge* Bauelemente (z.B. Operationsverstärker) im Falle von SiC eine Temperaturstabilisierung. Bei *digitalen* Bauelementen hingegen ist dies unkritischer, da hier nur das Über- oder Unterschreiten einer kritischen Spannung von Bedeutung ist.

Bestehen große Unterschiede zwischen Akzeptor- zu Donatorkonzentration, so spricht man von schwacher, anderenfalls von starker *Kompensation*. In Abbildung 2.7 (nach [Shk84])

sind diese Fälle für einen n-Halbleiter gegenübergestellt. Bei niedriger Kompensation (links) sind nur wenige Donatoren rekombiniert und die FERMI-Energie (hier mit  $\mu$  bezeichnet) liegt oberhalb des Maximums der Donator-Zustandsdichte  $g(\varepsilon)$ , welche aufgrund der gegenseitigen Wechselwirkung der Dotanden untereinander energetisch verbreitert ist mit Maximum beim Wert  $E_0$  eines isolierten Donators. Dabei tragen infolge Kompensation ionisierte Dotanden stärker zur Energieverbreiterung bei als benachbarte neutrale (nichtionisierte) Dotanden. Der Fall starker Kompensation ist in Abb. 2.7 rechts gezeigt. Dort ist der größte Teil der Donatoren bereits bei  $T = 0$  ionisiert und die FERMI-Energie liegt unter  $E_0$ .

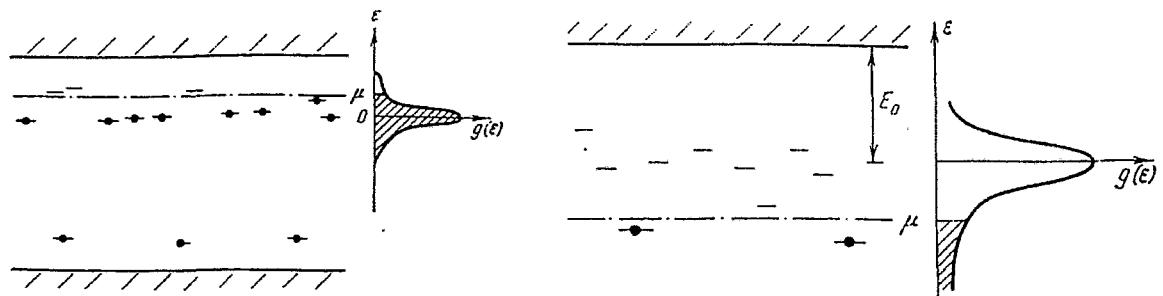


Abb. 2.7: Halbleiter mit schwacher (links) und starker Kompensation

Eine quantitative Behandlung der thermischen Anregung von Ladungsträgern aus Dotandenniveaus ins jeweilige Band sowie deren Auswirkung auf die elektrischen Eigenschaften folgt in Abschnitt 2.4.1.

### 2.2.2 Der hoch dotierte Halbleiter

Steigert man die Dotierkonzentration immer weiter, so überlappen sich die Wellenfunktionen der Dotandenzustände zunehmend, bis schließlich *metallische* Leitung einsetzt. Diese zeichnet sich im Gegensatz zu thermisch induzierter Leitung durch eine von der Temperatur unabhängige Ladungsträgerkonzentration infolge Bildung eines *Störbandes* aus. Das Kriterium dafür ist die Überlagerung der Wellenfunktionen benachbarter Dotandenzustände, d.h.

$$N a^3 \geq 1 \quad . \quad (2.2)$$

Tatsächlich beginnt der Übergang von thermisch induzierter zu metallischer Leitung bereits bei  $N a^3 > 0,02$  [Shk84]. In diesem Bereich, der immerhin einen Faktor 50 in der Dotierkonzentration umfaßt, ist die effektive Ionisierungsenergie der Dotanden abgesenkt und damit die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration schwächer. Außerdem kommt es, wie in Abb. 2.7 angedeutet, zu einer Energiedispersion der einzelnen Dotandenzustände. Dabei spielt auch die *räumliche Verteilung* der Dotanden eine Rolle, welche zufällig (POISSON-Verteilung), äquidistant oder gehäuft sein kann, wofür die Vorgeschichte des Halbleiters (z.B. Temperbehandlung) von Bedeutung ist.

Quantitativ folgt für den Halbleiter SiC aus der Formel für den BOHR-Radius eines Loches

im Grundzustand des einfachen Wasserstoff-Modells (nach [Shk84])

$$a = \frac{\hbar \varepsilon_r}{m_p^{eff} e^2} \quad (2.3)$$

mit den Werten  $\varepsilon_r = 10 \dots$  relative Dielektrizitätskonstante,  $m_p^{eff} = 10^{-30} \text{ kg} \dots$  effektive Lochmasse:  $a = 5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ . Daraus ergibt sich die kritische Akzeptorkonzentration für den Fall der Gleichheit in (2.2):  $N_{krit} = 8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , bzw. für den Beginn des Übergangs zur metallischen Leitung  $N \geq 1,6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

Die experimentellen Ergebnisse in Kapitel 5 zeigen, daß bereits bei niedrigeren Dotierkonzentrationen von  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  Übergangseffekte beobachtet werden.

## 2.3 Elektrische Eigenschaften von dotiertem 6H-SiC

### 2.3.1 Theorie der thermischen Anregung von Ladungsträgern

Die energetischen Abstände der Dotandenniveaus in SiC von der jeweiligen Bandkante sind so hoch ( $\geq 50 \text{ meV}$ ), daß bei den angestrebten Arbeitstemperaturen bis  $500^\circ \text{C}$  elektrischer Messungen nur eine Minderheit der auf Gitterplätzen befindlichen Dotanden ihre Ladungsträger ins Band abgeben.

Deren Konzentration in Abhängigkeit von der Temperatur leitet sich wie folgt ab:

Da der Halbleiterkristall insgesamt elektrisch neutral ist, gilt die Neutralitätsgleichung

$$n + N_A^- = p + N_D^+ \quad (2.4)$$

( $n \dots$  Elektronendichte im Leitungsband,  $p \dots$  Löcherdichte im Valenzband,  $N_A^- \dots$  Dichte ionisierter Akzeptoren,  $N_D^+ \dots$  Dichte ionisierter Donatoren).

Weiterhin wird die Relation zwischen Elektronen- und Löcherkonzentration in Gestalt des Massenwirkungsgesetzes angesetzt:

$$n_i^2 = n \cdot p = N_V(T) N_C(T) \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) \Rightarrow n = \frac{N_V(T) N_C(T)}{p} \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) \quad (2.5)$$

( $N_V(T) \dots$  Zustandsdichte im Valenzband,  $N_C(T) \dots$  Zustandsdichte im Leitungsband,  $E_G \dots$  Bandlücke,  $k \dots$  BOLTZMANN-Konstante,  $T \dots$  absolute Temperatur).

Um die Anregung von Dotanden-Ladungsträgern ins jeweilige Band zu quantifizieren, ist eine nähere Betrachtung der Bandstruktur, insbesondere in der Umgebung von Leitungsband-Minimum bzw. Valenzband-Maximum, erforderlich. Da es in dieser Arbeit hauptsächlich um p-Dotierung von 6H-SiC geht, ist das Valenzband-Maximum in diesem Polytyp von Interesse, welches am Punkte höchster Symmetrie G der BRILLOUIN-Zone liegt. In Abb. 2.8 [Käc97] ist der Verlauf der 3 für die p-Leitung bedeutsamen energetisch höchstgelegenen Unterbänder entlang der 3 Hochsymmetrielinien der BRILLOUIN-Zone G-A, G-M und G-K hervorgehoben. Die beiden Unterbänder "schwere" und "leichte Löcher" besitzen einen gemeinsamen Scheitel im G-Punkt sowie identischen Verlauf auf der Linie G-A.

Ein weiteres Unterband ist energetisch um 36 meV abgespalten, wie aus den ab-initio-LDA-DFT-Rechnungen (Dichtefunktionaltheorie in lokaler Dichte-Näherung) in [Käc94] hervorgeht.

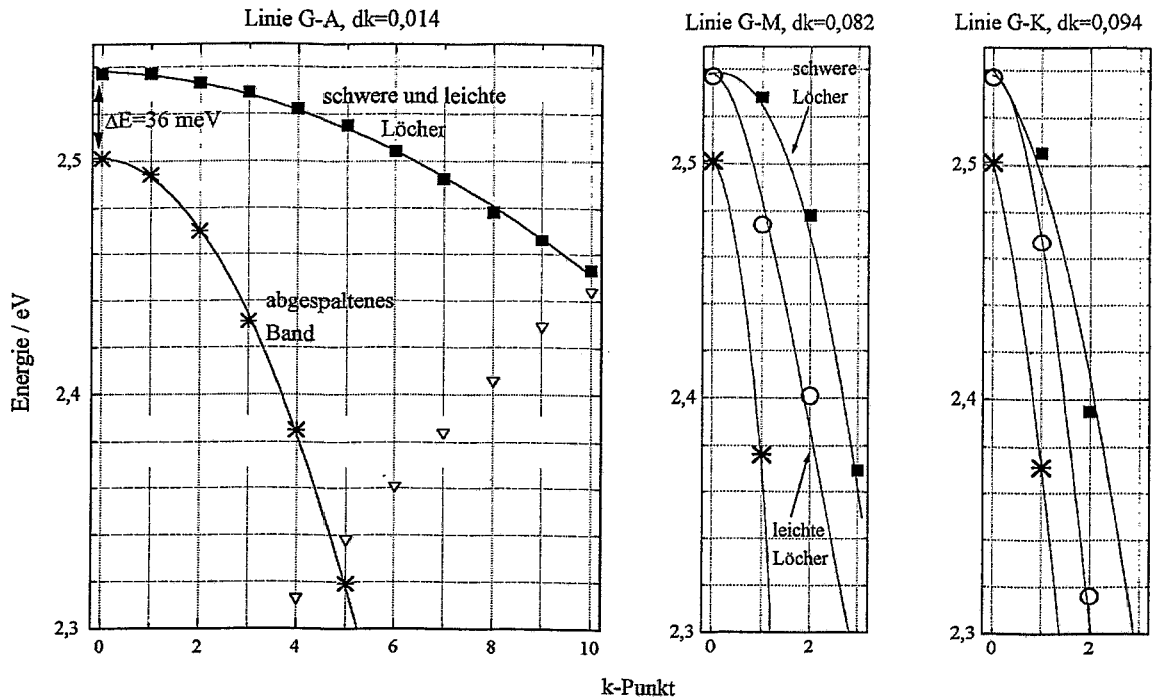


Abb. 2.8: Bandstruktur von 6H-SiC am Valenzband-Maximum

Diese Energielücke ist so klein, daß dieses Unterband bei Akzeptorniveaus von ca. 200 meV über dem Valenzband-Maximum insbesondere bei höheren Temperaturen thermisch mit Löchern besetzt wird und damit zu allen elektrischen Effekten beiträgt. Im folgenden wird zuerst der Ausdruck für die thermisch angeregte Löcherkonzentration im Falle eines Unterbandes hergeleitet. Anschließend soll das Ergebnis für mehrere Unterbänder verallgemeinert werden.

### Anregung in 1 Unterband

Besitzen Valenz- und Leitungsband in der Umgebung der Extrema im  $k$ -Raum eine parabolische Form, so folgen die Zustandsdichten einer  $T^{1,5}$ -Abhängigkeit (Auffüllen eines Paraboloids im  $k$ -Raum beginnend mit niedrigster Energie)

$$N_V(T) = 2M_V \left( \frac{2\pi m_p^{eff} k}{h^2} \right)^{1,5} T^{1,5} \quad (2.6)$$

$$N_C(T) = 2M_C \left( \frac{2\pi m_e^{eff} k}{h^2} \right)^{1,5} T^{1,5} \quad (2.7)$$

( $M_V$  ... Anzahl der äquivalenten Maxima im Valenzband,  $m_p^{eff}$  ... effektive Masse der Löcher, s.u.,  $M_C$  ... Anzahl der äquivalenten Minima im Leitungsband,  $m_e^{eff}$  ... effektive

Elektronenmasse,  $h \dots$  PLANCKsches Wirkungsquantum)

Aus Abb. 2.8 ist ersichtlich, daß einerseits der parabolische Verlauf vorhanden ist, andererseits die Krümmungen eines Unterbandes in die 3 verschiedenen Richtungen G-A, G-M und G-K variieren, was gleichbedeutend mit richtungsabhängigen effektiven Löchermassen ist. Insofern ist die eine in (2.6) angesetzte effektive Masse anzusetzen als  $m_p^{eff} = \sqrt[3]{m_{GA}^{eff} m_{GM}^{eff} m_{GK}^{eff}}$ .

Für den p-Halbleiter wird angenommen, daß alle kompensierenden Donatoren (n-Grunddotierung) ionisiert sind, d.h.  $N_D^+ = N_K$ , sodaß sich aus (2.4) und (2.5) ergibt:

$$p + N_K - \frac{N_V(T)N_C(T)}{p} \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) - N_A^- = 0 \quad (2.8)$$

Die Konzentration der ionisierten Akzeptoren  $N_A^-$  beträgt gemäß FERMI-DIRAC-Statistik

$$N_A^- = \sum_{i=1}^z \frac{A_i \cdot N_A}{1 + g \cdot \exp\left(\frac{E_{Ai} - E_F}{kT}\right)} \quad (2.9)$$

( $g \dots$  Polytyp-abhängiger Entartungsfaktor,  $E_{Ai} \dots$   $i$ -tes Akzeptorniveau,  $E_F \dots$  FERMI-Energie,  $z \dots$  Anzahl der Akzeptorniveaus,  $A_i \dots$  Anteil der Akzeptoren auf  $i$ -tem Niveau) Aus dem Nenner dieser Gleichung wird die FERMI-Energie eliminiert unter Verwendung der Beziehung

$$p = N_V(T) \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) \quad (2.10)$$

sodaß sich ergibt:

$$N_A^- = \sum_{i=1}^z \frac{A_i \cdot N_A}{1 + \frac{g \cdot p}{N_V(T)} \exp\left(\frac{E_{Ai} - E_V}{kT}\right)} \quad \left(\lim_{T \rightarrow \infty} N_A^- = N_A\right) \quad (2.11)$$

Bei der Grenzwertbildung ist zu beachten, daß der Exponentialterm gegen 1,  $N_V(T)$  aber nach (2.6) gegen  $\infty$  strebt. Die Gleichung (2.8) läßt sich nun schreiben als

$$p + N_K - \frac{N_V(T)N_C(T)}{p} \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) - \sum_{i=1}^z \frac{A_i \cdot N_A}{1 + \frac{g \cdot p}{N_V(T)} \exp\left(\frac{E_{Ai} - E_V}{kT}\right)} = 0 \quad (2.12)$$

Löst man diese Gleichung nach der gesuchten Löcherkonzentration  $p$  auf, so erhält man eine Gleichung ( $z + 2$ )-ten Grades, welche analytisch nur bis  $z \leq 2$  lösbar ist.

Die Anzahl  $z$  der zu erwartenden unterschiedlichen Akzeptorniveaus ist für einen bestimmten Akzeptor vom SiC-Polytyp abhängig. So existieren z.B. für Aluminium im Si-Untergitter von 6H-SiC 3 Plätze verschiedener Symmetrie: 1 hexagonaler und 2 kubische je nach Stapel Ebene, wo sich der Akzeptor befindet. Sofern sich die einzelnen Niveaus geringfügig unterscheiden, kann in erster Näherung mit nur einem Niveau gerechnet werden<sup>2</sup>.

Da weiterhin der vorletzte Term in (2.12), welcher die intrinsische Leitung beschreibt,

<sup>2</sup>z.B. zeigen die DLTS-Ergebnisse in Kap. 5, daß dies für Aluminium in 6H-SiC der Fall ist

im Falle von SiC erst oberhalb von 1.000 °C bedeutsam wird, was über den angestrebten Meßtemperaturen von bis zu 500 °C liegt, kann dieser vernachlässigt werden. Dann ergibt sich mit diesen Näherungen aus (2.12) eine quadratische Gleichung

$$p^2 + \left[ \frac{N_V(T)}{g} \exp\left(\frac{E_V - E_A}{kT}\right) + N_K \right] p + \frac{N_V(T)(N_K - N_A)}{g} \exp\left(\frac{E_V - E_A}{kT}\right) = 0 \quad (2.13)$$

mit den beiden Lösungen

$$p_{1,2} = -\frac{N_V(T)}{2g} \exp\left(\frac{E_V - E_A}{kT}\right) - \frac{N_K}{2} \pm \sqrt{\left[ \frac{N_V(T)}{2g} \exp\left(\frac{E_V - E_A}{kT}\right) + \frac{N_K}{2} \right]^2 + \frac{N_V(T)(N_A - N_K)}{g} \exp\left(\frac{E_V - E_A}{kT}\right)} \quad (2.14)$$

Die erste Lösung ist positiv und besitzt physikalischen Sinn.

### Anregung in mehrere Unterbänder

Werden verschiedene Unterbänder besetzt, so ist die Zustandsdichte des Valenzbandes aus (2.6) gegen eine Summe über alle beteiligten Bänder  $j$  mit deren spezifischen mittleren effektiven Löchermassen  $m_j^{eff}$  sowie energetischen Abspaltungen  $\Delta_j$  vom höchstgelegenen Unterband, welches die eigentliche Bandkante repräsentiert, zu ersetzen [Joh96]:

$$N_V(T) = \sum_j N_{Vj} = 2M_V \left(\frac{2\pi k}{h^2}\right)^{1,5} \cdot T^{1,5} \cdot \sum_j (m_j^{eff})^{1,5} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta_j}{kT}\right) \quad (2.15)$$

Der Grad der algebraischen Gleichung (2.14) für die Löcherkonzentration bleibt somit bei mehreren Unterbändern erhalten, es kommen aber über den modifizierten Ausdruck der Zustandsdichte nach (2.15) zusätzliche Exponentialterme ins Spiel. Dabei zeigt sich auch, daß sich bei deren Multiplikation mit dem Exponentialterm des Akzeptorniveaus die Abhängigkeit von der Energiedifferenz zwischen Akzeptorniveau und Maximum des jeweiligen Unterbandes ergibt:

$$\exp\left(-\frac{\Delta_j}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_V - E_{Ai}}{kT}\right) = \exp\left(\frac{E_{Vj} - E_{Ai}}{kT}\right) \quad (2.16)$$

Insofern ist die Abspaltung des Ausdrucks (2.6) und dessen Bezeichnung als Zustandsdichte etwas willkürlich, jedoch in der Halbleiterphysik durchaus üblich.

In diese Zustandsdichte nach (2.6) gehen 2 materialspezifische Parameter ein.  $M_V$ , die Anzahl der äquivalenten Maxima im Valenzband, beträgt in p-SiC Eins, da dieses Maximum im G-Punkt höchster Symmetrie der BRILLOUIN-Zone liegt.

Von Seiten der Theorie leiten [Käc94] aus den Krümmungen der parabelförmigen Bänder in Abb. 2.8 Werte zwischen 0,22 und 6,11  $m_0$  in Abhängigkeit von Kristallrichtung und Unterband ab, wobei kleine Krümmungen großen effektiven Massen entsprechen. Bildet man aus den 3 beteiligten Unterbändern das geometrische Mittel, so ergibt sich für die c-Richtung (Stapelrichtung) des 6H-SiC das 1,3-fache sowie innerhalb der Stapelbenen

das Einfache der Elektronenmasse.

Die effektive Masse der Löcher  $m_p^{eff}$  in 6H-SiC wurde aus HALL-Effekt-Messungen in [Daa63, Daa65, Lel58] zu 1,0 bzw. 1,2  $m_0$  ( $m_0$  ... Ruhmasse des Elektrons) bestimmt.

Da bei Verwendung von [0001]-Kristallen der Strom innerhalb der Stapelbenen fließt, stimmen Experiment und Theorie somit gut überein, sodaß zur Auswertung der im nächsten Kapitel besprochenen elektrischen Messungen ein Wert von  $m_0$  herangezogen wird.

### 2.3.2 Theorie der Ladungsträger-Beweglichkeit

Beim Passieren eines Halbleiters in der durch ein angelegtes elektrisches Feld vorgegebenen Richtung werden Ladungsträger durch verschiedene Streumechanismen behindert. Von besonderer Bedeutung dabei sind die Gitterstreuung an thermisch schwingenden Kristallatomen (akustische Phononen) und die Streuung an geladenen Störstellen (Dotanden). Beide Streumechanismen werden im folgenden kurz vorgestellt und diskutiert. Die Streuung an optischen Phononen, welche bei polaren Halbleitern wie GaAs eine Rolle spielt, wird vernachlässigt.

#### Gitterstreuung

Der Beitrag zur Beweglichkeit infolge Streuung an angeregten Gitteratomen folgt nach [Pau74] der Relation

$$\mu_G \sim T^{-1,5} m_{eff}^{-2,5} \quad (2.17)$$

Da die Amplitude der thermisch schwingenden Kristallatome mit steigender Temperatur wächst, bewirkt die zunehmende Behinderung der Ladungsträger ein Absinken der Beweglichkeit. In die zugehörige Gleichung gehen *kristallspezifische* Größen ein. Nach [Sze81, Bar50] gilt

$$\mu_G = \frac{\sqrt{8\pi} e \hbar^4 C_{11}}{3 E_d k_B^{1,5}} T^{-1,5} m_{eff}^{-2,5} \quad (2.18)$$

( $C_{11}$  ... longitudinale Elastizitätskonstante,  $E_d$  ... Deformationsenergie). Zugrundegelegt wurde der Grenzfall langwelliger akustischer Phononen mit  $hf \ll k_B T$ .

#### Streuung an geladenen Störstellen

Infolge ihres COULOMB-Feldes besitzen geladene Störstellen, zu denen sowohl die bereits bei  $T = 0$  kompensierten Dotanden (Akzeptoren und Donatoren jeweils mit Konzentration  $N_K$ ) als auch die thermisch ionisierten Dotanden gehören, einen starken Einfluß auf die Beweglichkeit der Ladungsträger entsprechend [Pau74]

$$\mu_S = 2^{3,5} (\epsilon_r \epsilon_0)^2 (kT)^{1,5} \left( \pi^{1,5} e^3 \sqrt{m_{eff}} N_{ion} \ln \left[ 1 + \frac{3 \epsilon_r \epsilon_0 kT}{e^2 \sqrt[3]{N_{ion}}} \right] \right)^{-1} \quad (2.19)$$

Dabei setzt sich die Gesamtkonzentration ionisierter Störstellen  $N_{ion}$  am Beispiel eines Halbleiters vom p-Typ zusammen aus  $N_{ion} = p(T) + 2 N_K$ , wobei  $p(T)$  die thermisch



ins Valenzband angeregte Löcherkonzentration nach (2.14) ist. Da  $p(T)$  eine analytisch komplizierte Funktion der Temperatur ist, gehorcht  $\mu_S$  keinem einfachen  $T^c$ -Gesetz.

Die Gesamtbeweglichkeit  $\mu$  ergibt sich aus Addition der Reziproken der beiden Anteile

$$\mu = \frac{1}{\mu_G} + \frac{1}{\mu_S} \quad (2.20)$$

In Abschnitt 5.4 werden die experimentellen Meßdaten von Beweglichkeit und Löcherkonzentration zur Theorie in Beziehung gesetzt.

## 2.4 Prozesse im Festkörper bei Ionenimplantation

### 2.4.1 Ionen-Reichweite und Schadenserzeugung

Mit dem Eindringen eines Ions der Energie  $E$  in den Festkörper beginnt ein Abbremsprozeß infolge elastischer Stöße mit Atomkernen (nukleare Bremsung) sowie Wechselwirkung mit den Elektronenhüllen der Festkörperatome (elektronische Bremsung) entlang der Flugbahn, bis alle Energie dissipiert und das Ion, mittlerweile neutralisiert, einen stabilen Platz im Festkörper findet<sup>3</sup>. Da die Stoßgeometrien verschiedener Ionen im Festkörper infolge Statistik der Stoßparameter unterschiedlich sind, gelangen Ionen gleicher Energie und Einschußrichtung zu Orten unterschiedlicher lateraler Ablenkung und Tiefe  $R_p$ , wie in Abb. 2.9 veranschaulicht.

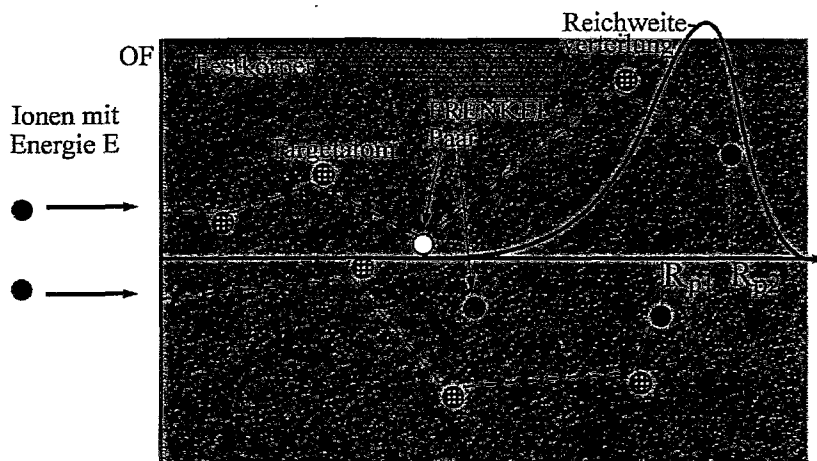


Abb. 2.9: Ionenimplantation: Trajektorien, Erzeugung von Punktdefekten, projizierte Reichweite  $R_p$  und deren Verteilung

Bestrahlt man eine Festkörperoberfläche mit einer sehr großen Zahl monoenergetischer Ionen, so bildet sich statistisch eine bestimmte Konzentrationsverteilung der Dotanden über der Tiefe aus, deren Integral die implantierte Dosis (in  $\text{cm}^{-2}$ ) ist. Die gezielte Herstellung eines gewünschten Konzentrations-Tiefenprofils, welches auch aus mehreren Einzelimplantationen bestehen kann, setzt eine vorherige Berechnung voraus. Dafür gibt es methodische Alternativen, die sich nach Rechenaufwand, Präzision und Vielseitigkeit unterscheiden:

<sup>3</sup>ausführlich in [Rys78]

- Computersimulationen auf Grundlage der binären Stoßnäherung ("Monte-Carlo-Methode")
- analytische Verfahren auf Basis der BOLTZMANN-Transportgleichung
- aus semi-empirischen Daten, die aus gemessenen Reichweiteverteilungen (SIMS) gewonnen wurden

Bei der **computersimulierten binären Stoßnäherung** wird der gesamte Weg einzelner Ionen durch Berechnung aller stattfindenden Stöße mit zufallsverteilten Stoßparametern (amorphes Material, TRIM-Programm [Zie85]) bzw. unter Zugrundelegung einer Kristallstruktur verfolgt. Dieses Modellierungsverfahren erfordert einen hohen Rechenaufwand, bis eine ausreichende Statistik der Reichweiten einzelner Ionen vorliegt.

Sämtliche **analytische Verfahren** gehen von der BOLTZMANNschen Transportgleichung, einer partiellen Integro-Differentialgleichung, aus. Dabei rührt der Differentialanteil nach der Energie von der elektronischen Bremsung, der integrale von der nuklearen Bremsung (Stoßintegrale) her. Mit gewissen Näherungen und Entwicklungen extrahiert man daraus gekoppelte gewöhnliche Differentialgleichungen für die mittlere Reichweite, die Reichweitestreuung sowie höhere Momente der Reichweiteverteilung. Die BOLTZMANN-Transportgleichung kann in Vorwärts- bzw. Rückwärtsform (analytisch ineinander überführbar) zugrundegelegt werden, man erhält daraus direkt das Tiefenprofil bzw. dessen Momente, welche in geeignete Funktionen (GAUSS, PEARSON) eingesetzt werden können. Das auf dieser Grundlage von [Bie80] entwickelte Verfahren wurde als 'Projizierter Reichweiten-Algorithmus' (PRAL) in das Computerprogramm TRIM aufgenommen.

Von entscheidender Bedeutung für die Realitätsnähe der Resultate von computergestützter binärer Stoßnäherung sowie analytischer Verfahren sind die zugrundegelegten physikalischen Abhängigkeiten für elektronische und nukleare Bremsung.

Im Gegensatz zu den soeben vorgestellten Verfahren, wird bei der Anpassung **empirischer Daten** kein physikalisches Modell verwendet, sondern die Tiefenprofile von Testimplantationen vermessen, meist mit SIMS (Sekundärionen-Massenspektroskopie). Auf dieser Grundlage werden passende funktionale Abhängigkeiten von Merkmalen des Tiefenprofils, etwa den Parametern einer PEARSON-IV-Verteilung (vgl. [Ash90]), von der Ionenenergie für verschiedene Ionen und Targetmaterialien hergestellt. Damit ist klar, daß dieses Verfahren nur dann angewandt werden kann, wenn die entsprechenden Daten für ein geplantes Experiment vorhanden sind. Trotz möglicher Interpolation im Parameterraum ist dies infolge der Vielfalt an Kombinationen für Ion, Energie und Targetmaterial unsicher. Des weiteren beeinträchtigen jedem Experiment innewohnende Fehler die Genauigkeit der Referenzdaten.

Überträgt das Ion beim Stoß mit einem Gitteratom eine Energie oberhalb der Verlagerungsschwelle, so bildet sich ein FRENKEL-Paar von Punktdefekten, bestehend aus Vakanz und Zwischengitteratom. Die kritischen Energieschwellen in SiC wurden experimentell für Kohlenstoff zu 22 eV [Bar91] sowie theoretisch zu 35 eV (Si) und 25 eV (C) [Won94], jeweils als Mindestwerte in [111]-Stoßrichtung, bestimmt. Im Falle ausreichend hoher

übertragener Energien kommt es zu *Stoßkaskaden*. Die gebildeten Punktdefekte in SiC werden bei erhöhten Temperaturen mobil und können entweder rekombinieren oder zu Clustern bzw. Versetzungsschleifen aggregieren. Bleiben die Punktdefekte bei niedrigen Temperaturen stationär, so führt die Schadensakkumulation schließlich zur Zerstörung der Nahordnung im SiC-Kristall und somit zur vollständigen Amorphisierung. Da SiC aus 2 Elementen besteht, ist außerdem die Möglichkeit der Vertauschung eines Silizium- bzw. Kohlenstoff-Atoms auf einen Platz im jeweils anderen Untergitter gegeben.

Der Abbremsprozeß des eindringenden Ions wird vorwiegend von dessen Energie, Masse und Kernladungszahl sowie von Masse, Kernladungszahl und Dichte der Targetatome bestimmt. Dabei legen die Massen der Stoßpartner über Impuls- und Energiebilanz entscheidend die Stoßgeometrie fest, während die Kernladungszahlen für die elektrostatischen Streupotentiale verantwortlich zeichnen.

Bei kristallinen Targets kommen zusätzlich als wichtige Einflußparameter die Gitterkonstanten sowie die Kristallorientierung relativ zum Ionenstrahl hinzu. Gelangen Ionen bei kanalparallelem Einschuß oder durch zufällige Streuung in Kristallkanäle, so sinkt die Stoßwahrscheinlichkeit und die Ionen erreichen größere Reichweiten als im amorphen Material. Da sich dann die beiden Komponenten der Reichweiteverteilung ('random' und kanalisiert) überlagern, sind in Kristallen die entstehenden Reichweitestreuungen  $\Delta R_p$  erhöht.

Die Targettemperatur ist insofern von Bedeutung, als größere thermische Schwingungsamplituden der Kristallatome die Stoßwahrscheinlichkeit besonders für kanalisierte Ionen steigern, dem entgegenwirkend aber mit zunehmender Temperatur die während der Implantation anwachsende Kristallschädigung infolge dynamischer Ausheilung entstehender Punktdefekte geringer ausfällt. Da sich die Stoßkaskaden jedes einzelnen Ions nach den momentanen Verhältnisse im Kristall richten, sind Implantationsdosis und Ionenstromdichte infolge ihrer statischen und dynamischen Schädigungseffekte weitere Einflußgrößen.

## 2.4.2 Verfahrensvergleich zur Reichweitebestimmung für SiC

Entsprechend dem Anliegen dieser Arbeit sollen nun die Resultate der aufgeführten Verfahren im Targetmaterial SiC diskutiert werden.

Abbildung 2.10 zeigt in Abhängigkeit von der Ionenenergie die analytisch nach PRAL-TRIM96 sowie experimentell [Ahm95] gewonnenen mittleren Reichweiten und Reichweitestreuungen für Aluminium-, Bor- und Stickstoffionen in 6H-SiC. Generell stimmen die mittleren Reichweiten, d.h. die berechneten Schwerpunkte der Tiefenprofile, besser überein als die Reichweitestreuungen. Dies ist einleuchtend, da bei den zugänglichen analytischen und Monte-Carlo-Verfahren vorwiegend eine amorphe Struktur des Festkörpers zugrundegelegt wird, in SiC-Kristallen also infolge partieller Kanalisierung die Reichweitestreuung unterschätzt wird. Wie aus Abb. 2.10 hervorgeht, ist im Falle von Aluminium bei 30 keV (links unten) der experimentelle Wert von  $\Delta R_p$  fast doppelt so hoch wie der nach PRAL-TRIM96, was sich für 300 keV auf Faktor 1,3 ermäßigt. Bei Stickstoff (rechts oben) stimmen empirische und analytische Reichweitestreuung hingegen sehr gut überein.

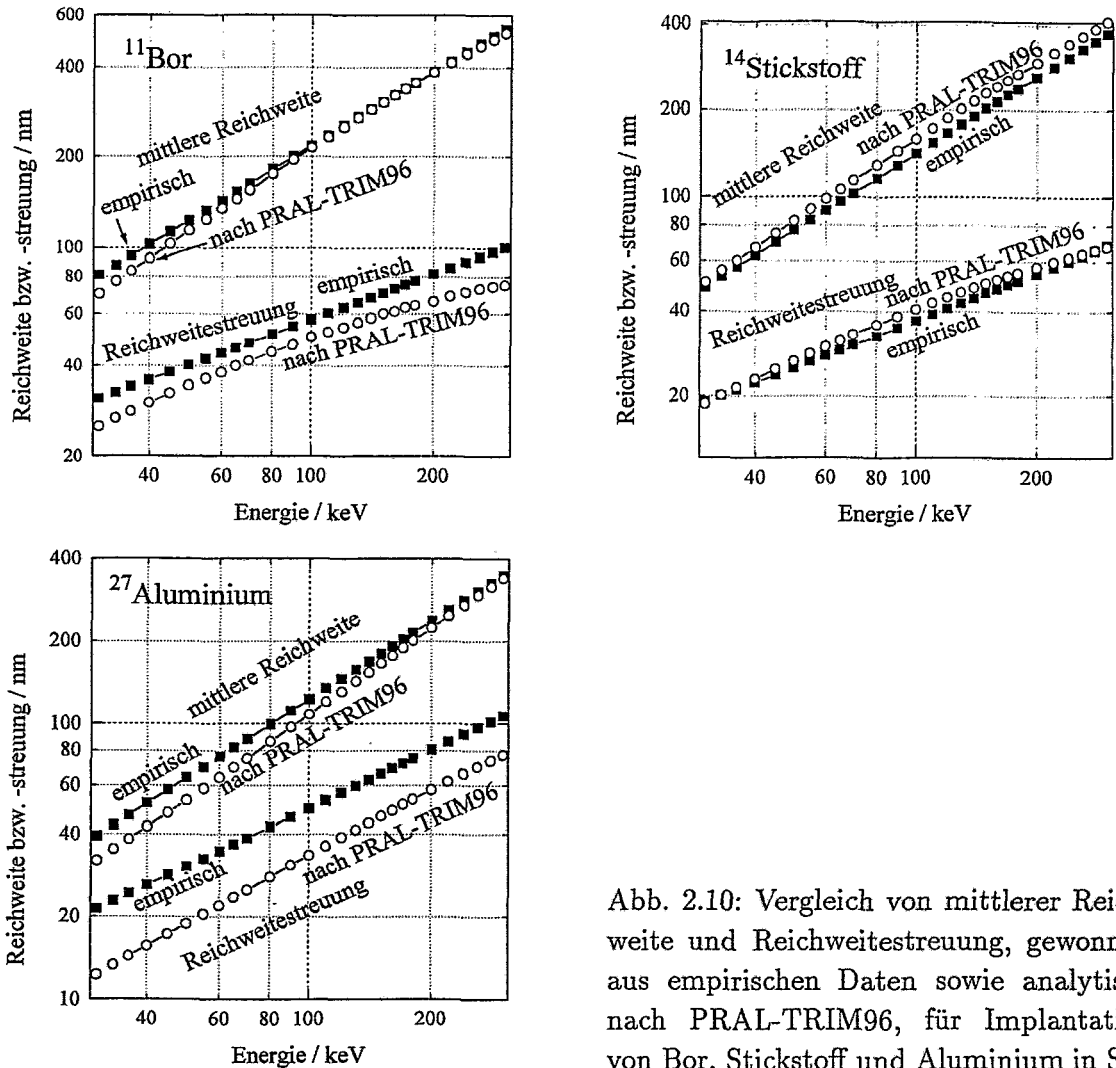


Abb. 2.10: Vergleich von mittlerer Reichweite und Reichweitestreuung, gewonnen aus empirischen Daten sowie analytisch nach PRAL-TRIM96, für Implantation von Bor, Stickstoff und Aluminium in SiC

Kristall-Monte-Carlo-Programme wurden z.B. für Silizium [Pos97] und SiC [Alb96] entwickelt.

In Abb. 2.11 werden am Beispiel einer Aluminium-Implantation bei 150 keV (rechts unten) die Ergebnisse einer TRIM96-Monte-Carlo-Rechnung mit einer auf SIMS-Daten basierenden PEARSON-IV-Verteilung verglichen. Deutlich erkennbar ist die Asymmetrie in der empirischen Verteilung mit dem aufgrund von Kanalisierungseffekten zustandekommenden Ausläufer in die Tiefe.

Da experimentelle Daten aufgrund ihrer Zuverlässigkeit auch einem Kristall-Monte-Carlo-Programm überlegen sein sollten, wird im folgenden auf ein darauf basierendes Verfahren zur Berechnung von Tiefenprofilen zurückgegriffen. Dazu soll das Vorgehen von [Ahm95] nun konkretisiert und in Abschnitt 4.1 angewandt werden.

Da die Autoren eine Anpassung der gemessenen Tiefenprofile mit PEARSON-IV-Funktionen wählten, müssen zu deren Darstellung die ersten 4 Momente der Reichweiteverteilung

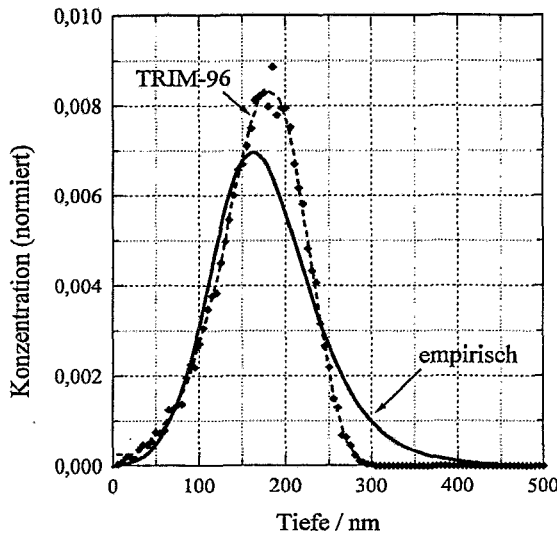


Abb. 2.11: Verfahrensvergleich anhand des Ionen-Tiefenprofils einer Aluminium-Implantation in SiC mit 150 keV

$R_p$ ,  $\sigma$ ,  $\gamma$  sowie  $\beta$  bekannt sein. Nach Vermessung der Tiefenprofile von Einzel-Implantationen im Bereich von 30 keV bis 300 keV geben [Ahm95] folgende empirische Funktionen von der Energie an, wie in Tabelle 2.3 zusammengestellt.

	Bor-11	Stickstoff-14	Aluminium-27
1. Moment: $R_p$	$4,9 \cdot E^{0,824}$	$2,39 \cdot E^{0,885}$	$1,58 \cdot E^{0,945}$
2. Moment: $\sigma$	$5,44 \cdot E^{0,511}$	$2,91 \cdot E^{0,552}$	$1,98 \cdot E^{0,699}$
3. Moment: $\gamma$	$2,47 - 0,551 \cdot \ln E$	$2,05 - 0,533 \cdot \ln E$	$4,24 - 0,682 \cdot \ln E$
4. Moment: $\beta$	$1,35 \cdot \beta_0$	$1,03 \cdot \beta_0$	$1,24 \cdot \beta_0$

Tabelle 2.3: Abhängigkeiten der 4 Verteilungs-Momente von der Energie für Implantation von Bor, Stickstoff und Aluminium in 6H-SiC

Dabei berechnet sich  $\beta_0$  zu

$$\beta_0 = \frac{39 \cdot \gamma^2 + 48 + 6 \cdot (\gamma^2 + 4)^{1,5}}{32 - \gamma^2} \quad (2.21)$$

Eine PEARSON-IV-Funktion hat nach [Ash90] die Form

$$f(x) = K \cdot \left[ 1 + \left( \frac{x - R_p}{A} - \frac{n}{r} \right)^2 \right]^{-m} \cdot \exp \left[ -n \cdot \arctan \left( \frac{x - R_p}{A} - \frac{n}{r} \right) \right] \quad (2.22)$$

wobei die Parameter  $A$ ,  $m$ ,  $n$ ,  $r$  bestimmte Funktionen der 4 Momente sind. Der Parameter  $K$  dient der Skalierung.

# Kapitel 3

## Experimentelles

### 3.1 Prinzip der elektrischen Messungen

In diesem Abschnitt sollen die verwendeten Meßmethoden zur Bestimmung elektrischer Eigenschaften dotierter Halbleiter und deren theoretisches Fundament kurz erläutert werden.

Zwischen den 3 elektrischen Materialparametern *Beweglichkeit*  $\mu$ , *Ladungsträgerkonzentration*  $n$  und *Leitfähigkeit*  $\sigma$  besteht die Relation

$$\sigma = \mu n e \quad (3.1)$$

sodaß nur 2 von ihnen als voneinander unabhängig zu betrachten sind. Diese können durch kombinierte Leitfähigkeits- und HALL-(Spannungs-)Messungen bestimmt werden.

In 2.3 wurden theoretische Modelle für die thermisch angeregte Ladungsträgerkonzentration  $n$  im stromlosen Halbleiter sowie die Beweglichkeit  $\mu$  als grundlegende Transporteigenschaft vorgestellt, sodaß man diese beiden Parameter als die fundamentalen ansehen kann.

#### Hall-Effekt:

Bewegt sich ein Teilchen mit Elementarladung  $e$  (positiv geladen, z.B. Loch im Festkörper) und Geschwindigkeit  $\vec{v}$  in einem Magnetfeld der Flußdichte  $\vec{B}$  (Vektoren), so erfährt es die LORENTZ-Kraft

$$\vec{F}_B = e \vec{v} \times \vec{B}. \quad (3.2)$$

Diese steht infolge des Vektorproduktes senkrecht zu Geschwindigkeit und Flußdichte. Man kann die Vektoren durch ihre Beträge ersetzen, wenn sich das Teilchen senkrecht zu den magnetischen Feldlinien bewegt. Dies sei in der Anordnung von Abbildung 3.1 (nach [Blo92]) realisiert: Ein vom Strom  $I$  durchflossener Leiter der Dicke  $w$  und Breite  $h$  befindet sich in  $z$ -Richtung und wird senkrecht von einem Magnetfeld  $B$  in  $x$ -Richtung durchsetzt.

Löcher als positive Ladungsträger erfahren eine Kraft  $F_B$  gemäß (3.2) in  $y$ -Richtung. Da Elektronen eine negative Ladung und damit entgegengesetzte Bewegungsrichtung gegenüber Löchern in einem elektrischen Feld haben, wirkt auf sie eine Kraft in *gleicher* Richtung. Somit ist die sich im Gleichgewicht von LORENTZ-Kraft  $F_L$  und Kraft im

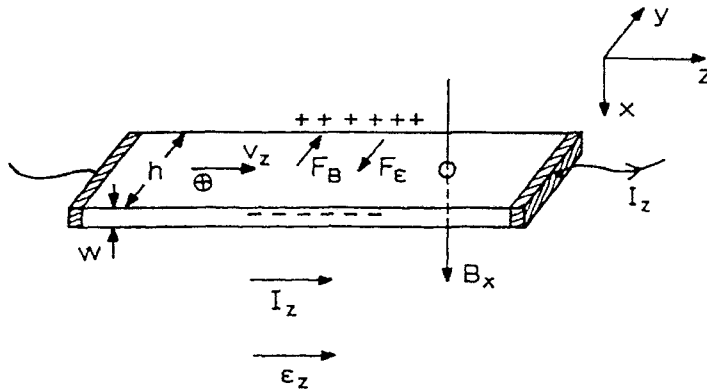


Abb. 3.1: Entstehung der HALL-Spannung

elektrischen Feld der abgelenkten Ladungen  $F_H$  einstellende HALL-Spannung  $U_H$  in ihrem Vorzeichen abhängig vom Leitungstyp des Halbleiters, also ob mehr Elektronen oder Löcher zum Ladungstransport beitragen. Im Falle von  $\vec{v} \perp \vec{B}$  gilt im Kräftegleichgewicht (Querstrom Null) für

$$F_L = q v B \quad (q = \pm e), \quad F_H = \frac{q U_H}{h} \quad (3.3)$$

mit Ersetzen von  $v$  durch Strom  $I$  und Ladungsträgerkonzentration  $n$

$$v = \frac{I}{w h n q} \quad \Rightarrow \quad U_H = \frac{I B}{q w n}. \quad (3.4)$$

Da beim HALL-Effekt dynamische bzw. statische Effekte des Ladungstransports in Stromrichtung bzw. senkrecht dazu beteiligt sind, tritt der sogenannte HALL-Streufaktor  $r_H$  als von 1 abweichende Konstante auf. Nach der interessierenden Ladungsträger-Konzentration  $n$  aufgelöst ergibt sich

$$n = r_H \frac{I B}{q w U_H}. \quad (3.5)$$

Experimentell zeigt sich, daß der HALL-Streufaktor  $r_H$  nicht nur eine Funktion der magnetischen Flußdichte  $B$ , sondern auch von Temperatur und Leitungstyp ist [Rut97]. In [Che96] wurde die Abhängigkeit  $r_H(B)$  für  $0,3 \text{ T} < B < 1,6 \text{ T}$  in n-6H-SiC bei 300 K ermittelt. Die Meßwerte stimmen mit der Theorie hinsichtlich der Konvergenz von  $r_H \rightarrow 1$  für  $B \rightarrow \infty$  überein. Für die bei den Experimenten in Kap. 5 verwendete Flußdichte von 0,8 T läßt sich ein Wert für  $r_H$  von 0,97 entnehmen. Gerundet soll zur späteren Auswertung der elektrischen Messungen ein Wert von 1 zugrundegelegt werden.

In Abbildung 3.2 ist die verwendete Meßanordnung für SiC-Proben sowohl für die HALL-Messung (links) als auch für die Leitfähigkeitsmessung (rechts) gezeigt.

Zum Einsatz kam ein Gerät HL5500 der Fa. BIORAD, erweitert mit einer externen Probenkammer für Messungen bis 500 °C.

In seiner fundamentalen Arbeit beschrieb VAN DER PAUW ([Pau58]) solcherart 4-Spitzen-Messungen mit punktförmigen Kontakten am Rande einer beliebig geformten Probe. In der hier verwendeten Konfiguration sind in Nähe der Ecken einer quadratischen Probe die 4 OHMschen Kontakte angebracht, sodaß stets die gleichen relativen Fehler bei

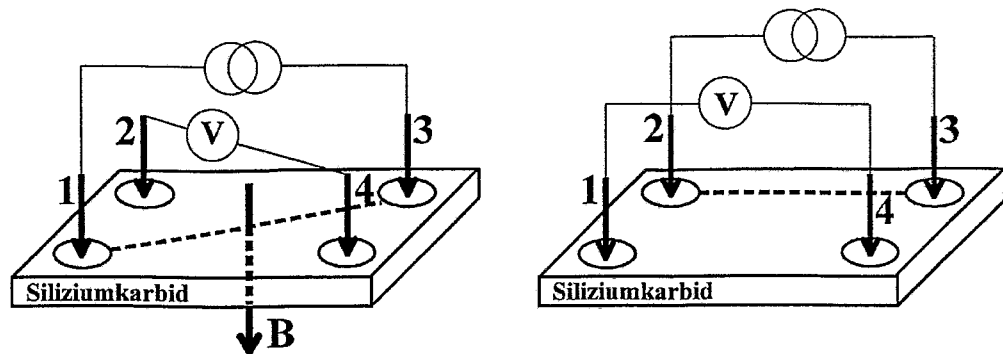


Abb. 3.2: Messung von HALL-Spannung (links) und Leitfähigkeit (rechts)

den ermittelten elektrischen Parametern gegenüber der idealen Meßanordnung auftreten (vgl. [Sch92]).

Beim HALL-Effekt entsprechend Abb.3.2 links wird die Spannung diagonal über Kreuz (2-4) zu einem mittels Konstantstromquelle bereitgestellten Strom (1-3) gemessen.

Zur Ermittlung der Leitfähigkeit (in Abb.3.2 rechts) wird die parallel zum entlang einer Kante eingespeisten Strom (2-3) über der Probe abfallende Spannung (1-4) gemessen.

Zwecks Eliminierung eventuell auftretender Fehler infolge nicht idealer Geometrie von Probe und Kontakten sowie Material-Inhomogenitäten werden die Messungen jeweils nach Rotation der Probe um  $90^\circ$  sowie Umkehrung der Stromrichtung wiederholt, so daß schließlich über mehrere Meßwerte gemittelt werden kann.

Befindet sich die zu untersuchende Schicht auf einem Substrat, so muß deren elektrische Isolierung, z.B. durch einen sperrenden p-n-Übergang, gewährleistet sein.

### 3.2 Festkörperanalyse mit Ionenstrahlen: RBS

Mit monoenergetischen Ionenstrahlen lassen sich Informationen über die chemische Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht eines Festkörpers sowie deren kristalline Struktur und eventuelle defektbedingte Abweichungen davon gewinnen.

Speziell kommt bei der RUTHERFORD-Rückstreu-Spektroskopie (RBS) ein Strahl leichter Ionen (Wasserstoff, Helium, Lithium) zum Nachweis schwererer Elemente in Festkörpern zur Anwendung: Unter einem Winkel  $\theta$  zur Senkrechten werden Ionen der Energie  $E_0$  (üblicherweise  $1 \dots 3$  MeV) in die zu untersuchende Schicht geschossen (Abb.3.3), welche z.B. einen elektrostatischen Beschleuniger vom VAN DE GRAAFF - Typ durchliefen. Die aus einer bestimmten Tiefe des Festkörpers rückgestreuten Ionen werden unter einem Winkel  $\phi$  zur Senkrechten auf ihre Energie  $E_1$  analysiert, i.d.R. in einem Halbleiter-Detektor. Dabei hängen die Energieverluste der Ionen im Festkörper von dessen Eigenschaften ab. Abb.3.3 stellt den Fall einer Streuung in der Tiefe  $x_S$  dar.

Energieverluste des Ions treten bei der elastischen Rückstreuung sowie beim Durchqueren des Festkörpers auf. Insofern lassen sich aus Sicht eines Ions 3 Teilprozesse ausmachen:



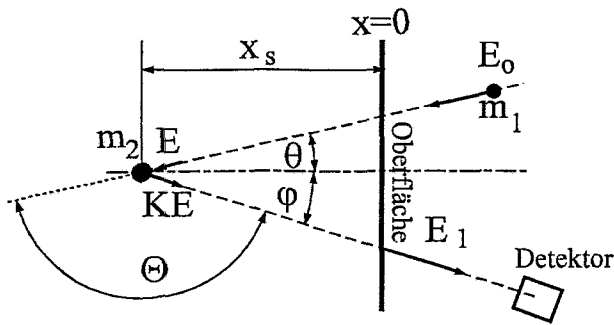


Abb. 3.3: Prinzipskizze einer RBS-Messung (s. Text)

### Eindringen in den Festkörper von der Oberfläche bis zur Streuung:

Entsprechend Abb. 3.3 besitzt das leichte Ion der Masse  $m_1$  die Anfangsenergie  $E_0$ , die bis zum elastischen Stoß mit einem Atom der Masse  $m_2$  in der Tiefe  $x_S$  auf  $E$  reduziert wird. Dabei gilt die Relation

$$\frac{x_S}{\cos \theta} = - \int_{E_0}^E \frac{d\epsilon}{\alpha S(\epsilon)} \quad (3.6)$$

mit  $S(\epsilon) = -d\epsilon/dx$  als Bremsvermögen, welches in einen nuklearen und einen elektronischen Anteil zerlegt werden kann. Dessen quantitative Kenntnis wird zur *Tiefenskalierung* benötigt. Das Bremsvermögen kann sowohl analytisch modelliert als auch aus Datensammlungen extrahiert werden. Die Faktoren  $\alpha$  und weiter unten  $\beta$  stellen Korrekturen für den Energieverlust in planaren bzw. axialen Kristallkanälen dar.

In der Tiefe  $x_S$  kommt es zur

### Elastischen Rückstreuung an einem Atom der untersuchten Schicht:

Dabei gilt die Erhaltung von Energie und Impuls, woraus sich zweckmäßig der *kinematische Faktor*  $K$  als Verhältnis der Energie des stoßenden leichten Ions nach und vor dem Stoß ableiten läßt:

$$K = \left( \frac{\sqrt{m_2^2 - m_1^2 \sin^2 \Theta} + m_1 \cos \Theta}{m_1 + m_2} \right)^2 \quad (3.7)$$

Bei bestimmten höheren Ionenenergien ab ca. 3 MeV kann es jedoch zu Kernreaktionen oder inelastischer Resonanzstreuung kommen, wo die Streuquerschnitte erheblich von dem der elastischen Streuung abweichen können. Diese Prozesse treten nur in engen Energiefenstern auf. Man kann sich den Effekt der Resonanzstreuung gezielt zum Nachweis leichter Atome in einer schwereren Matrix, was mit Standard-RBS unmöglich ist, zunutze machen.

### Rückweg zur Oberfläche:

Analog zu (3.6) läßt sich schreiben

$$\frac{x_S}{\cos \phi} = - \int_{KE}^{E_1} \frac{d\epsilon}{\beta S(\epsilon)} \quad (3.8)$$

Damit ein Ion überhaupt detektiert werden kann, muß (mindestens) eine Rückstreuung an einem Atom der Schicht erfolgen, was sowohl im Inneren als auch an der Oberfläche möglich ist. Die maximale zu detektierende Energie  $E_1$  hat ein Analyse-Ion bei Stoß mit

einem Oberflächenatom, dann gilt  $E_1 = K E_0$ . In einem RBS-Spektrum der Zahl rückgestreuter Ionen über deren Energie, liegt dort die für ein bestimmtes zu analysierendes Atom (Masse  $m_2$ ) charakteristische Kante: wohl gibt es in größerer Tiefe und damit unter zusätzlichem Energieverlust rückgestreute Ionen, jedoch keine mit höherer Energie  $E_1$ . Dies wird in Abb. 3.4 veranschaulicht, welche das RBS-Spektrum eines Silizium-Substrats mit dünner Gold-Schicht an der Oberfläche beinhaltet<sup>1</sup>.

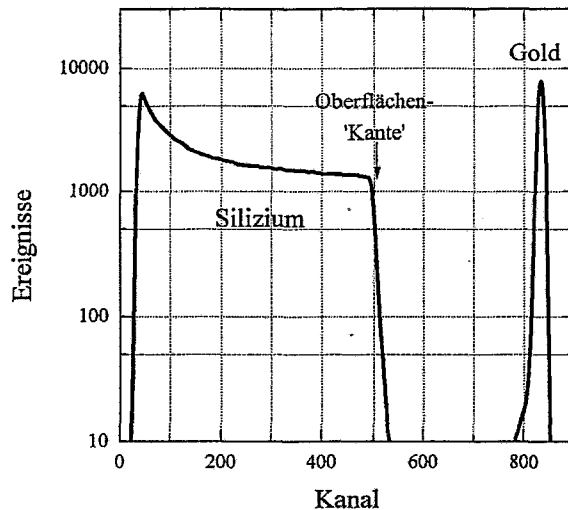


Abb. 3.4: RBS-Spektrum eines Gold-beschichteten Silizium-Substrats

Der *Streuquerschnitt* bei elastischer Streuung skaliert mit dem Quadrat der Kernladungszahl  $Z^2$  des Streuatoms. Damit wird der Nachweis schwerer Fremdatome in einer leichten Matrix doppelt bevorzugt: Infolge der Stoßkinematik sind hier die Rückstreuenergien  $E_1$  maximal, sodaß keine Überlagerung im Spektrum mit den zahlreicheren Streuungen an Atomen der Matrix auftritt. Außerdem ist der Rückstreuquerschnitt am größten, sodaß auch geringe Konzentrationen bis zu  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  nachgewiesen werden können. Somit stellt sich die Gold-Spitze in Abb. 3.4 höher als das Si-Substrat dar. Mit steigender Masse  $m_2$  sinkt allerdings die Massenauflösung, da  $K$  in (3.7) dann gegen 1 strebt. Dem läßt sich ggf. durch Einsatz schwererer Analyse-Ionen abhelfen, wobei dann aber infolge stärkerer Bremsung nur dünnere Schichten der Untersuchung zugänglich bleiben.

Somit lassen sich mittels RBS prinzipiell 3 Arten von Informationen über die untersuchte Schicht gewinnen:

1. Nachweis chemischer Elemente an der Festkörper-Oberfläche, gekennzeichnet durch ihre Atommasse  $m_2$  anhand der charakteristischen Kanten im RBS-Spektrum
2. Analyse der Tiefenverteilung, sofern sich einander überlagernde Beiträge verschiedener Elemente eindeutig separieren lassen
3. Aussagen zur Kristallqualität bei kanalisierter Messung, wo die Rückstreurrate durch in Kristallkanälen befindliche Zwischengitteratome bzw. Kristalldeformationen erhöht wird

<sup>1</sup>zwischen Kanalnummer und Energie besteht eine genähert lineare Beziehung

Inwieweit sich alle oder nur ein Teil dieser Informationen extrahieren lassen, hängt von der Beschaffenheit der zu untersuchenden Schicht ab.

Mit einer speziellen Ausführung, der **kanalisierten RBS** (Einschuß der Ionen exakt in Gitterkanäle bei kristallinen Materialien), können gezielt Zwischengitteratome nachgewiesen werden. Dabei kann es sich entweder um deplazierte Gitteratome ( $\rightarrow$  Kristallschädigung) oder um Fremdatome handeln. Für eine präzise Ermittlung der Gitterposition von Fremdatomen müssen Messungen in 3 nicht in einer Ebene liegenden Kanalrichtungen ausgeführt werden. Zur Untersuchung von Gitterschäden (Kristall-Zwischengitteratome) hingegen beläßt man es i.d.R. bei der Untersuchung in *einer* Richtung (z.B. [100] bei kubischen Kristallen).

Das RBS-Verfahren wird in Abschnitt 4.2 auch in kanalisierter Ausführung zur Analyse des Kristallzustandes von 6H-SiC sowie der Lokalisierung schwerer Fremdatome nach Ionenimplantation angewandt.

### 3.3 Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM)

Wandelt man das klassische Verfahren der Lichtmikroskopie dahingehend ab, daß Elektronen(-wellen) anstelle von Licht(-wellen) verwendet werden, so wird Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) betrieben. Dabei nutzt man die Wellen-Eigenschaften monoenergetischer Elektronen mit Impuls  $p$  aus, denen nach der DE BROGLIE-Relation die Wellenlänge  $\lambda$  gemäß

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{bzw.} \quad \lambda [\text{nm}] = \frac{1,226}{\sqrt{U [\text{V}] (1 + 10^{-6} U [\text{V}]}}} \quad (3.9)$$

zugeordnet werden kann, was sich in relativistischer Form auch als zugeschnittene Größen-gleichung in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung  $U$  der Elektronen schreiben läßt [Rei93]. Erst durch die wesentlich kleineren Wellenlängen energiereicher Elektronen gegenüber denen von sichtbarem Licht lassen sich Objekte in atomarer Dimension auflösen.

So beträgt die DE BROGLIE-Wellenlänge der Elektronen bei der maximalen Spannung von 300 kV des verwendeten Gerätes PHILIPS CM-300 nach (3.9) 2 nm, was auch dessen Auflösungsgrenze darstellt.

Die zu einem Lichtmikroskop analogen Komponenten sind als "Lichtquelle" eine Elektronenkanone (LaB<sub>6</sub>-Kathode), die Funktion optischer Linsen übernehmen elektrostatische bzw. magnetische Felder entsprechender "Elektronenlinsen" und als Bildschirm fungiert im einfachsten Fall eine fluoreszierende Schicht. Zur Bildspeicherung werden Film oder seit kurzem eine GATAN-slow-scan-Kamera eingesetzt.

Defekte als Abweichungen vom idealen Gitter machen sich durch verschiedene Kontraste im Bild bemerkbar. Beispielsweise entsteht ein *Elementkontrast* durch die  $Z^2$ -Abhängigkeit des elastischen Streuquerschnittes [Rei93]. *Spannungskontraste* werden durch Inhomogenitäten in der Periodizität der Elektronendichte hervorgerufen.

Neben der eben beschriebenen Analyse erzeugter "Bilder" lassen sich weitere Informationen aus den elektronischen Interferenzmustern durchstrahlter Schichten gewinnen. So liefert ein Kristall ein punktförmiges Muster mit Intensitätsspitzen in den jeweiligen Richtungen, wo der Gangunterschied an verschiedenen Netzebenen gebeugter Elektronen ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ausmacht (BRAGG-Bedingung).

Neben der elastischen Streuung treten weitere Effekte bei der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Festkörper-Probe auf. So können energiereiche Elektronen direkt Punktdefekte erzeugen, wenn sie bei einem Stoß mindestens die Verlagerungsenergie des entsprechenden Atoms übertragen. Außerdem kommt es durch Innerschalen-Ionisation zur Erzeugung charakteristischer RÖNTGEN-Strahlung, welche zur Elementanalyse genutzt werden kann (EDX).

Um bestmögliche Abbildungen zu erhalten, müssen die zu untersuchenden Proben auf eine Dicke von 10 bis 30 nm gebracht werden. Dies geschieht mittels Ionenstrahl-Zerstäuben, nachdem die Probe durch Abschleifen bis auf ca. 1  $\mu\text{m}$  vorgedünnt wurde.

Für die im nächsten Kapitel beschriebenen Untersuchungen wurden die Proben *senkrecht* zur ursprünglichen Oberfläche präpariert, was als Querschnitts-TEM (XTEM) bezeichnet wird.

### 3.4 Probenpräparation

Dieser Abschnitt soll eine Übersicht der Prozessschritte geben, welche am 6H-SiC-Material vorgenommen wurden.

Verwendet wurden einkristalline Scheiben nach dem modifizierten LELY-Verfahren (Grunddotierung  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  n- bzw. p-Typ) von der Firma CREE Research Inc. ('research grade') bzw. zusätzlich versehen mit einer 5  $\mu\text{m}$  dicken homoepitaktischen Schicht der niedrigeren Grunddotierung  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Die Scheiben besaßen einen Durchmesser von 30 bzw. 35 mm und waren 0,25 bis 0,3 mm dick.

Die **Ionenimplantation** erfolgte mit einem Implanter der Firma HIGH VOLTAGE mit Einsatzbereich der Beschleunigungsspannung von 50... 500 kV sowie Ionen-Stromdichten von 1... 3  $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ . In der Regel wurde in Scheiben-Viertel implantiert, welche bei Hochtemperatur-Implantation auf ein Bornitrid-Heiztarget geklemmt wurden. Die Ionen wurden senkrecht in die Oberfläche implantiert, wobei deren Normale um einen Winkel von 3,5° gegen die [0001]-Richtung des 6H-SiC geneigt war. Infolgedessen wurden Kanalisierungseffekte vermieden.

Nach der Implantation wurden die Scheiben für alle Untersuchungsverfahren außer PAS (Abschnitt 4.3) mit einer diamantkorn-bestückten Drahtsäge einheitlich in Quadrate der Kantenlänge 4,5 mm geschnitten.

Nach eventuellen Untersuchungen am implantierten Zustand erfolgte als nächstes die **Temperung (Ausheilung)** unter verschiedenen Bedingungen, wie sie in Abschnitt 4.8 näher beschrieben werden.

An den für elektrische Messungen vorgesehenen Proben wurde daraufhin eine **Aufdamp-**

fung metallischer Kontakte der Dicke 500 nm bei Raumtemperatur durch eine Bedampfungsmaske mit 4 Löchern des Durchmessers 0,5 mm, in den Ecken eines Quadrates 0,5 mm vom Probenrand entfernt angeordnet, vorgenommen<sup>2</sup>. Dabei wurde zur Kontaktierung für p-6H-SiC Aluminium sowie für n-6H-SiC Nickel verwendet. Ihren OHMschen Charakter erhielten die Kontakte erst nach Temperung bei 600 °C (Al) bzw. 900 °C (Ni), durchgeführt über 10 Minuten unter Vakuum. Unmittelbar vor der Kontaktbedampfung erfolgte eine **Restoxid-Abätzung** in hochkonzentrierter HF-Lösung.

Zwischen den einzelnen Prozeßschritten wurde jeweils eine **Reinigung** der Proben mit H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> vorgenommen.

Im folgenden soll auf Methoden der Proben-Temperaturmessung während verschiedener Phasen des technologischen Ablaufs eingegangen werden (vgl. 1.2).

- **Implantation:** Thermoelement auf SiC-Scheibe aufgelegt
- **elektrische Messungen:** Thermoelement auf "Blindprobe" aufgelegt
- **Hochtemperatur-Ausheilung:**  
unter *Schutzgas Argon* wurde die Temperatur der Graphit-Dose mittels Pyrometer bzw. nicht aufgelegtem Thermoelement (chemische Reaktion!) gemessen;  
im *Vakuum* wurde die Temperatur entweder aus einem Silizium-Schmelztest mit STEFAN-BOLTZMANN-Extrapolation oder mit Thermoelement (nicht aufgelegt) ermittelt

Die aus teilweise suboptimalen Meßbedingungen resultierenden Fehler bei der Bestimmung der Probentemperatur müssen für vergleichende Aussagen und Interpretationen berücksichtigt werden.

---

<sup>2</sup>vgl. [Sch92]

# Kapitel 4

## Mikrostrukturelle Effekte

Schwerpunkt dieses Kapitels sind Aussagen über Veränderungen in der Mikrostruktur von 6H-SiC infolge Ionenimplantation sowie Hochtemperatur-Ausheilung, wie sie aus verschiedenen Analyseverfahren gewonnen wurden.

Beginnend mit der rechnerischen Komposition der angestrebten Tiefenprofile von Dotanden werden danach die experimentellen Ergebnisse mit einer kurzen Beschreibung des jeweiligen Verfahrens, sofern nicht im vorherigen Kapitel geschehen, vorgestellt und diskutiert sowie abschließend theoretische Aspekte des Einbaus von Dotanden in SiC dargelegt.

### 4.1 Berechnung der Ionenimplantations-Tiefenprofile

Die Eigenschaften eines dotierten Halbleiters, wie z.B. seine FERMI-Energie hängen wesentlich von der Dotandenkonzentration ab. Deshalb wird sowohl für fundamentale Untersuchungen als auch zur Herstellung von Bauelementen oft eine *homogene* Dotierung in der implantierten Schicht, m.a.W. ein kastenförmiges Tiefenprofil, gewünscht.

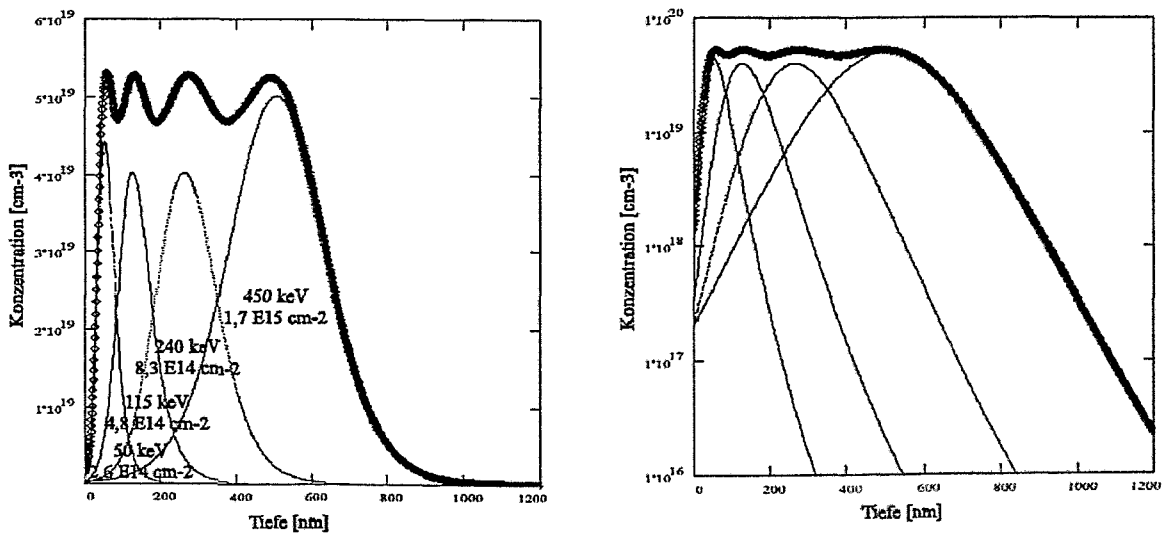


Abb. 4.1: Tiefenprofil der 4-fach-Implantation von Aluminium

Bestmögliche Annäherung daran ist nur mittels Mehrfachimplantation bei abgestuften Ionenenergien möglich. Eine solche Superposition der Implantate mit verschiedenen Energien und Dosen (Fluenzen) hat mit zunehmender Tiefe eine ansteigende Flanke (dominiert durch die niedrigste Energie), gefolgt von einem Plateau, sowie eine abfallende Flanke bei der höchsten Energie. Während das Plateau durch entsprechend kleine Energieabstufungen mit nahezu homogener Konzentration gestaltet werden kann, ist der Abfall der Dotandenkonzentration zum Grundmaterial, welcher den p-n-Übergang beeinflusst, infolge der Reichweitestreuung in seiner Steilheit begrenzt.

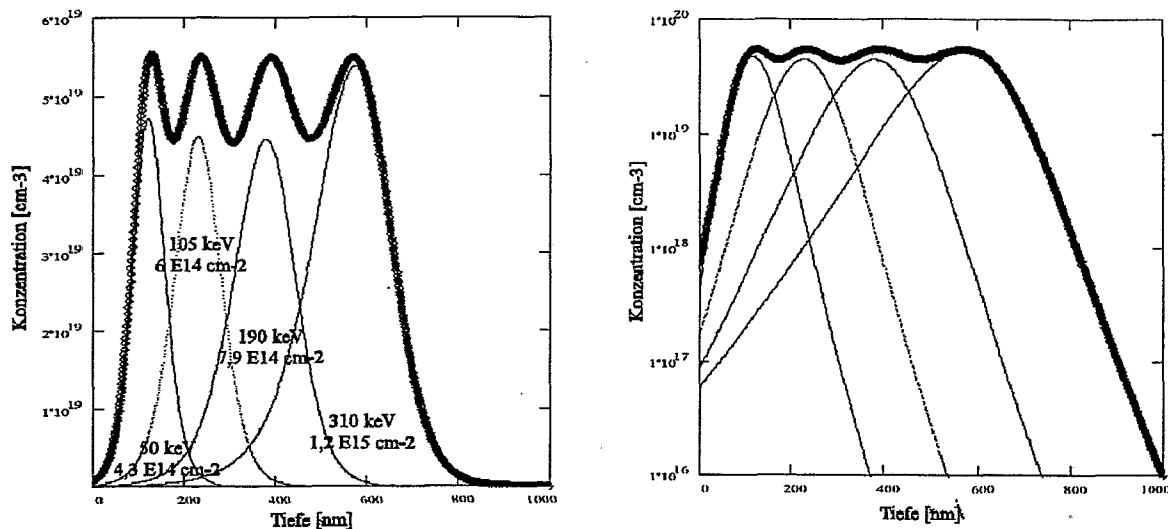


Abb. 4.2: Tiefenprofil der 4-fach-Implantation von Bor

Bei der Festlegung des gewünschten Tiefenprofils entsprechend dem Anliegen dieser Arbeit wurden folgende Aspekte berücksichtigt:

- ausreichende Dicke der implantierten Schicht hinsichtlich des Verhältnisses von Meßwert zu Untergrund bei HALL- und Leitfähigkeitsmessungen
- Inhomogenität der Plateau-Konzentration kleiner als 20 Prozent
- Bereich verfügbarer Ionen-Beschleunigungsspannungen von 30 bis 500 kV
- 500 bzw. 400 nm dickes vergrabenes kastenförmiges Profil<sup>1</sup>
- Erzeugung verschiedener Dotandenkonzentrationen

In den Profilen der Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3 sind die auf empirischen Daten [Ahm95] basierenden und mit PEARSON-IV-Funktionen genäherten Berechnungen für Aluminium-, Bor- und Stickstoff-Implantationen in 6H-SiC gezeigt. Die gewünschte Plateau-Konzentration wurde mit  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  vorgegeben. Die Konzentration auf der Ordinate ist jeweils linear (links) und logarithmisch (rechts) dargestellt. Die Anpassung an das gewünschte Tiefenprofil wurde 'per Hand' durch Variation der einzelnen Energien und Dosen erreicht.

<sup>1</sup>Berücksichtigung von Oberflächen-Abtrag während der Temperung

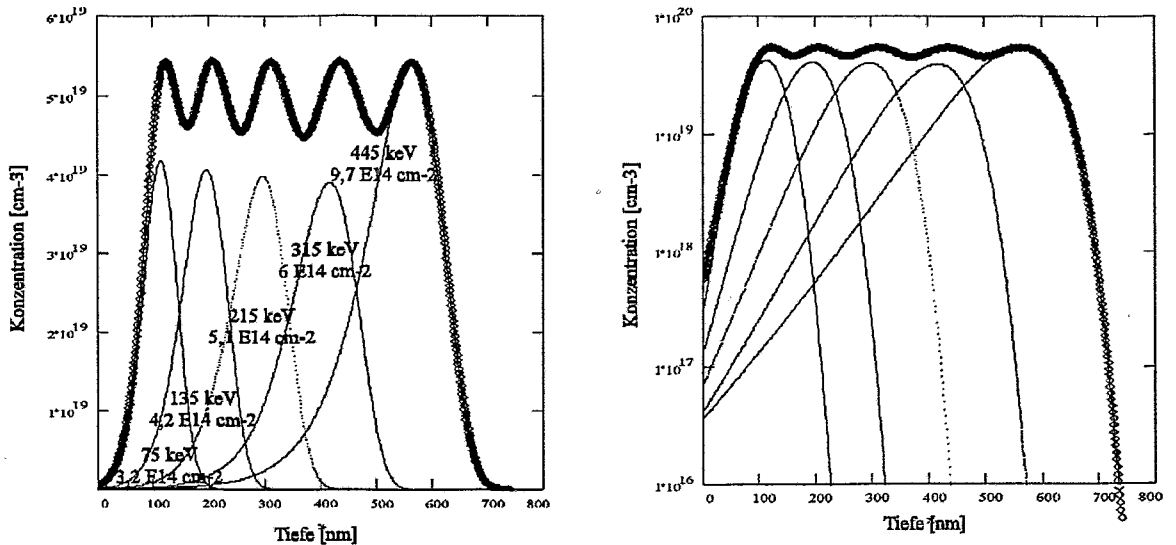


Abb. 4.3: Tiefenprofil der 5-fach-Implantation von Stickstoff

Ein Hauptziel der Modifizierung der elektrischen Eigenschaften implantierter Schichten bestand in der Minimierung des spezifischen Widerstandes. Dazu wurden entsprechend Abb. 4.1, 4.2 und 4.3 kastenförmige Tiefenprofile unterschiedlicher Plateaukonzentrationen durch Implantation von B, Al und N realisiert. Die implantierten Konzentrationen in den 500 nm dicken Schichten betragen dabei für

- Aluminium  $5 \cdot 10^{19}$ ,  $1,5 \cdot 10^{20}$ ,  $5 \cdot 10^{20}$ ,  $1,5 \cdot 10^{21}$  und  $5 \cdot 10^{21}$  cm<sup>-3</sup>
- Bor  $5 \cdot 10^{19}$ ,  $1,5 \cdot 10^{20}$ ,  $5 \cdot 10^{20}$  und  $1,5 \cdot 10^{21}$  cm<sup>-3</sup>
- Stickstoff  $5 \cdot 10^{17}$ ,  $5 \cdot 10^{18}$ ,  $5 \cdot 10^{19}$  und  $5 \cdot 10^{20}$  cm<sup>-3</sup>

## 4.2 Kristallschaden vom Zwischengitter-Typ (RBS)

Die Charakterisierung des Kristallzustandes nach Ionenimplantation mittels RBS/C umfaßt 3 Komplexe:

1. den Einfluß der Substrat-Temperatur während der Implantation am Beispiel von Aluminium,
2. die Auswirkung unterschiedlicher implantierter Dosen für Bor, Stickstoff und Aluminium bei einer festen Implantations-Temperatur von 400 °C,
3. den Einbau schwerer Dotanden ins Kristallgitter des 6H-SiC

Sämtliche Schichten wurden der RBS/C-Untersuchung mit folgenden Parametern unterzogen He<sup>+</sup>-Ionen der Energie 1,7 MeV mit Einschubwinkel  $\theta = 0^\circ$  und Rückstreuwinkel  $\phi = 10^\circ$  in [0001]-Richtung (vgl. Abb. 3.3, 2.2).



### 4.2.1 Einfluß der Implantations-Temperatur

Infolge der geringen Mobilität von Punktdefekten (Vakanzen, Zwischengitteratome) in SiC bei tiefen Temperaturen bis RT führt deren Anhäufung schon bei mittleren Dosen zu merklicher Kristallschädigung oder sogar irreversibler Zerstörung der Nahordnung der Silizium- und Kohlenstoffatome im Kristall. Durch Erhöhung der Substrat-Temperatur während der Implantation läßt sich der verbleibende Schaden reduzieren und über 300 °C eine Amorphisierung bis zu hohen Dosen von  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$  gänzlich ausschließen, wie es von [Wes95] für Gallium-Implantation bei 230 keV in 6H-SiC gezeigt wurde. Dies ist auf eine zunehmende dynamische Ausheilung (Rekombination, Ausscheidung) der entstehenden Punktdefekte infolge mit der Temperatur steigender Defektbeweglichkeit zurückzuführen. Für die in vorliegender Arbeit verwendete Implantations-Energiesequenz von Aluminium sowie das zugehörige Verhältnis der einzelnen Dosen untereinander entsprechend 4.1 wurde als kritische Plateau-Konzentration für die Zerstörung der Fernordnung ein Wert von  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  abgeschätzt (vgl. Abb. 4.16 in Abschnitt 4.6.2), was einer integralen Dosis von  $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  entspricht.

Da möglicherweise ein Zusammenhang zwischen den Kristallzuständen nach Ionenimplantation sowie der nachfolgenden Temperung besteht, mußte ersterer durch systematische Variation der Implantations-Temperatur in seiner Vielfalt erfaßt werden.

Der Einfluß der Substrat-Temperatur auf den Kristallzustand nach Implantation soll anhand der RBS/C-Analyse von Aluminium-implantiertem 6H-SiC der Konzentration  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  in einer 400 nm dicken Schicht (extra Probenserie) verdeutlicht werden.

Die RBS/C-Spektren für Substrat-Temperaturen während der Implantation von RT bis 1.200 °C sind in Abb. 4.4 gezeigt.

Im linken Teil a) ist die monotone Abnahme des nach Implantation verbleibenden Kristallschadens mit steigender Substrat-Temperatur bis 1.000 °C erkennbar. Lediglich bei der RT-implantierten Probe wurden keine Kristallkanäle gefunden, was zumindest die Zerstörung der Fernordnung im Kristall (Amorphisierung im Sinne von RBS) bedeutet. Eine deutliche Änderung in der Form der RBS/C-Spektren macht sich ab einer Implantationstemperatur von 1.000 °C bemerkbar: In Abb. 4.4 (b) erkennt man, daß der Anstieg der Spektren über der Kanalnummer deutlich zunimmt. Dieser Effekt hängt mit einer Änderung der dominierenden Defektart zusammen. Um dies zu zeigen, ist es notwendig, das im folgenden skizzierte schrittweise Verfahren zur Zerlegung des RBS/C-Spektrums in einen Dekanalierungs- und einen Kristallschadens-Anteil [Voe97] anzuwenden<sup>2</sup> (vgl. Abb. 4.5): Es wird zugrundegelegt, daß die Menge der bei kanalisierter Messung in einer bestimmten Tiefe  $x$  ( $0 < x < e$ ) rückgestreuten Ionen  $z(x)$  aus 2 Anteilen besteht: erstens den beim Eindringen in die Schicht in einer Tiefe  $< x$  dekanalisierten Ionen  $d(x)$ , welche demzufolge auf Atome des Kristallgitters treffen können, sowie zweitens den kanalisierten Ionen  $s(x)$ , die an Defektatomen in der betreffenden Tiefe rückgestreut werden.

$$z(x) = d(x) + s(x) \quad (4.1)$$

<sup>2</sup>Alternative Vorgehensweisen finden sich in der Literatur; z.B. nehmen [Föh92] genähert eine Gerade als Dekanalierungs-Linie an

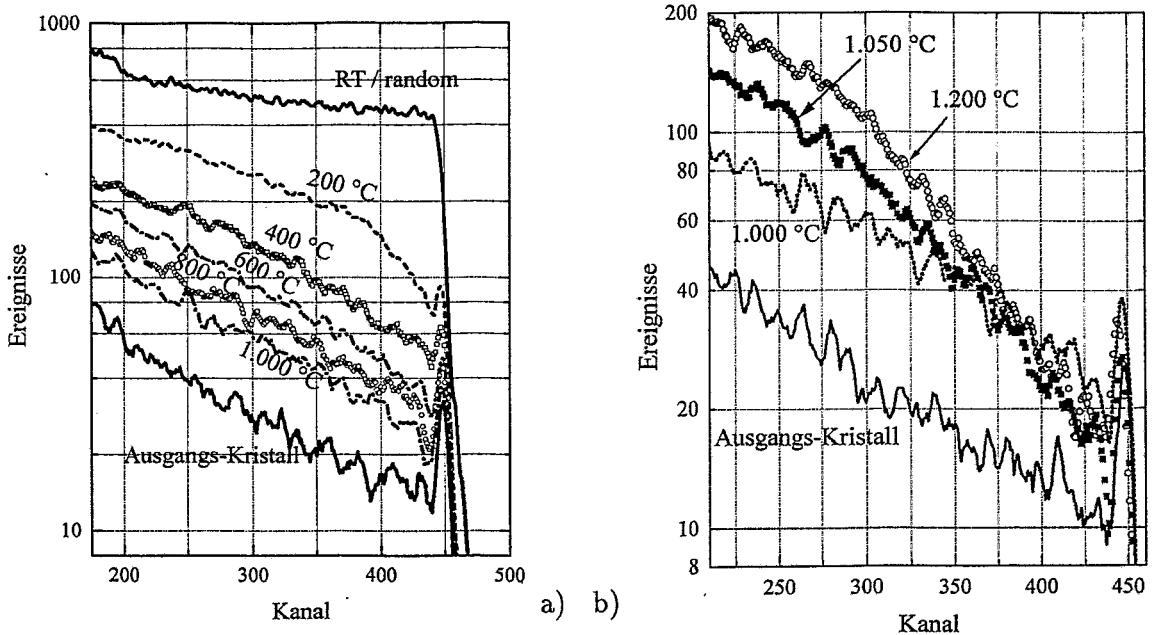


Abb. 4.4: RBS/C-Spektren von Al-implantiertem 6H-SiC für Substrat-Temperaturen a) unter 1.000 °C (1. Serie) sowie b) über 1.000 °C (2. Serie)

Beginnend an der Oberfläche lassen sich beide Anteile mit Schritten von  $\Delta x$  in die Tiefe separieren, wobei sich der dekanalisierte Anteil der Ionen  $d(x)$  in der Tiefe  $x$  aus demjenigen in der Tiefe  $x - \Delta x$  plus einem Produkt aus defektart-abhängigem Faktor  $f$ ,  $\Delta x$  und dem relativen Schadensniveau  $s(x - \Delta x)$  ergibt.

$$d(x) = d(x - \Delta x) + f \cdot \Delta x \cdot s(x - \Delta x) \quad d(0) = 0, d(e) = z(e) \quad (4.2)$$

Randbedingungen sind dabei  $d_{x=0} = 0$  und daß der berechnete dekanalisierte Anteil  $d(e)$  am Ende des geschädigten Gebietes in der Tiefe  $e$  genau das Niveau des ungestörten kristallinen Materials  $z(e)$  im RBS-Spektrum erreicht (vgl. Abb. 4.5). Letztere Bedingung legt auch den Dekanaliserungs-Faktor  $f$  fest. Ein hoher Wert impliziert, daß Defekte vorliegen, welche eine stark dekanalisierende, jedoch kaum rückstreuende Wirkung auf die Analyse-Ionen haben. Dies können z.B. Versetzungen sein.

Das Tiefenprofil des relativen Schadens erhält man schließlich durch Normierung auf das 'random'-Spektrum.

Den Einfluß einer anderen dominierenden Defektart auf den Verlauf des RBS/C-Spektrums zeigt die dünne Linie in Abb. 4.5: Liegt die Ausbeute im Bereich des ungestörten Materials unter dem Schadensbereich höher als im anderen Fall, obwohl die Ausbeute im Schadens-Tiefenbereich übereinstimmt, so liegt hier eine Defektart mit stärker dekanalisierender Wirkung vor. Das Verhältnis von Dekanaliserungs- zu Schadensanteil im Spektrum hat sich also vergrößert.

In Abb. 4.6 (a) sind die so ermittelten Schadensprofile für 3 ausgewählte Implantations-temperaturen gezeigt. Der nachweisbare Schaden reicht bis in eine Tiefe von  $\approx 700$  nm.

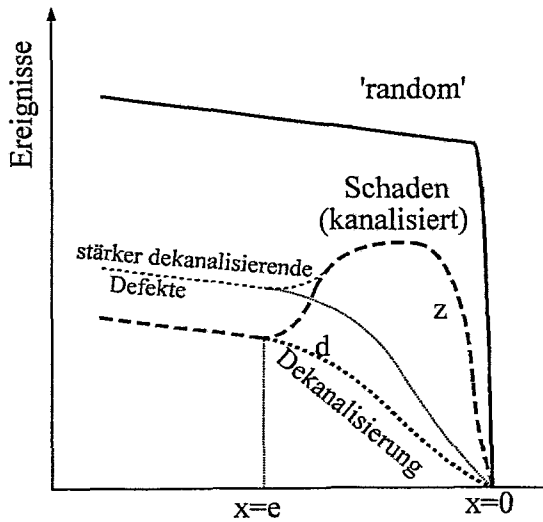
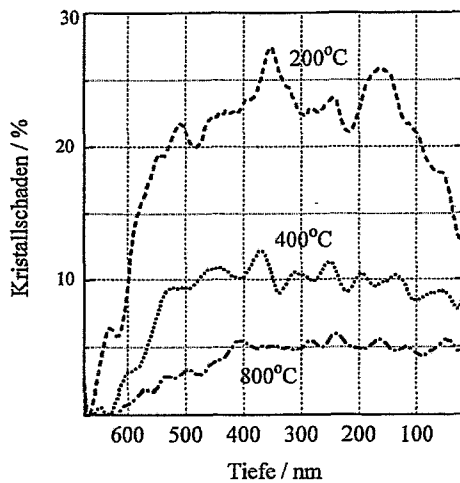


Abb. 4.5: Prinzipskizze zur Berechnung des Schadens-Tiefenprofils aus einer kanalisierten RBS-Messung

Die jeweils erhaltenen Dekanalisierungsfaktoren  $f$  sowie aus den Schadensprofilen berechneten relativen integralen Kristallschäden sind im rechten Teil (b) von Abb. 4.6 dargestellt.



a) b)

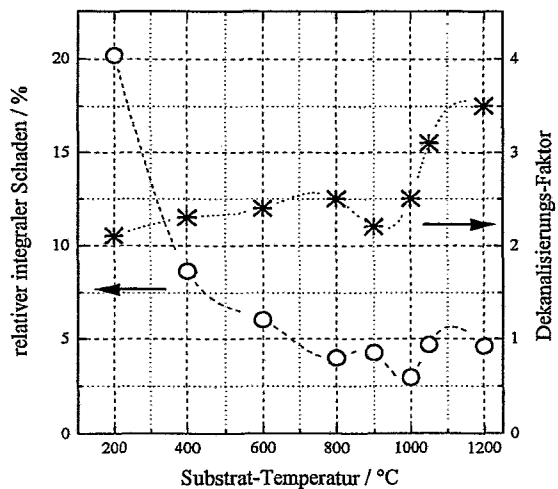


Abb. 4.6: Berechnete Schadensprofile (a) sowie integrale Schäden und Dekanalisierungsfaktoren (b) in Abhängigkeit von der Temperatur

Innerhalb der Genauigkeitsgrenzen des Verfahrens bleibt zwar der Schadenswert für Implantationstemperaturen zwischen 800 und 1.200 °C unverändert, jedoch springt der defektartabhängige Faktor  $f$  von 2,5 bei 1.000 °C auf 3 bei 1.050 °C. Mithin bilden sich bei höheren Temperaturen Defekte mit stärker dekanalisierender Wirkung, die sich als Versetzungsschleifen vom Zwischengitter-Typ herausstellen (XTEM in 4.6).

Da die RT-implantierte Probe infolge ihrer starken Schädigung keine Kanalisierung zuließ, kann kein Wert für  $f$  extrahiert werden und der relative Schaden beträgt 100 %. Schon im Falle von 200 °C liegt das relative Schadensniveau im Verhältnis zur 'random'-Messung bei 22 % und fällt bis 800 °C auf 4 %. Selbst bei Implantations-Temperaturen bis 1.200 °C

verbleibt ein Kristallschaden ähnlichen Ausmaßes.

Ausgehend auch von diesen Ergebnissen wurde für die weiteren Experimente zur Variation der implantierten Dotanden-Konzentration eine Substrat-Temperatur von 400 °C gewählt, welche ausreicht, die für eine defektarme Ausheilung des Kristalls notwendige Fernordnung im Si-C-Gitter stets zu erhalten.

Bei RT-Implantation von Aluminium wurde in der Literatur für Dosen über  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  von Amorphisierung des SiC-Kristalls berichtet, die dessen perfekte Rekristallisation selbst bei höchsten Ausheil-Temperaturen von 1.800 °C verhindert<sup>3</sup> [Hee97].

#### 4.2.2 Einfluß der Menge implantierter Ionen

In Abb. 4.7 werden die aus den RBS/C-Messungen berechneten Schadens-Tiefenprofile für ausgewählte bei 400 °C mit Bor und Aluminium implantierte Proben sowie in Abb. 4.8 für Stickstoff-implantierte gezeigt.

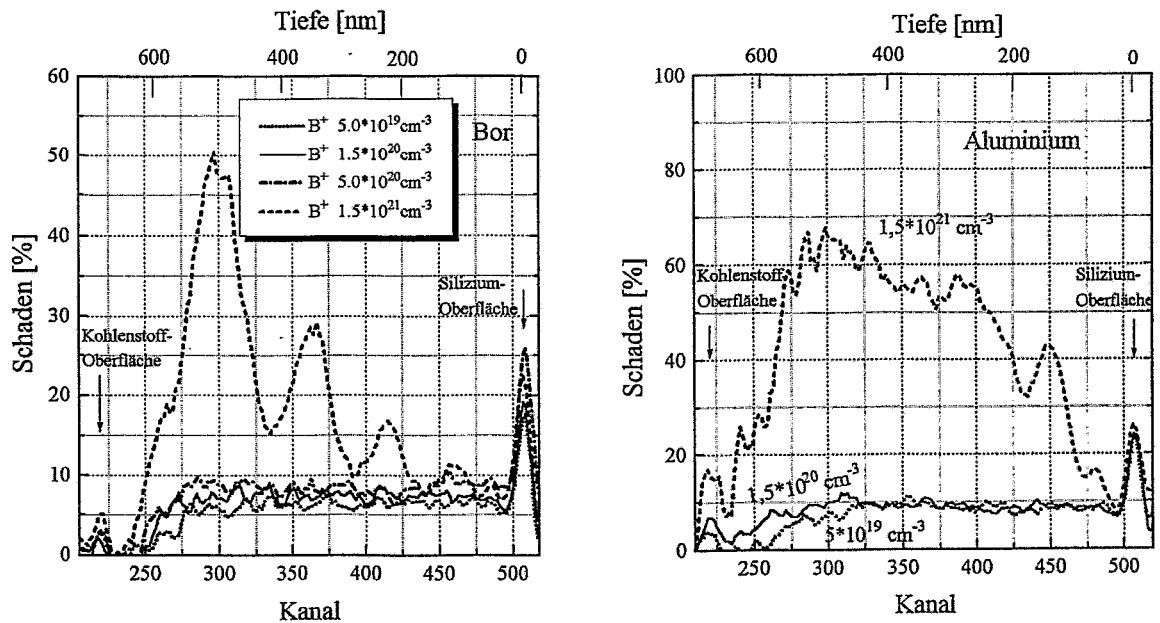


Abb. 4.7: Berechnete Schadens-Tiefenprofile aus RBS/C-Messungen für verschiedene Dotanden-Konzentrationen in Bor- und Aluminium-implantiertem 6H-SiC (400 °C)

Im Falle der Bor-implantierten Proben ist ein qualitativer Sprung in der Schadens-Akkumulation im Silizium-Untergitter zwischen den Konzentrationen  $5 \cdot 10^{20}$  und  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  zu verzeichnen: während sich die Proben der 3 niedrigen Konzentrationen sämtlich im Schadensniveau zwischen 5 und 10 % (vgl. Abb. 4.7) bewegen, erkennt man bei der hohen Konzentration  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  entsprechend den 4 verschiedenen Energien der Implantation einen deutlichen 4-Spitzen-Verlauf des Schadensprofils mit in die Tiefe steigendem Niveau bis 50 %. Gegenüber der Veränderung der implantierten Dosis (Fluenz)

<sup>3</sup>vielmehr sind dann Versetzungsbildung, Säulenwachstum oder sogar polykristalline Schichtbildung mit Einschlüssen von 3C-SiC zu beobachten

um einen Faktor von 3,3 bedeutet dies einen überproportionalen Sprung in der Bildung interstitiellen Siliziums. Außerdem stimmen die Tiefenlagen der 4 Maxima bei 120, 220, 350 und 500 nm gut mit denen einer mit TRIM96 berechneten Verteilung der von Gitterplätzen fortgestoßenen Silizium-Atome ('recoils') überein. Quantitativ muß beachtet werden, daß ein großer Teil der erzeugten Si-'recoils' bei 400 °C Implantationstemperatur mit Vakanzen rekombiniert (dynamische Ausheilung) und dadurch die Amorphisierung des SiC verhindert wird. Dabei könnte der Schädigungsgrad einen Einfluß auf die Effektivität der dynamischen Rekombination ausüben, was eine Erklärung für das nichtlineare Verhalten der in Abb. 4.7 gezeigten Schadensprofile wäre.

Die jeweils am rechten bzw. linken Rand der Profile in Abb. 4.7 sichtbaren Oberflächen-Spitzen von Silizium bzw. Kohlenstoff bedeuten im wesentlichen keinen Schaden, sondern repräsentieren die getroffenen Atome der SiC-Oberfläche, wobei die Spitzenhöhe entsprechend dem Streuquerschnitt mit  $Z^2$  skaliert.

Weiterhin erkennt man in Abb. 4.7 besonders an der tiefsten abfallenden Profil-Flanke der Probe mit höchster implantierter Bor-Konzentration bei Kanal 270 einen kleineren zusätzlichen Beitrag von Si-Zwischengitteratomen. Es ist zu vermuten, daß dieses interstitielle Silizium einerseits durch Verdrängung seitens der abgebremsten Bor-Ionen von Gitterplätzen entsteht. Bor-Kohlenstoff-Bindungen sind fester als Silizium-Kohlenstoff-Bindungen, sodaß durch eine solche Verdrängung Energie frei wird. Diese These, wonach *bereits während der Implantation* Bor bevorzugt auf Si-Gitterplätze gelangt, wird weiter unten durch XPS-Messungen in Abschnitt 4.7.1 gestützt. Andererseits liefern auch kanalisierte Bor-Ionen, welche infolge verminderter Abbremsung eine größere mittlere Reichweite im SiC erlangen und entsprechend Silizium-Zwischengitteratome erzeugen, einen zusätzlichen Beitrag

Nach Aluminium-Implantation ist das Schadensniveau von bis zu 70 % wiederum für die hohe Konzentration von  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  markant. Nach TRIM96 werden pro eingeschossenem Al-Ion einer bestimmten Energie ca. 3 mal so viele Si-recoils erzeugt, wie im Falle von Bor. Die Struktur der 4-fach-Implantation deutet sich dabei in Abb. 4.7 rechts für die höchste Konzentration nur schwach an (Maxima bei 50, 100, 300 und 500 nm), was auf die gegenüber Bor wesentlich breitere Verteilung der Si-recoils über der Tiefe nach TRIM96 zurückzuführen ist.

Im Falle von Stickstoff (anderer Konzentrationsbereich) zeigen die Schadens-Profile gemäß Abb. 4.8 kaum Struktur. Das Niveau steigt bei den hier gegenüber Bor und Aluminium niedrigeren implantierten Dosen bis 10 % an.

### 4.2.3 Kristallgitter-Einbau implantierter Ionen

Mittels RBS/C lassen sich auch Aussagen über das Einbauverhalten von implantierten Dotanden in einen Kristall ableiten. Entscheidende Voraussetzung dafür ist, daß das Dotandenatom eine *größere Atommasse* als die Konstituenten des Gitters hat, sodaß im RBS-Spektrum ein getrenntes Signal neben der Oberflächen-Kante der Matrix entsteht, um eine zuverlässige Auswertung zu gewährleisten. Aus dem Verhältnis der Signalhöhen

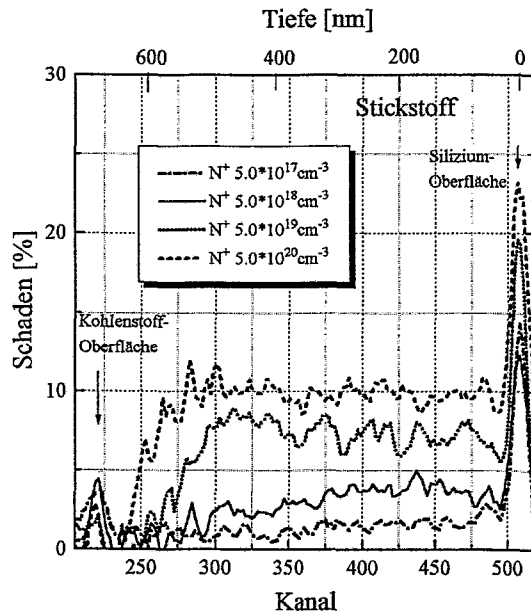


Abb. 4.8: Berechnete Schadens-Tiefenprofile aus RBS/C-Messungen für verschiedene Dotanden-Konzentrationen in Stickstoff-implantiertem 6H-SiC (400 °C)

bei kanalisierter und zufälliger (random) Orientierung folgt der Anteil der auf Zwischengitterplätzen innerhalb der Kristallkanäle sitzenden Dotandenatome direkt unter der Voraussetzung, daß die implantationsbedingte Störung des Kristalls vernachlässigbar und somit der Anteil dekanalisierter Ionen in der implantierten Schicht gering ist.

Um genaue Aussagen zur Lokalisierung der Fremdatome im Gitter treffen zu können, müssen idealerweise kanalisierte Messungen in 3 unabhängigen, nicht in einer Ebene liegenden Richtungen durchgeführt werden. So ist z.B. denkbar, daß bei Beschränkung der Untersuchungen auf die [0001]-Kanalrichtung keinerlei Rückstreueignisse erfolgen, weil alle Fremdatome auf "getarnten" Zwischengitterplätzen sitzen. Ein Schluß auf vollständige Gitterplatz-Besetzung wäre in diesem Fall völlig verkehrt.

Da der Schwerpunkt in dieser Arbeit auf p-Dotierung von 6H-SiC liegt, wurde auf diese Weise das Einbauverhalten von implantiertem Gallium-71 untersucht. Um die chemischen und ballistischen Einflüsse zu trennen, wurde zum Vergleich eine Implantation des ähnlich schweren Edelgases Krypton-84 unter sonst gleichen Bedingungen (Dosis, Profiltiefe, Temperatur) vorgenommen. Zwecks niedriger Kristallschädigung wurde jeweils bei erhöhter Temperatur von 400 °C sowie niedriger Ionenenergie von 45 keV (Ga) bzw. 50 keV (Kr) implantiert. Um ausreichend Rückstreueignisse von Fremdatomen zu erhalten, wurde als niedrigstmögliche Dosis  $10^{15} \text{cm}^{-2}$  gewählt. Abbildung 4.9 zeigt die erhaltenen RBS-Spektren links für Gallium, rechts für Krypton.

Für Gallium wurden Messungen in 'random'- und kanalisierter Ausführung nicht nur in [0001]-Haupttrichtung, sondern auch in der um  $35,2^\circ$  gegen die [0001]-Normale geneigten  $[60\bar{6}1]$ -Richtung (vgl. Abb. 2.2) ausgeführt. Während die 'random'-Messungen nur geringfügige Unterschiede in der jeweils effektiven Dicke der Gallium-implantierten Schicht zeigen, weichen die Spektren der kanalisierten Messungen stark voneinander ab, indem in [0001]-Richtung der Rückstreu-Anteil wesentlich niedriger ist als in  $[60\bar{6}1]$ -Richtung.

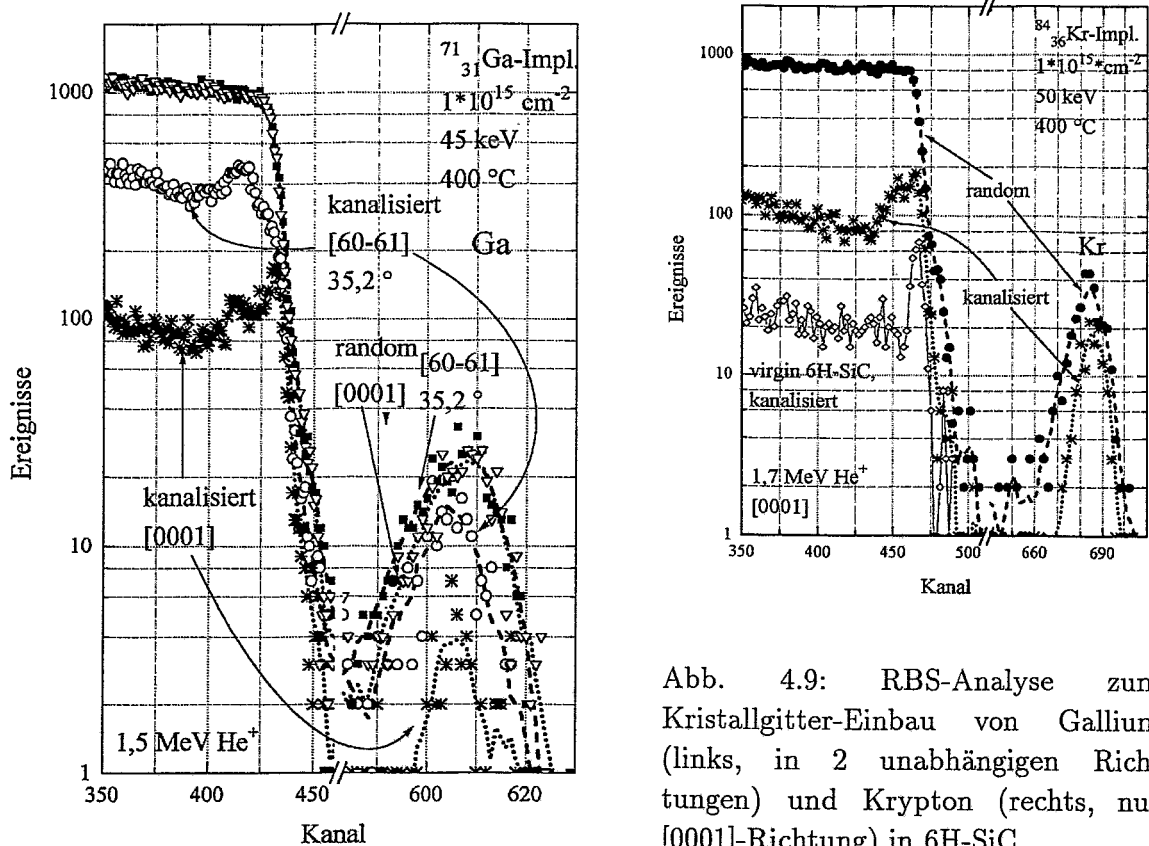


Abb. 4.9: RBS-Analyse zum Kristallgitter-Einbau von Gallium (links, in 2 unabhängigen Richtungen) und Krypton (rechts, nur [0001]-Richtung) in 6H-SiC

Quantitativ läßt sich der Zwischengitter-Anteil in den untersuchten Kanälen genähert aus der Beziehung zwischen den jeweiligen Signal-Integralen

$$\text{Zwischengitteranteil} = \frac{\text{Fremdatom kanalisiert} - \text{virgin kanalisiert}}{\text{Fremdatom random} - \text{virgin kanalisiert}} \quad (4.3)$$

ermitteln. Dies gilt unter der Bedingung, daß die Kristallschädigung und damit der Anteil dekanalisierter Analyse-Ionen in der untersuchten Schicht gering ist, was mit den Schädigungsgraden im Si-Untergitter von 8 bzw. 12 % nach Ga- bzw. Kr-Implantation erfüllt ist. Daraus ergibt sich für Gallium der Zwischengitter-Anteil in den [0001]-Kanälen von 10 % sowie in den  $[60\bar{6}1]$ -Kanälen von 50 %. Daraus läßt sich schließen, daß die Gitterplatz-Besetzung maximal 50 % beträgt, wobei unwahrscheinlich ist, daß sie davon stark nach unten abweicht. Die Zwischengitteratome befinden sich bevorzugt auf Plätzen, welche außerhalb der [0001]-Hauptkanäle liegen.

Auch im Silizium-Untergitter zeigen beide kanalisierte Messungen in Abb. 4.9 links deutliche Unterschiede. Zum einen ist das Rückstreu-Niveau generell höher in  $[60\bar{6}1]$ -Richtung, was mit den kleineren Kanälen dieser höherindizierten Richtung zusammenhängt. Zum anderen ist die Si-Schadensspitze höher als in [0001]-Richtung, was wie für die Gallium-Zwischengitteratome ebenfalls für diejenigen des Silizium eine Bevorzugung von in [0001]-Richtung 'getarnten' Plätzen bedeutet.

Beim Edelgas Krypton in Abb. 4.9 rechts erreicht die Ausbeute in [0001]-Richtung wesent-

lich mehr, nämlich etwa die Hälfte des 'random'-Niveaus. Da zusätzlich auch die Einnahme 'getarnter' Zwischengitterplätze wahrscheinlich ist, dürfte der Krypton-Anteil auf Gitterplätzen deutlich unter 50 % liegen.

Präzisere Aussagen wären erst nach Untersuchungen in einer weiteren Kanalrichtung möglich.

Als wichtiges Ergebnis aus den Unterschieden in den [0001]-Richtungen beider Fremdatome wird festgehalten, daß hinsichtlich des Einbaus ins Kristallgitter die chemischen Effekte im Vordergrund gegenüber ballistischen stehen.

Eine gute Übereinstimmung besteht mit Ergebnissen in [Hef96], wo über 85 %-igen Gittereinbau von Gallium nach 230 keV - Implantation bei 600 °C berichtet wird. Allerdings muß die Aussage qualitativ dahingehend abgeschwächt werden, daß es sich dabei um den außerhalb der [0001]-Kanäle befindlichen Anteil handelt. Aufgrund der größeren Kristallschädigung von 15 % infolge der wesentlich höheren Ionenenergie lag dort der Wert für Implantation bei 400 °C nur bei 75 %.

Wegen ihrer Atomgröße sollten Ga- und Kr-Atome jeweils auf Plätze im Silizium-Untergitter eingebaut werden. Ein Versuch, die von [Sat98] vorgeschlagene Methode des kanalnahen Einschusses zur Identifizierung des Gitterplatzes anzuwenden, scheiterte allerdings.

### 4.3 Vakanzdefekte nach Ionen-Implantation (PAS)

Mit Hilfe der Positronen-Annihilations-Spektroskopie (PAS) ist es möglich, vakanzartige Defekte in Festkörpern nachzuweisen.

Bei der für die folgenden Untersuchungen an implantierten SiC-Schichten angewandten Positronen-DOPPLER-Verbreiterungs-Analyse werden monoenergetische Positronen senkrecht in die zu untersuchende Schicht geschossen. Infolge des statistischen Charakters des Abbremsprozesses gibt es zu jeder bestimmten Energie eine Wahrscheinlichkeitsverteilung über der Eindringtiefe, wo die Positronen zur Ruhe kommen (thermalisieren). Mittels Energievariation läßt sich dann eine Schicht in die Tiefe abrastern.

Das thermalisierte Positron "sieht" die umgebende Ladungsdichte und begibt sich bevorzugt an den Ort maximalen Überschusses negativer Ladung. Dieser ist die größte in der Nähe befindliche Vakanz, da dort einerseits die positive Ladung von Atomkernen fehlt, andererseits der Raum mit Elektronen niedriger Geschwindigkeit aus den oberen besetzten Niveaus benachbarter Atome bevölkert wird. Somit skaliert der negative Ladungsüberschuß mit der Vakanzgröße. Nach kurzer Zeit zerstrahlt das Positron mit einem Elektron und es können zwei  $\gamma$ -Quanten der Energie 511 keV entstehen. Die entscheidende Information wird aus der DOPPLER-Verbreiterung dieser  $\gamma$ -Linie bei 511 keV entnommen: sie ist korreliert mit der Energieverteilung der an der Zerstrahlung teilnehmenden Elektronen des Festkörpers und ist um so schmaler, je größer die Vakanz ist. Davon abgeleitet wird der sogenannte *S*-Parameter als quantitatives Maß der DOPPLER-Verbreiterung. Er ist um so größer, je geringer die DOPPLER-Verbreiterung der  $\gamma$ -Linie ist.

Übersteigt die Konzentration der *größten* vorhandenen Vakanz-Aggregate  $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , so werden *sämtliche* thermalisierte Positronen von ihnen angezogen und zerstrahlen dort



(Sättigungseinfang). Liegt die Konzentration zwischen  $\approx 10^{15}$  und  $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , so wird nur ein entsprechender Anteil der Positronen eingefangen und der Rest gelangt in die nächstkleineren Defekte vom Vakanz-Typ usw. In diesem Fall erhält man ein gemischtes Signal von Linien verschiedener  $S$ -Parameter, deren Anteile aus zusätzlichen *Lebensdauer-Messungen* bestimmt werden können<sup>4</sup>.

Damit ist nachvollziehbar, daß man mit diesem Analyseverfahren bei Sättigungseinfang lediglich Kenntnis von der in einer bestimmten, mit der Energie und damit Reichweite der Positronen korrelierten, Tiefe vorhandenen *maximalen* Vakanz(cluster)-Größe, nicht aber von deren Konzentration, und inwieweit kleinere Vakanzen in beliebiger Konzentration vorliegen, erhält.

Nun folgend sollen die mittels PAS erhaltenen Informationen aus Aluminium-implantierten 6H-SiC-Schichten dargelegt werden<sup>5</sup>. Im Mittelpunkt der Untersuchung stand dabei die Frage, in welcher Weise sich der Prozeßparameter *Substrattemperatur* auf den Kristallzustand nach Implantation auswirkt.

Verwendet wurden Al-implantierte Proben mit der Konzentration  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  in einer 400 nm dicken Schicht, realisiert durch 4-fach-Implantation mit Energien zwischen 180 und 500 keV. Die Substrattemperaturen betragen RT, 200, 400, 600, 800 sowie 1.000 °C. Entsprechend Abb. 4.10 werden in Abhängigkeit von der Ausheiltemperatur 3 Typen von Tiefenverteilungen der jeweils größten vakanzartigen Defekte für RT, 200 °C (... 800 °C) sowie 1.000 °C beobachtet. Man erhält sie aus den Meßreihen des  $S$ -Parameters über der Positronenenergie mit Hilfe des Programms VEPFIT [Vee90]. Die Ordinate ist dabei der auf das ungestörte SiC-Grundmaterial normierte relative  $S$ -Parameter. Zusätzlich ist eine Zuordnung verschiedener Größen von Vakanz-Aggregaten zu Werten des normierten  $S$ -Parameters dargestellt, wie sie aus theoretischen Berechnungen resultiert (vgl. [Bra98]). Maßeinheit dabei ist die Silizium-Kohlenstoff-Divakanz (DV), welche eine bevorzugte Defekt-Konfiguration in SiC darstellt [Bra96, BrA96].

Die Stufenform der Tiefenverteilungen ist als Näherung zu verstehen, da die Kompliziertheit der Auswertung<sup>6</sup> bisher keine höheraufgelöste Tiefenmodellierung zuläßt.

Die maximale Tiefe der nachgewiesenen vakanzartigen Defekte überschreitet für RT bis 800 °C die gemessene (SIMS) bzw. berechnete maximale Eindringtiefe der Al-Ionen von 1.000 nm. So treten einfache Si-C-Divakanzen gemäß Abb. 4.10 bis in Tiefen von etwa 1.500 nm nach Implantation bei RT und 200 °C auf. Folglich sind diese Defekte bereits bei RT mobil.

Für verschiedene Implantationstemperaturen ergeben sich deutliche Unterschiede in den Tiefenverteilungen nach Abb. 4.10.

Da das Meßspektrum im Falle der bei RT implantierten Probe eine besonders komplizierte Struktur aufwies, konnte hier nur mit begrenzter Präzision ein 2-Schicht-Modell angepaßt werden. Dabei enthält die erste, bis in eine Tiefe von  $440 \pm 40$  nm reichende Schicht sehr große 6-fach-Silizium-Kohlenstoff-Divakanzen (vgl. Abb. 4.10), ausgedrückt durch einen

<sup>4</sup>für die hier geschilderten Experimente war eine solche Ausrüstung nicht zugänglich

<sup>5</sup>vgl. auch [WiA98]

<sup>6</sup>energieabhängige Positronen-Reichweiteverteilung, Diffusion der thermalisierten Positronen

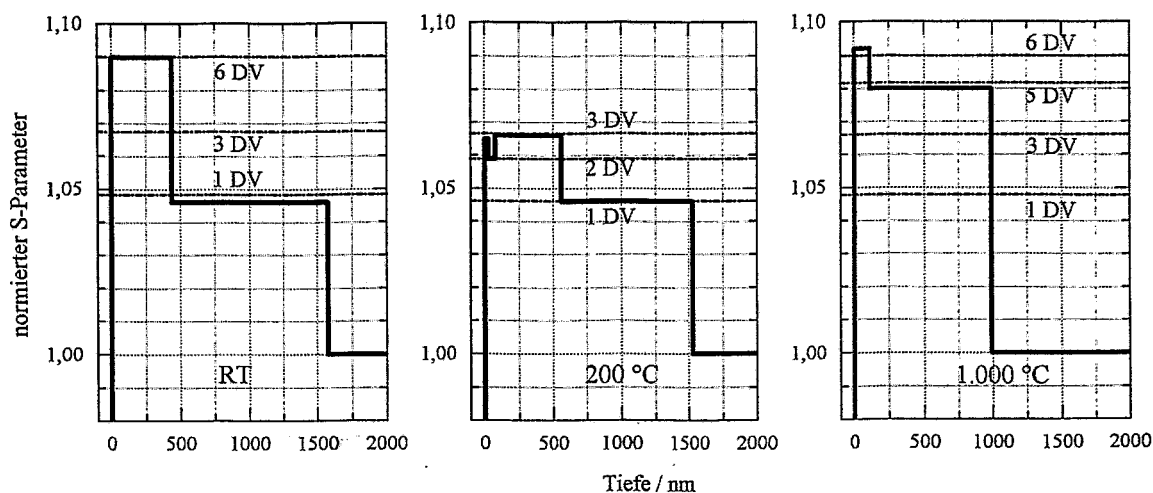


Abb. 4.10: Normierter  $S$ -Parameter als Maß der maximalen Größe von Vakanz-Aggregaten als Funktion der Tiefe für Al-implantiertes 6H-SiC bei RT, 200 und 1.000 °C

großen normierten  $S$ -Parameter. Offenbar handelt es sich dabei um die schwer geschädigte Schicht mit zerstörter Fernordnung im SiC-Kristall, wie es aus dem RBS-Ergebnis in 4.2.1 - Erreichen des 'random'-Niveaus (vgl. Abb. 4.6) - sowie XTEM-Untersuchungen (4.6.2) hervorgeht. Monte-Carlo-Rechnungen mit TRIM96 zeigen, daß innerhalb dieser Schicht  $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  Primärvakanzen erzeugt werden ( $\approx 1.000$  pro Al-Ion), was die Verlagerung von etwa jedem zweiten Gitteratom bedeutet.

Nach Implantation bei 200 °C liegt eine differenziertere Schichtstruktur der jeweils dominierenden Vakanz-Aggregate vor, wobei deren maximale Größe nur noch 3 Si-C-Divakanzen im Tiefenbereich des implantierten Profils beträgt.

Mit zunehmender Implantations-Temperatur bis 800 °C geht die maximale Schadenstiefe zurück und die Größen der Vakanz-Aggregate nehmen bis auf 5 Divakanzen zu, wobei die Tiefenverteilung der Vakanz-Aggregate in ihrer Struktur aber unverändert bleibt.

Bei 1.000 °C kommt es jedoch zu einem qualitativen Sprung, der sich modellmäßig in nur 2 Schichten mit großen 5-er Divakanz-Aggregaten bis in 1.000 nm Tiefe niederschlägt. In größerer Tiefe sind keinerlei Vakanzen nachzuweisen.

Möglicherweise bewirkt das von Zwischengitteratomen hervorgerufene Spannungsfeld die Diffusion einfacher Divakanzen in Tiefen jenseits des implantierten Profils für Temperaturen bis 800 °C. Bei 1.000 °C bilden sich, wie weiter unten gezeigt wird, Versetzungsschleifen vom Zwischengitter-Typ, die ein völlig anderes Spannungsfeld erzeugen<sup>7</sup>. Die bei dieser Temperatur nachgewiesenen 5-er Divakanzen sind dabei nicht mit den Gitteraufweitungen am Rande der Versetzungsschleifen identisch, welche einen wesentlich kleineren normierten  $S$ -Parameter besitzen.

Hinsichtlich der Größenabhängigkeit der Vakanz-Aggregate von der Implantations-Temperatur gelangen [Ito97] für Aluminium-implantiertes 3C-SiC zu ähnlichen Ergebnissen.

<sup>7</sup>Hinweise darauf auch aus RBS/C und RAMAN

## 4.4 Gestörte Bindungen (RAMAN-Spektroskopie)

Die RAMAN-Spektroskopie ist eine nichtzerstörende Meßmethode zur Kristallanalyse, welche zur Klassifizierung atomarer Bindungen im Kristall und damit zum Nachweis von implantationsinduzierten Störungen geeignet ist [Nak89]. Neben den kollektiven optischen und akustischen phononischen Schwingungsmoden des Kristalls können auch lokale Schwingungsmoden von Defektatomen nachgewiesen werden, im gestörten SiC etwa homoatomare C-C- oder Si-Si-Bindungen.

Bei der RAMAN-Spektroskopie werden von der Frequenz des anregenden monoenergetischen Laserlichts abweichende Verschiebungen der Quantenenergien im reflektierten Licht gemessen. Gemäß den Gesetzen der Quantenmechanik können solche Abweichungen nur ganzzahlige Vielfache von  $hf$  sein, mit  $f$  als Frequenz des jeweiligen Oszillators. Im Falle von 6H-SiC sind dies für die transversalen optischen (TO) Phononen  $789\text{ cm}^{-1}$  in 1. Ordnung. Der untersuchte Bereich erstreckte sich jeweils von 50 bis  $1.900\text{ cm}^{-1}$ .

Untersucht wurden Aluminium- und Bor-implantierte Proben mit Profilen entsprechend 4.1 (Konzentration  $5 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ ) im Bereich der Substrattemperatur bei Implantation von RT bis  $1.200^\circ\text{C}$ . Außerdem erfolgte eine Untersuchung des Kristallzustandes nach 10-minütiger Temperung bei  $1.500^\circ\text{C}$  im Vakuum [Per98]. Die RAMAN-Messungen wurden mit einem JOBIN-YVON-Spektrometer T64000, gekoppelt mit einem metallographischen Mikroskop der Fa. Olympus, unter Verwendung eines anregenden Argon-Laser-Strahls mit der Wellenlänge  $488\text{ nm}$  in Reflexion durchgeführt<sup>8</sup>, bei welcher der SiC-Kristall nur eine sehr geringe Absorption aufweist. Insofern ist die messungsrelevante Tiefe durch die Fokustoleranz des Mikroskops auf  $\approx 0,55$  bzw.  $\approx 1,6\text{ }\mu\text{m}$  je nach verwendetem Objektiv x100 bzw. x50 festgelegt. Die Leistungsdichte im Laserstrahl betrug zwischen  $0,65$  und  $0,8\text{ MW/cm}^2$ , wobei keine thermischen Effekte in den Spektren beobachtet wurden.

Abbildung 4.11 zeigt für ausgewählte Al-implantierte Proben die RAMAN-Meßspektren im weiten Frequenzbereich bis  $2.000\text{ cm}^{-1}$  für eine Signaltiefe von  $1.600\text{ nm}$ . Bei der RT-implantierten Probe fallen die breiten, zu amorphem SiC gehörenden Banden sowie das völlige Fehlen der kristallinen Moden auf. Während die Banden bei  $240$  und  $516\text{ cm}^{-1}$  lokale Si-Si-Bindungen repräsentieren, ist um  $1414\text{ cm}^{-1}$  eine C-C-Bande charakteristisch. Dies ist Ausdruck der erzeugten chemischen Unordnung innerhalb der implantierten Schicht.

In den Spektren der bei höheren Temperaturen implantierten Proben zeigen sich zunehmend die bekannten phononischen Moden in 1. Ordnung bei  $789$  (TO) bzw.  $967\text{ cm}^{-1}$  sowie 2. Ordnung bei jeweils doppelten Frequenzen. Auffällig sind 3 zusätzliche Moden um  $180\text{ cm}^{-1}$  (A),  $270\text{ cm}^{-1}$  (B) und  $540\text{ cm}^{-1}$  (C), die allerdings zwischen Implantationstemperaturen von  $800$  und  $1.050^\circ\text{C}$  vollständig verschwinden. Sie befinden sich im gleichen Frequenzbereich wie die amorphen Si-Si-Moden und sind nach Temperung bei  $1.500^\circ\text{C}$  im Vakuum auch bei denjenigen Proben verschwunden, wo sie nach Implantation auftraten. Somit besteht folgende Korrelation zu den RBS/C-Ergebnissen in 4.2.1: Der in Abb. 4.6 rechts dargestellte Dekanaliserungs-Faktor vollzieht von  $1.000$  auf  $1.050^\circ\text{C}$  Implantati-

<sup>8</sup>Ort: Universität Barcelona (Spanien), Departament d'Electronica

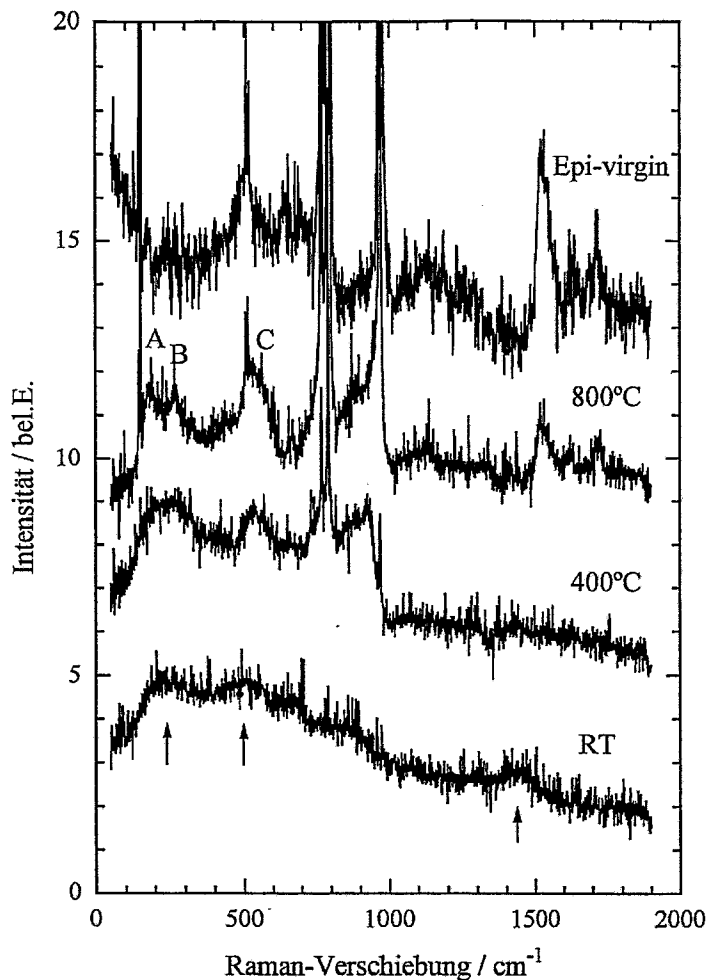


Abb. 4.11: RAMAN-Spektren ausgewählter Proben nach Al-Implantation bei verschiedenen Temperaturen (in Ordinatenrichtung verschoben)

onstemperatur einen Sprung, was eine Änderung der dominierenden Defektart bedeutet. Mittels XTEM in 4.6 wird gezeigt, daß dies ein Übergang von Punktdefekten bzw. kleinen Agglomeraten aus ihnen zu Versetzungsschleifen ist. Deshalb sollten die mit A, B und C bezeichneten RAMAN-Signale von Punktdefekten herrühren. Da das Frequenzverhältnis der Linien B und A einen Wert von  $270/180 = 1,5$  hat, und damit der Wurzel aus dem Massenverhältnis von Silizium und Kohlenstoff  $\sqrt{28/12} \approx 1,5$  entspricht, kommen ursächlich dafür Silizium- und Kohlenstoff-Atome auf dem gleichen Zwischengitterplatz im 6H-SiC in Frage. Dann besitzen beide Atomarten genähert die gleiche Umgebung und im Modell des harmonischen Oszillators die gleiche Kraftkonstante. Es ist zu beobachten, daß das Signal bei  $270 \text{ cm}^{-1}$  (Kohlenstoff-Zwischengitteratom) bereits bei  $800^\circ\text{C}$  schwächer wird, während dasjenige bei  $180 \text{ cm}^{-1}$  (Silizium-Zwischengitteratom) erst ab  $1.000^\circ\text{C}$  verschwindet<sup>9</sup>.

Qualitativ steht dies im Einklang mit theoretischen Aussagen wonach sich Kohlenstoff-Zwischengitteratome durch eine niedrigere Verlagerungsenergie von  $1,47 \text{ eV}$  gegenüber denen des Siliziums ( $6,04 \text{ eV}$ ) auszeichnen [Hua94].

<sup>9</sup>siehe auch [Wir98]

Die gemessenen RAMAN-Spektren zeigen eine starke Abhängigkeit der Intensität der phononischen Moden von der Implantationstemperatur. Der damit im Zusammenhang stehende Kristallschaden kann mit Hilfe der normierten Intensität  $I_n = (I_0 - I)/I_0$  quantifiziert werden, wobei  $I_0$  bzw.  $I$  die Intensitäten der Linien von unbehandelter Referenz- bzw. implantierter Probe sind. Daraus ist ersichtlich, daß sich  $I_n$  zwischen 0 für ungestörtes Material und 1 im Falle von amorphisiertem Material bewegt.

Abbildung 4.12 zeigt die relative Intensität der TO-Mode bei  $789 \text{ cm}^{-1}$  als Funktion der Implantationstemperatur. Der bei RT implantierten Probe wird der Wert 1 zugeordnet, da sie keinerlei kristalline Signale aufweist; vielmehr sind in Abb. 4.11 breite Bänder niedriger Intensität zu sehen, die zu amorphem SiC gehören. Von 200 bis  $1.050^\circ\text{C}$  nimmt die Kristallschädigung bis auf knapp 40 % ab. Wie der Ausschnitt in Abb. 4.12 verdeutlicht, gibt es im oberen Temperaturbereich markante Abweichungen zwischen den Werten, welche aus Messungen mit großer bzw. geringer Signaltiefe resultieren: Während für die  $1,6 \mu\text{m}$  dicke Schicht der Schaden zwischen  $1.000$  und  $1.200^\circ\text{C}$  um 40 % streut, sinkt er bei Beschränkung auf die implantierte Schicht ( $0,55 \mu\text{m}$ ) bis unter 10 % bei  $1.200^\circ\text{C}$ . Dies korreliert einerseits mit den Positronen-Ergebnissen aus 4.3, welche verstärkte Agglomeration von Vakanzen *unterhalb* der implantierten Schicht bei  $1.000^\circ\text{C}$  nachweisen, andererseits mit elektrischen Untersuchungen im nächsten Kapitel, wo lediglich die bei  $1.200^\circ\text{C}$  implantierte Probe ohne nachfolgende Temperung p-Leitung und somit ein reduziertes Maß an kompensierenden Defekten zeigte.

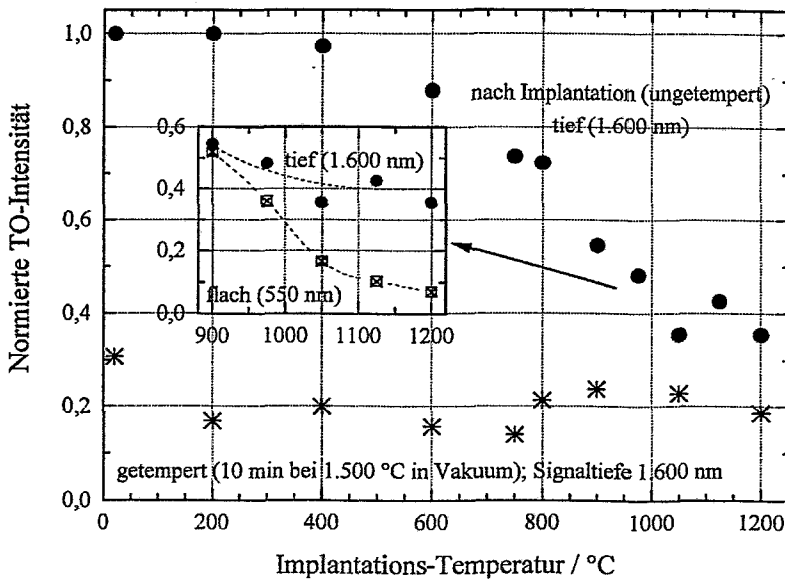


Abb. 4.12: Normierte Intensität  $I_n$  der TO-Linie bei  $789 \text{ nm}$  als Funktion der Implantationstemperatur im implantierten und ausgeheilten Zustand

Im Gegensatz zur eben geschilderten starken Intensitäts-Variation nach Implantation zeigen die nachfolgend bei  $1.500^\circ\text{C}$  getemperten Proben nur Streuung innerhalb des Fehlerbereiches um ein Schadensniveau von 20 %. Lediglich die bei Raumtemperatur implantierte Probe weist einen deutlich höheren Restschaden von 30 % auf. Hier verhindert die Amorphisierung eine defektarme Rekristallisation, was im Einklang mit anderen Analysemethoden steht.

## 4.5 Tiefenprofil der Dotanden (SIMS)

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse zur Tiefenprofil-Analyse von Aluminium-, Bor- und Stickstoff-implantierten Schichten zu den auf empirischen Daten basierenden Rechnungen nach 4.1 in Beziehung gesetzt sowie Untersuchungen zur thermischen Stabilität der Dotandenprofile für unterschiedliche Temperbehandlungen diskutiert.

Als Analyseverfahren diente dabei die Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS), bei der die mit Hilfe eines Strahles von Zerstäubungs-Ionen (z.B. Sauerstoff, Cäsium) aus der zu untersuchenden Oberfläche herausgeschlagenen Sekundärionen über einen Analysiermagneten oder elektrostatisch entsprechend ihrem Ladungs-zu-Masse-Verhältnis dem jeweiligen chemischen Element zugeordnet werden.

### 4.5.1 Zustand nach Implantation

Vergleicht man die gemessenen Tiefenprofile der verschiedenen Dotanden mit den Rechnungen in 4.1, so ist nur teilweise eine gute Übereinstimmung festzustellen. Am besten ist sie im Falle von Stickstoff, wo sowohl die Tiefenlagen der 5 Konzentrationsmaxima als auch die Grenzen der Konzentrationsschwankung innerhalb des Profils nur unwesentliche Abweichungen erkennen lassen, wie aus den Abb. 4.3 und 4.13 (10-fache Dosis) zu entnehmen ist.

Neben der zu hohen oberflächennahen Konzentration, welche auf einen Fehler in der Dosis der Teilimplantation mit niedrigster Energie zurückzuführen ist, sind im Falle von Aluminium (Abb. 4.1, 4.13) die Konzentrationsschwankungen im tieferen Teil des Profils größer als nach Rechnung erwartet, was auf geringere tatsächliche Reichweitestreuungen der Einzelprofile hindeutet.

Vergleicht man im Falle von Bor das Tiefenprofil in Abb. 4.14 nach Implantation mit der Berechnung in Abb. 4.2, so erweisen sich die gemessenen Konzentrationsschwankungen als deutlich größer, während die Tiefenlagen der 4 Maxima gut übereinstimmen. Ursache dafür ist die tatsächlich geringere Reichweitestreuung, welche z.B. für die Teilimplantation mit höchster Energie von 310 keV nur etwa 70 nm statt der nach [Ahm95] erwarteten empirischen 100 nm gemäß Abb. 2.10 beträgt. Somit stimmen die erhaltenen Reichweitestreuungen besser mit den Werten der PRAL-TRIM96-Rechnungen (vgl. Abb. 2.10) überein. Dies ist allerdings unlogisch, da zum einen die Implantationen auch in den der Simulation zugrundeliegenden Experimenten in [Ahm95] jeweils in einkristallines 6H-SiC erfolgten, zum anderen jedoch die TRIM-Rechnung eine amorphe Struktur zugrundelegt. Geringfügige Unterschiede in den Einschufwinkeln (jeweils 'random') scheiden als Ursache aus.

### 4.5.2 Zustand nach Temperung

Die thermische Stabilität der durch Ionenimplantation erzeugten Tiefenprofile von Dotanden ist für die Anwendung von besonderer Bedeutung. So können bestimmte gewünschte elektrische Parameter und Dicken dotierter Schichten nur dann gezielt realisiert werden,

wenn es während der Kristallausheilung zu keiner wesentlichen Diffusion der Dotieratome kommt. Damit im Zusammenhang stehen auch die Eigenschaften der p-n-Übergänge, welche entscheidend vom Gradienten der Dotandenkonzentration abhängen.

Die Untersuchungen ergaben, daß bei Aluminium und Stickstoff als Dotanden die Tiefenprofile nach Temperung bis zu 1.750 °C (Al) bzw. 1.650 °C (N) keinerlei signifikante Veränderungen gegenüber denjenigen nach Implantation aufweisen. In Abb. 4.13 werden die Tiefenprofile der Proben mit  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  Aluminium bzw.  $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  Stickstoff jeweils nach Implantation bei 400 °C und 10-minütiger Temperung bei 1.650 °C unter Argon gezeigt. Dabei wurde jeweils bei den getemperten Proben ein Oberflächen-Abtrag von 20 nm berücksichtigt.

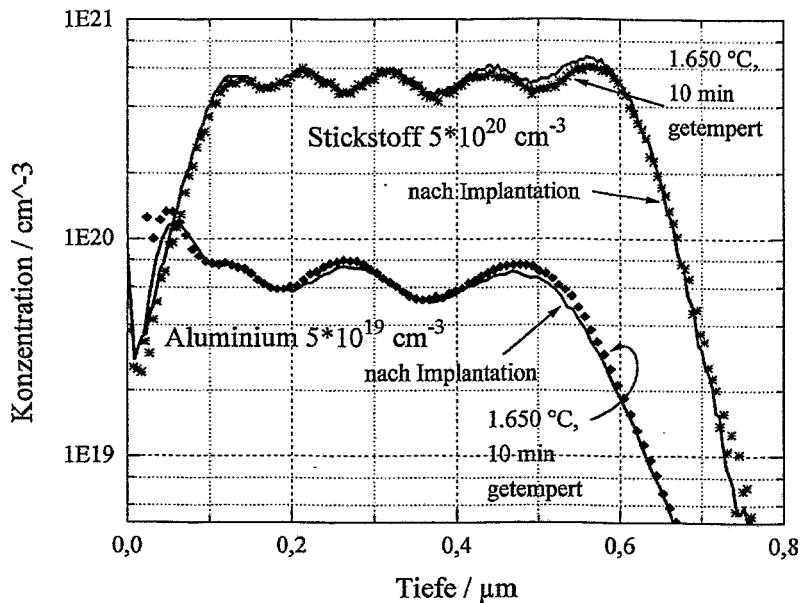


Abb. 4.13: SIMS-Profile von Aluminium und Stickstoff in 6H-SiC nach Implantation gemäß 4.1 sowie Temperung

In den Bor-implantierten Schichten nach Temperung sind die auftretenden Phänomene infolge der Transportprozesse besonders vielschichtig. Abbildung 4.14 faßt die SIMS-Tiefenprofile für Schichten der Ausgangskonzentration von  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  nach 10-minütiger Temperung bei 1.550, 1.650 sowie 1.750 °C in Argon zusammen, wobei die Tiefenskalen jeweils entsprechend der Lage der Konzentrations-Maxima um temperaturspezifische Oberflächen-Abträge korrigiert und auf den Zustand nach Implantation normiert wurden. In den getemperten Proben entfalten sich mit zunehmender Ausheiltemperatur die beiden Prozesse der *Ausdiffusion* und *OSTWALD-Reifung*. Zum einen sinkt die Bor-Konzentration in Oberflächennähe ab, wobei mit steigender Temperatur zunehmend tieferliegende Bereiche erfaßt werden. Wie die Materialbilanz des Bor zeigt, ist dies auf Ausdiffusion an der Oberfläche zurückzuführen. So beginnt bei 1.550 °C das oberflächennächste der 4 Bor-Maxima zu verschwinden, was nach Temperung bei 1.650 °C vollständig geschehen ist. Im Falle von 1.750 °C ist zusätzlich der 2. Konzentrationsbuckel verschwunden und der 3. und 4. sind bereits reduziert. Zum anderen tritt die OSTWALD-Reifung als gegenläufiger Prozeß auf: An den Stellen der Bor-Konzentrationsmaxima ist ein mit zunehmender Temperatur verstärkter Trend zur "Bergaufdiffusion", d.h. der weiteren Konzentrationserhöhung an

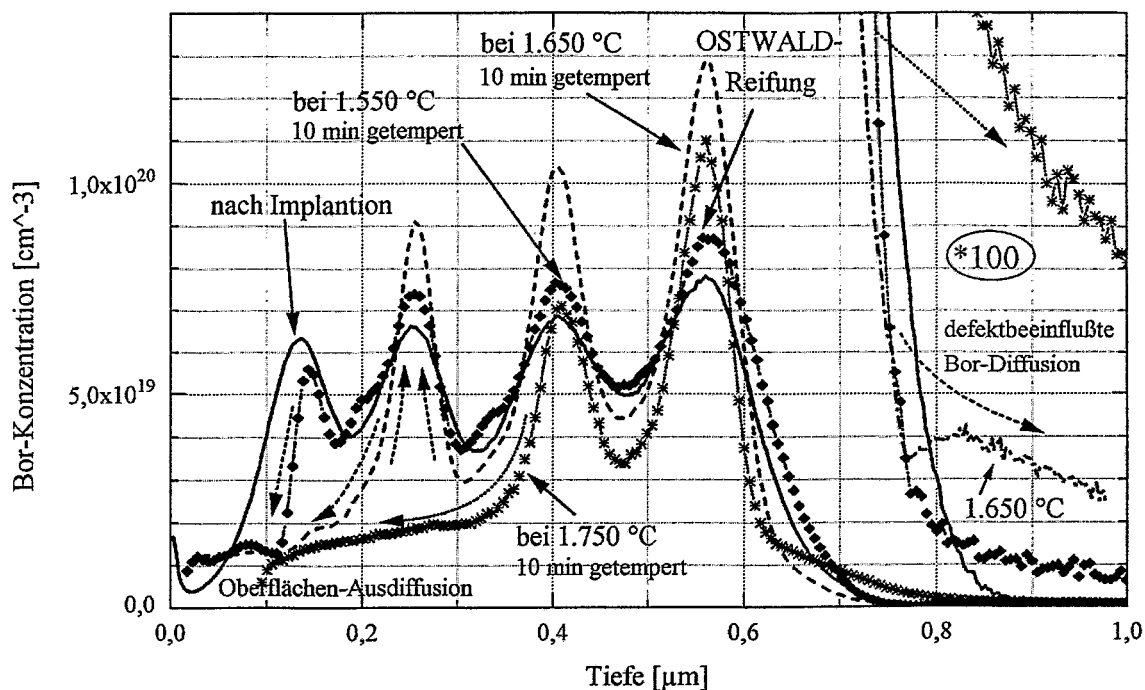


Abb. 4.14: SIMS-Profile von Bor in 6H-SiC nach Implantation und Temperungen

diesen Stellen, zu beobachten. Da die Löslichkeit von Bor in SiC bei Temperaturen um  $1.500\text{ °C}$  bei etwa  $1,5 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$  [Lan96] liegt, ist dieser Effekt mit der OSTWALD-Reifung von Bor-Ausscheidungen zu erklären, was anhand von XTEM-Aufnahmen weiter unten nachgewiesen wird. Wie die Theorie der OSTWALD-Reifung aussagt, bilden sich an den Stellen der höchsten Konzentration die größten Ausscheidungen, welche auf Kosten kleinerer Ausscheidungen in ihrer Umgebung wachsen. Ursache dafür ist die mit der Krümmung einer Ausscheidung positiv korrelierte Löslichkeit an deren Oberfläche, was zu einer bevorzugten Diffusion hin zu größeren Ausscheidungen geringerer Grenzflächen-Krümmung führt. Dieser komplexe Prozeß genügt einem System von Differentialgleichungen und wird für implantierte Schichten erstmals von [Rei96] anhand von Siliziumdioxid in Silizium näher beschrieben.

Die bei  $1.750\text{ °C}$  getemperte Probe verdeutlicht, daß mit steigender Temperatur die Ausdiffusion an der "Senke" Oberfläche schließlich die Oberhand gewinnt und sämtliche gebildete Ausscheidungen auflöst, was man daran erkennen kann, daß im 4. Maximum die Konzentration bereits im Sinken begriffen ist. Steigende Temperzeiten bei konstanter Temperatur sollten gleiche Tendenzen in der Veränderung des Dotandenprofils bewirken. Der Endzustand nach unendlich langer Temperung bestünde in der Ausbildung einer homogenen Konzentration auf dem Niveau der jeweiligen temperaturabhängigen Löslichkeit. Desweiteren ist zum Grundmaterial hin eine Bor-Diffusion in die Tiefe zu beobachten, welche z.B. aufgrund des "Knicks" im Profil der bei  $1.650\text{ °C}$  getemperten Probe bei  $0,75\ \mu\text{m}$  in Abb. 4.14 nicht auf "normale", sondern auf defektbeeinflusste Diffusion zurückgeführt



werden muß. Im rechten Teil von Abb. 4.14 sind die sich bildenden Ausläufer in 100-facher Überhöhung dargestellt. Besonderen Einfluß sollten dabei die in dieser Tiefe gemäß PAS (Abschnitt 4.3) vorhandenen Leerstellenagglomerate ausüben, welche offenbar mit Bor aufgefüllt werden. Nach Temperung bei 1.750 °C ist dieser Bereich mit wesentlich mehr Bor "überschwemmt", was auf zusätzliche "normale" thermische Diffusion hinweist.

Im nächsten Abschnitt werden anhand von XTEM-Aufnahmen die bisher gezogenen Schlüsse erhärtet.

## 4.6 Untersuchung des Kristallzustandes mit XTEM

In Abschnitt 3.3 des vorherigen Kapitels wurde das Verfahren der Querschnitts-Transmissions-Elektronenmikroskopie (XTEM) umrissen.

Im folgenden wird es auf Bor- und Aluminium-implantiertes epitaktisches 6H-SiC angewandt.

### 4.6.1 Bor-implantierte Schichten

In Abbildung 4.15 sind XTEM-Aufnahmen von bei 1.750 °C getemperten Bor-implantierten Schichten der beiden Ausgangskonzentrationen  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (oben, mit SIMS gemessen) sowie  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  (unten) zusammengestellt.

Bei der niedriger dotierten Probe treten in den Tiefenlagen der beiden Bor-Konzentrationsmaxima von 320 und 480 nm (SIMS, Abtrags-Normierung auf getemperte Probe) jeweils bevorzugt in den {111}- und {100}-Ebenen angeordnete Objekte mit dunklem Kontrast gehäuft auf, denen in der hochauflösenden Aufnahme Verspannungen und Versetzungen im Gitter zuzuordnen sind. Folglich muß das ausgeschiedene Bor daran maßgeblich beteiligt sein.

Wesentlich vielfältiger ist das Bild im Falle der hochdotierten Probe im unteren Teil von Abb. 4.15. Nach Temperung sind in der gesamten implantierten Schicht ca. 30 nm große Bor-Aggregate nachzuweisen. Entscheidender Hinweis zu deren Identifizierung ist die große Gitterkonstante von 0,43 nm, wofür nur hexagonales Bor in Frage kommt. Bemerkenswert ist die strenge Orientierung des Clusters am Gitter des umgebenden 6H-SiC. Außerdem treten ca. 40 nm große verspannte Bereiche mit markanten Interferenzen (MOIRE-Muster) auf. Typisch für diese Probe sind weiterhin die schmalen dunklen Streifen, deren Dicke nach hochauflösendem XTEM ca. 1 Stapelfolge des 6H-SiC (1,5 nm) ausmacht. Möglicherweise handelt es sich dabei um eine Ausscheidung unter Beteiligung von Bor, wobei der Spannungskontrast (dunkel) den Elementkontrast (hell für Bor) übersteigt.

### 4.6.2 Aluminium-implantierte Schichten

In Abschnitt 4.2.1 wurde mittels RBS/C die Bedeutung der Substrat-Temperatur beim Implantieren nachgewiesen. An ausgewählten Proben des gleichen bis in 600 nm Tiefe

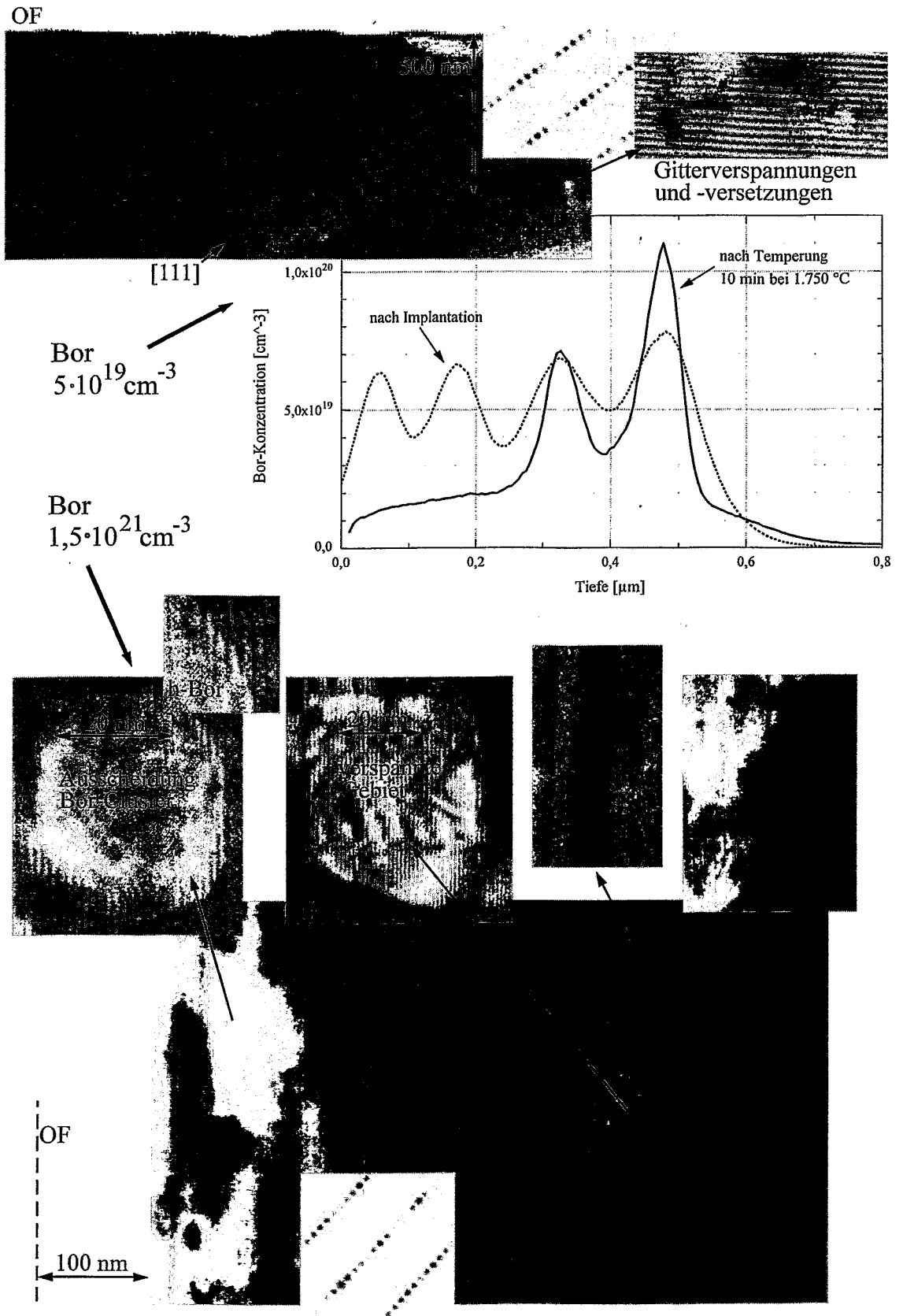


Abb. 4.15: Bor-implantierte 6H-SiC-Schichten nach Temperung bei 1.750 °C (s. Text)

reichenden Aluminium-Profil ( $c_{Al} = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) mit Implantations-Temperaturen von RT, 400 °C, 800 °C sowie 1.050 °C erfolgte eine Untersuchung des Kristallzustandes mittels hochauflösender Querschnitts-Elektronenmikroskopie (XTEM) sowohl nach Implantation als auch darauffolgender Temperung über 10 min bei 1.500 °C in Vakuum.

### Zustand nach Implantation

Auch XTEM verdeutlicht eine besonders schwere Kristallschädigung nach Implantation bei RT. Diese zeigte sich bei RBS/C im Erreichen des 'random'-Niveaus sowie bei RAMAN-Spektroskopie im vollständigen Verschwinden der Kristall-Moden. XTEM liefert zusätzliche Informationen über die Tiefenabhängigkeit des Kristallschadens, wie in Abb. 4.16 gezeigt.

Die Übersichtsaufnahme in  $[1\bar{1}20]$ -Richtung gibt eine dunkle Schicht in 500 bis 700 nm Tiefe wieder. Nähere Aufschlüsse zu den diesen Kontrast hervorrufenden Spannungen im SiC-Kristall geben die hochauflösenden Aufnahmen in ausgewählten Tiefenlagen: An der Oberfläche befindet sich eine ca. 40 nm dicke, stark gestörte kristalline Schicht, an die sich bis zur Mitte des dunklen Streifens Material ohne regelmäßige Struktur anschließt. Wie die zugehörigen Beugungsbilder zeigen, ist diese ca. 500 nm dicke Schicht jedoch nicht völlig amorph, sondern weist Reste kristalliner Reflexe neben dem dominierenden diffusen Ring amorphen Materials auf. Bemerkenswert ist, daß der Übergang vom fast amorphen zum gestört-kristallinen Bereich genau in der Mitte des dunklen Streifens liegt. Da SiC auf Zunahme der Kristallschädigung mit einer Abnahme der Dichte reagiert [Hee97], muß dies an der Grenzschicht zu hohen mechanischen Spannungen führen. Die Beugungsbilder aus der mittleren Zone des dunklen Streifens (130 nm Blendendurchmesser) und dem darunterliegenden Grundmaterial zeigen folgerichtig eine Zunahme der Kristallinität in die Tiefe hin an. An der Stelle des Übergangs vom Material mit zerstörter Fernordnung zum gestörten Kristall läßt sich mit Hilfe einer entsprechenden TRIM96-Rechnung zur nuklearen Energiedeposition die kritische Energiedichte in dieser Tiefe ablesen, sie beträgt ca.  $3 \cdot 10^{20} \text{ keV cm}^{-3}$ . Dies sind 15 % der kritischen Energiedichte zur völligen Amorphisierung von 6H-SiC von  $2 \cdot 10^{21} \text{ keV cm}^{-3}$  [Hee97]. Nach dem berechneten Profil der Energiedeposition wäre direkt an der Oberfläche anstelle einer ca. 30 nm starken, lediglich gestört kristallinen Schicht eine solche mit zerstörter Fernordnung zu erwarten gewesen<sup>10</sup>. Bei 400 °C und allen höheren Implantations-Temperaturen hingegen kommt es lediglich zu einer Störung der kristallinen Ordnung im gesamten Bereich der implantierten Schicht, was sichtbare Kontraste hervorruft. Diese bestehen im Falle von Implantation bei 400 °C (Abb. 4.17 a) aus relativ homogenen Bereichen und können mit dem Vorhandensein isolierter Punktdefekte (Zwischengitteratome, Vakanzen) oder kleinerer Komplexe aus ihnen erklärt werden. Die bei 800 °C implantierte Probe (ohne Abb.) zeigt ein ähnliches Bild. Eine gänzlich andere Struktur weist die bei 1.050 °C implantierte Probe (Abb. 4.17 b) auf: keine "diffuse" Schädigung, sondern elliptisch geformte Objekte mit einer Ausdehnung von 10 bis 15 nm in kristalliner Umgebung treten auf. Hinweise auf ein Umschlagen der

<sup>10</sup>mögliche Ursache: Überschätzung der nuklearen Energiedeposition in Oberflächennähe durch TRIM96

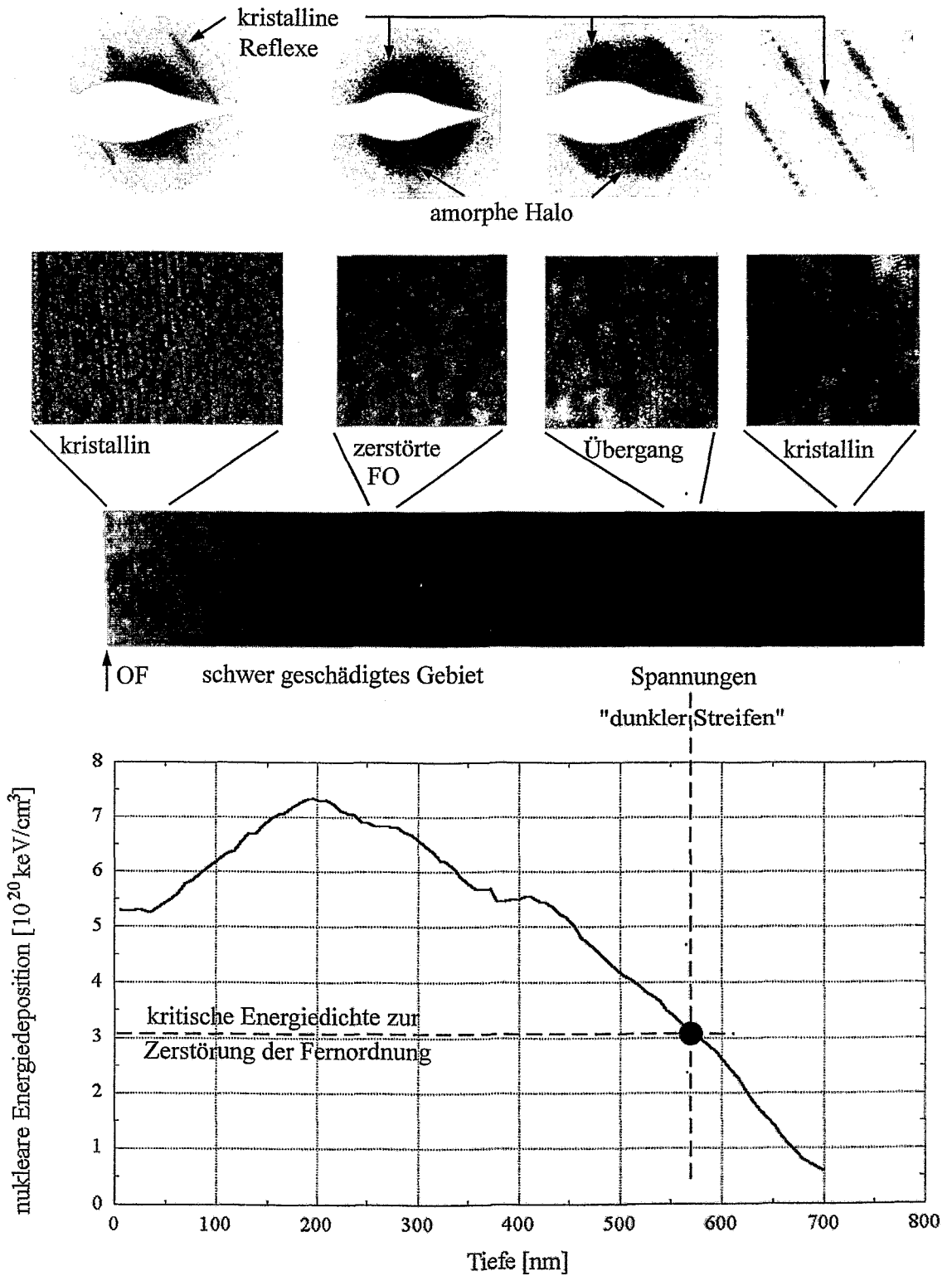


Abb. 4.16: XTEM-Aufnahmen von 6H-SiC-Schichten nach Al-Implantation bei RT sowie TRIM96-Rechnung zur nuklearen Energiedeposition

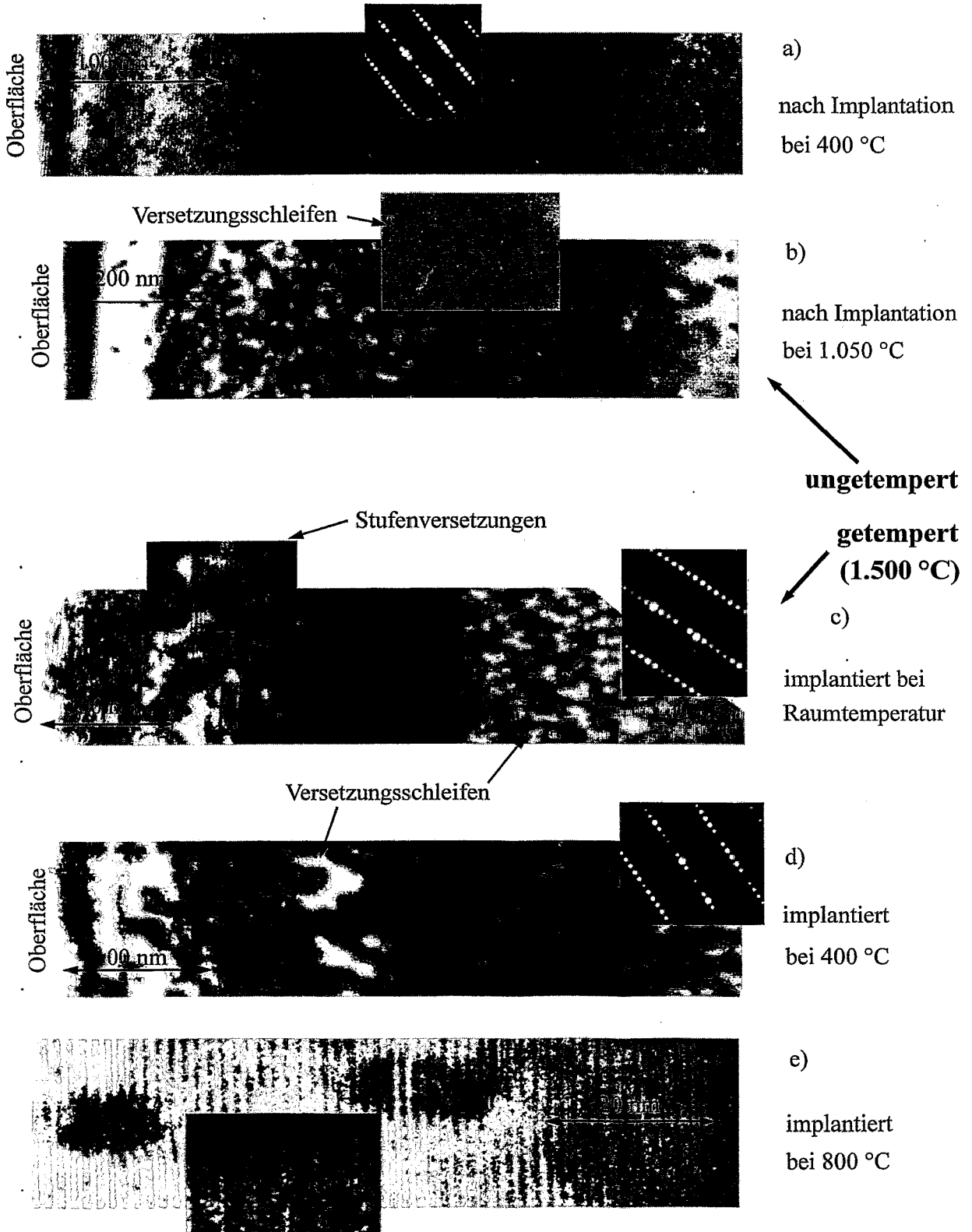


Abb. 4.17: XTEM-Aufnahmen Al-implantierter und getemperter 6H-SiC-Schichten

Defektart bei dieser Temperatur gaben bereits die RBS/C- und RAMAN-Untersuchungen. Der Ausschnitt in Abb. 4.17 b) gibt die Ansicht in geringfügiger Auslenkung aus der  $[12\bar{3}1]$ -Richtung wieder und läßt besonders klar einen Kontrast nur am Rande der Defekte erkennen, sodaß der Eindruck von Ringen entsteht. Mikrostrukturell läßt sich dieses Phänomen aufgrund der Natur von Kontrasten bei TEM als Spannungsregionen im Kristall nur mit scheibenförmigen Defekten (Versetzungsschleifen) erklären. Wie aus der Untersuchung der bei 800 °C implantierten Probe hervorgeht, die in  $[11\bar{2}0]$ -Richtung präpariert wurde und die gleichen Defekte besitzt, liegen diese Versetzungsschleifen bevorzugt zwischen den Stapelebenen  $[0001]$  des hexagonalen SiC-Kristalls. Sie dürften sich aufgrund von temperaturgesteigerter Mobilität aus Zwischengitteratomen ('recoils') gebildet haben, welche im Ergebnis von Stoßkaskaden implantierter Ionen entstanden. [Pes98] zeigten für Bor-Implantation mit hochauflösendem XTEM, daß es sich tatsächlich um Versetzungsschleifen vom Zwischengitter-Typ handelt.

Damit kann eine gute Übereinstimmung mit den Resultaten aus RBS/C konstatiert werden: der Umschlag in der Art verbleibender Defekte erfolgt bei einer Implantations-Temperatur um 1.000 °C.

#### Zustand nach Temperung

Nach 10-minütiger Temperung im Vakuum bei 1.500 °C (Abb. 4.17 c) läßt die RT-implantierte Probe Schichten sehr unterschiedlicher Struktur erkennen: An die Oberfläche schließt sich eine ca. 150 nm starke Schicht mit Stufenversetzungen an, wie es im vergrößerten Ausschnitt aus etwa 50 nm Tiefe zu erkennen ist. Es folgt eine ca. 100 nm dicke verspannte Schicht, die in Abb. 4.17 c) sehr dunkel wiedergegeben wird. Daran schließt sich eine kristalline Schicht mit Spannungen an, welche wie im Falle der bei hoher Temperatur implantierten Proben auf Versetzungsschleifen hinweisen, deren Dichte mit zunehmender Tiefe zurückgeht.

Die bei höheren Temperaturen implantierten und danach getemperten Proben (Abb. 4.17 d,e) weisen im gesamten Bereich der implantierten Schicht derartige Versetzungsschleifen auf.

## 4.7 Bindungsverhältnisse von Akzeptoren (XPS)

Mit Hilfe der Röntgenstrahlinduzierten Photoelektronenspektroskopie (XPS) lassen sich Informationen über die chemische Umgebung der Atome eines Elements innerhalb des Festkörpers gewinnen. In Abhängigkeit von den Bindungspartnern verschieben sich die Energieniveaus der Kernelektronen gegenüber dem isolierten Atom in charakteristischer, von der Oxidationszahl des betreffenden Atoms sowie der Elektronegativität (Elektronenaffinität) des Bindungspartners abhängiger Weise [Bri90]. Modellvorstellung dabei ist ein einfaches COULOMBSches Ladungspotential, welches auf die Polarität der chemischen Bindung zurückgeführt und von der Peripherie der Elektronenhülle ausgehend angenommen wird. Dieses überlagert das Kernfeld und bewirkt Energieverschiebungen, die demzufol-

ge z.B. für alle am Kern lokalisierten s-Elektronen eines Atoms gleich groß sein sollten. Derartige Energieverschiebungen treten zutage, wenn man wie bei XPS die Probe mit monoenergetischen Röntgenquanten bestrahlt und die emittierten Photoelektronen energetisch analysiert. So werden z.B. bei Aluminium üblicherweise die 2p-Elektronen und bei Bor die 1s-Elektronen herangezogen. Generell gilt, daß die bindungsabhängigen Energieverschiebungen mit zunehmender Ordnungszahl des untersuchten Elements abnehmen, da der mittlere Abstand der Kernelektronen von der peripheren "mittleren Ladung" zunimmt. So betragen z.B. die Energieverschiebungen im jeweiligen Oxid für Bor-1s ca. 6 eV [Kaz86], für Aluminium-2p aber nur etwa 2 eV [Phi95], wobei diese Werte zwischen einzelnen Veröffentlichungen [Phi95] schwanken.

Ist die zu untersuchende Probe elektrisch schlecht leitend, so kann es während der XPS-Messung zu elektrostatischen Aufladungen kommen, welche störende Energieverschiebungen der detektierten Photoelektronen bewirken. Auch deshalb wird als Energiereferenz oftmals erfolgreich die Argon-2p-Linie herangezogen [Bri90, Osw97], welche aufgrund der chemischen Inertheit dieses Edelgases kaum von der Umgebung beeinflusst wird. Argon als Zerstäubungsgas ist mit einem geringen Anteil von < 3 % stets in der Probe enthalten. Zusätzliche Probleme können bei XPS an Halbleitern infolge Banddeformationen durch Oberflächenzustände auftreten [Bri90].

Außerdem muß berücksichtigt werden, daß infolge des Beschusses der Oberfläche mit Argon-Ionen der Energie 3 keV je nach Konsistenz des Festkörpers Bindungen aufgebrochen werden können und somit ein modifizierter Kristallzustand untersucht wird. Da es im Falle von SiC während der Messung zu keinen Änderungen in den Kohlenstoff- und Silizium-Signalen kam, erwies sich somit die chemische Nahordnung als ausreichend stabil, sodaß dieser destruktive Effekt hier keine Rolle spielt.

Untersucht wurden die Bindungsverhältnisse der Akzeptoren Aluminium und Bor in 6H-SiC sowohl nach Implantation als auch darauffolgender Temperung. Dabei stand die Frage im Mittelpunkt, welche Gitterplätze die Akzeptoren bevorzugt einnehmen und inwieweit dies bereits nach der Implantation geschehen ist.

Zum Einsatz kam eine Anlage vom Typ PHI 5600 CI mit Al- $K_{\alpha}$ -Anregung (350 W), Monochromator, 29 eV Passenergie, 800  $\mu\text{m}$  Analysenort unter Zerstäubungsbedingungen [Osw98].

#### 4.7.1 Bor in 6H-SiC

Zur XPS-Analyse wurden zwei bei 400 °C mit Bor implantierte Proben der Konzentration  $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  in 6H-SiC sowie Silizium als Referenz herangezogen.

In Abb. 4.18 links ist eine deutliche Energieverschiebung des Bor-1s-Signals in 6H-SiC zu höheren Energien im Vergleich zur symmetrischen Linie der Silizium-Referenzprobe bei 187,2 eV festzustellen.

Desweiteren kommt es zu einer deutlichen Signalverbreiterung, welche mit einer merklichen Asymmetrie der Flanken einhergeht. Die Entfaltung in 2 Komponenten (Abb. 4.18 rechts) weist einen geringen Anteil von  $\approx 20\%$  B-Si-Bindungen bei 187,6 eV sowie den

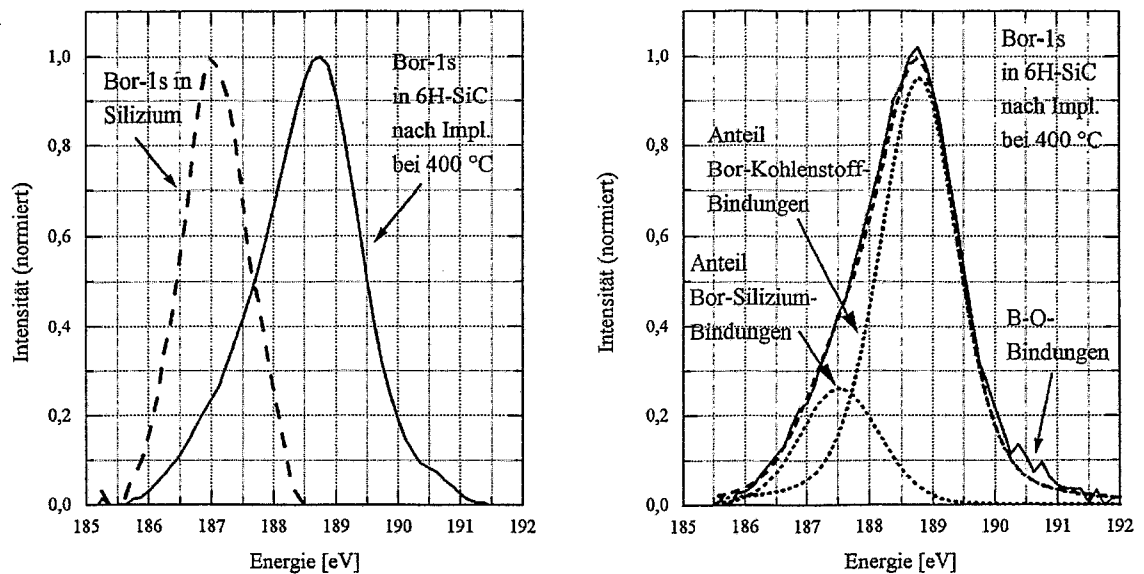


Abb. 4.18: Bor-1s-Signale nach XPS an Bor-implantiertem 6H-SiC und Silizium sowie Signalentfaltung für 6H-SiC

Hauptanteil an B-C-Bindungen bei 188,8 eV aus [Kaz86]. Dieser energetische Unterschied von 0,4 eV zu den B-Si-Bindungen in Silizium kann auf die reduzierte Bindungslänge im dichter gepackten SiC-Kristall sowie die andersartigen übernächsten Nachbarn zurückgeführt werden.

Somit wird gezeigt, daß sich Bor bereits nach der Implantation überwiegend auf den für eine elektrische Aktivierung als flacher Akzeptor notwendigen Plätzen im Silizium-Untergitter des 6H-SiC befindet. Bemerkenswert dabei ist, daß sämtliches Bor trotz einer um mehr als 2 Größenordnungen über der Löslichkeit liegenden Konzentration isoliert und somit gelöst auf Gitterplätzen sitzt, womit ein 'eingefrorener' Nicht-Gleichgewichtszustand angezeigt wird.

Die Bor-1s-Signale nach Implantation bei 400 °C sowie nachfolgender Temperung bei 1.400 °C in Vakuum unterscheiden sich nicht. Folglich bleibt weiterhin eine Präferenz des Bor zu Bindungen mit Kohlenstoff erhalten und auch an der 'eingefrorenen Überlöslichkeit' hat sich nichts geändert. Wie aus HALL-Messungen hervorgeht, verbleibt Bor jedoch nach Temperung bei über 1.500 °C nur in geringer Konzentration auf den elektrisch aktiven Si-Plätzen, wobei die SIMS- und XTEM-Untersuchungen zeigen, daß überlösliches Bor in Ausscheidungen geht. Dann ist auch zu erwarten, daß das Bor-1s-Signal in XPS sich deutlich verändert mit einer starken B-B-Bindungs-Komponente präsentiert.

Es läßt sich schlußfolgern, daß elektrische Aktivierung implantierter Bor-Akzeptoren in SiC durch Temperung nicht die Einnahme der geeigneten Gitterplätze, sondern im wesentlichen die Ausheilung von kompensierenden Defektzuständen und Wiederherstellung der kristallinen Ordnung bedeutet.



### 4.7.2 Aluminium in 6H-SiC

Für die XPS-Analyse wurden Proben der höchsten Al-Konzentration von  $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  des Implantationsprofils nach 4.1 verwendet, was einem Al-Anteil von 5 % entspricht, welcher eine ausreichende Meßstatistik und damit sichere Auswertbarkeit der Signallagen gewährleistet. Dies ist bei den erwarteten geringeren Energieverschiebungen bei Aluminium im Vergleich zu Bor von Bedeutung. Als Referenz für "reine" Aluminium-Silizium-Bindungen wurde eine Silizium-Probe mit gleicher Al-Konzentration verwendet.

Die XPS-Ergebnisse für Al-2p-Photoelektronen sind in Abb. 4.19 wiedergegeben für die unter gleichen Bedingungen bei  $400^\circ\text{C}$  implantierten Silizium- und 6H-SiC-Proben sowie für letztere auch nach 10-minütiger Temperung bei  $1.700^\circ\text{C}$  in Argon.

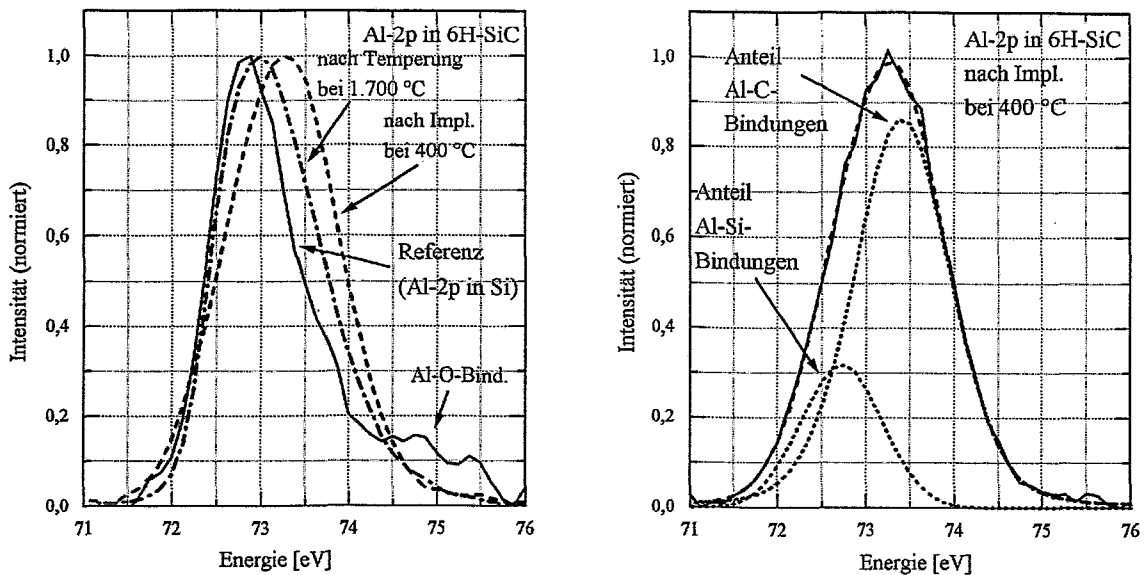


Abb. 4.19: Al-2p-Signale an Aluminium-implantiertem 6H-SiC und Silizium sowie Signalentfaltung für 6H-SiC

Bei der Al-implantierten Silizium-Probe liegt das Al-2p-Signal der Al-Si-Bindungen bei  $72,9 \text{ eV}$  und hat eine Halbwertsbreite von  $1 \text{ eV}$ . Die kleine Schulter bei  $75 \text{ eV}$  gehört zu Bindungen mit Rest-Sauerstoff.

Bei Aluminium in 6H-SiC nach Implantation bei  $400^\circ\text{C}$  kommt es sowohl zu einer Verschiebung des Al-2p-Signals zu höheren Energien um ca.  $0,5 \text{ eV}$  als auch zu einer deutlichen Signalverbreiterung auf  $1,5 \text{ eV}$ . Nimmt man als einfachsten Fall eine Entfaltung in 2 Komponenten vor, wie in Abb. 4.19 rechts gezeigt, so ergibt sich für die Al-Si-Bindungen ein 30%iger Anteil bei  $72,8 \text{ eV}$  (Al auf C-Plätzen). Die dominierende Komponente bei  $73,4 \text{ eV}$  hat 70% Anteil und ist aufgrund ihrer energetischen Lage auf Al-C-Bindungen zurückzuführen. Daraus ist zu entnehmen, daß Aluminium im SiC nach Implantation vorwiegend Silizium-Plätze einnimmt und somit die entscheidende Voraussetzung für ein flaches Akzeptorniveau vorliegt. Da die Beträge der beobachteten energetischen Verschiebungen jedoch klein gegenüber der Signalbreite sind, ist die quantitative Interpretation

hier unsicher und somit lediglich die Bevorzugung der stabileren Al-C-Bindungen festzustellen.

Nach Temperung bei 1.700 °C kommt es zu einer energetischen Verschiebung der C-1s- und Si-2p-Signale relativ zum Ar-2p-Signal um 0,25 eV. Dieser Betrag ist so groß, daß zu seiner Erklärung oberflächennahe Banddeformationen als mögliche Ursache in Betracht gezogen werden müssen. Damit kann hier keine eindeutige Energiereferenz hergestellt werden. In Abb. 4.19 links erfolgte die Darstellung für die getemperte Probe unter der Annahme einer unveränderten Lage des Ar-2p-Signals. Da die Unsicherheit nur etwas kleiner als die beobachteten Energieverschiebungen des Al-2p-Signals insgesamt sind, können keine Schlüsse auf die Bindungsverhältnisse nach Temperung gezogen werden. Die elektrischen Untersuchungen im folgenden Kapitel liefern allerdings eine untere Grenze für den Anteil elektrisch aktiven Aluminiums auf Si-Plätzen von 10 %.

## 4.8 Prozeßbedingte Oberflächenveränderungen

Nach Implantation von geeigneten Dotanden ist für die Erzeugung des entsprechenden Leitungstyps in der implantierten Schicht eine Reorganisation des geschädigten Kristalls mittels Temperbehandlung erforderlich. Dabei zeigt sich, daß SiC in Abhängigkeit von Temperatur und umgebendem Medium in unterschiedlicher Weise Veränderungen an der Oberfläche erfährt. Dazu gehören Abtrag, Aufrauung sowie Rillenbildung.

Zur Ermittlung der Oberflächen-Rauhigkeit wurde die Atomkraftmikroskopie (AFM) eingesetzt. Dabei wird das zu untersuchende Gebiet einer Festkörper-Oberfläche mit einer feinen Spitze abgerastert und über die deformationsabhängige Spannung an einem piezoelektrischen Kristall als Meßgröße sind Unebenheiten bis unter 1 nm nachweisbar. Bestandteile der folgenden AFM-Abbildungen sind jeweils eine 2-dimensionale "Aufsicht" (links oben; Kantenlängen des Ausschnittes angegeben), eine 3-D-Perspektive (rechts oben) sowie ein Profil-Schnitt (unten, Höhenamplitude links angegeben).

Zur Bestimmung von eventuellen Oberflächen-Abträgen wird auf SIMS (vgl. 4.5) zurückgegriffen.

### Zustand vor und nach Implantation

Epitaktische Schichten, wie sie vorwiegend für die Untersuchungen verwendet wurden, weisen eine sehr geringe Rauigkeit unter 4 nm auf. Infolge Implantation nimmt die Rauigkeit merklich zu, wie aus Abb. 4.20 hervorgeht. Bei der Erhöhung in Ausschnittmitte könnte es sich um einen von den Metallblenden des Implanters abgesprühten Metallcluster oder eine andersartige Verunreinigung handeln. Nach einer Temperung bei über 1.400 °C wurden derartige Effekte nicht mehr beobachtet, vermutlich infolge Abdampfung.

In den folgenden Abschnitten wird nacheinander der Einfluß der verschiedenen angewandten Tempervverfahren auf die Oberflächenstruktur abgehandelt. Zuletzt werden die Oberflächen-Abträge diskutiert.

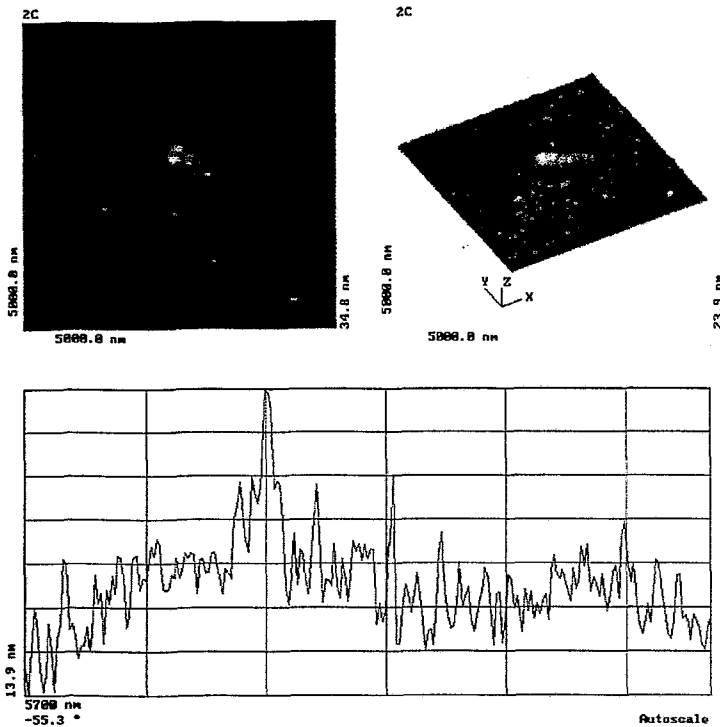


Abb. 4.20: AFM-Abb. der Oberfläche von bei 400 °C mit Aluminium implantiertem 6H-SiC ( $c_{Al} = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ )

#### 4.8.1 Ofen-Temperung unter Vakuum

Erste Temperungen wurden in einer Temperanlage unter strömendem Schutzgas Argon innerhalb eines Korundrohres durchgeführt. Dabei erwies sich der Restgehalt reaktiver Gase (Sauerstoff, Wasser) für die zur Ausheilung von implantiertem 6H-SiC notwendigen Temperaturen über 1.400 °C als derart hoch, daß die implantierten Schichten vollständig entfernt wurden. Mangels eines geeigneten Ofens zu diesem Zeitpunkt bot sich als schnell zu realisierende Alternative nur die Temperung unter Vakuum an. Da nur wenige Literaturquellen zum Oberflächenverhalten von SiC bei diesem Verfahren existieren, war eine systematische Untersuchung dazu erforderlich.

Die nachfolgend aufgeführten experimentellen Resultate wurden an einer Vakuum-Temperkammer ( $30 \cdot 30 \cdot 30 \text{ cm}^3$ , 600 l/s Turbomolekularpumpe) mit BN-Heizer (4 cm Durchmesser, bis max. 1.750 °C bzw. 1 kW) gewonnen. Um die Temperatur von Heizer und Probe bei der zulässigen Maximalleistung zu erhöhen, wurden 3 ineinandergeschachtelte Strahlungs-Abschirmungen aus hochschmelzendem Material (Tantal bzw. Molybdän) installiert. Die Temperatureichung erfolgte anhand der zur Einstellung des Schmelzpunktes von Silizium (1.420 °C) notwendigen Heizleistung  $P$ . Nach dem Strahlungsgesetz von STEFAN-BOLTZMANN ( $P \sim T^4$ ) wurde der Zusammenhang  $P(T)$  auch zu höheren Temperaturen extrapoliert. Alternativ wurde die Temperatur mit einem dicht über der Proben-Oberfläche angebrachten Thermoelement bestimmt, wobei die Ergebnisse übereinstimmten.

Nach 10-minütiger Temperung bei 1.660 °C zeigt sich in Abb. 4.21, daß die Rauigkeit der verbleibenden Oberflächen gering ist. Sie sinkt unter 5 nm. Infolgedessen erübrigt sich hier eine Zwischentemperatur. Allerdings weisen die Unebenheiten eine ausgeprägte *Rillenstruktur* auf (vgl. [Won96]).

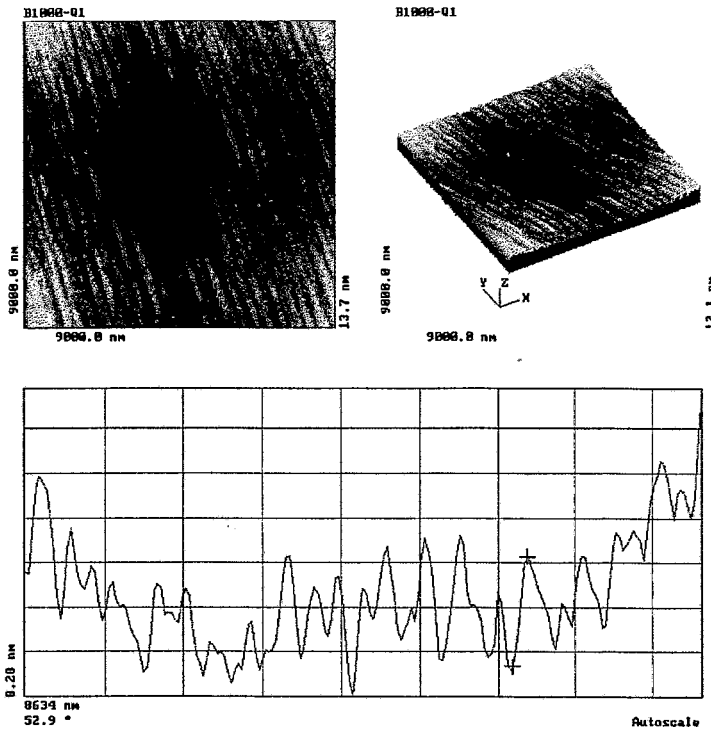


Abb. 4.21: AFM-Abb. einer Bor-implantierten 6H-SiC-Probe (1.000 °C) nach Vakuum-Temperung bei 1.660 °C

Aufgrund einer mit derjenigen des Ausgangsmaterials vergleichbaren Glattheit solcherart erhaltener Oberflächen ist z.B. in der Technologie keinerlei Nachbehandlung erforderlich.

### Vergleich für verschiedene Ionen und Implantationsparameter

Es stellt sich die Frage, inwiefern die temperungsbedingte Abtrage und Oberflächenrauigkeit vom eingebrachten Element, der Ionenenergie und -dosis sowie der Implantationstemperatur abhängt. Dazu wurden 10-minütige Temperungen in der oben beschriebenen Vakuumkammer mit BN-Heizer bei 1.500 °C an folgenden Proben vorgenommen:

- Aluminium-implantiertem 6H-SiC (bei RT bis 800 °C); Profil entspr. Abb. 4.1
- Indium-implantiertem 6H-SiC (bei 400 °C) mit vergleichbarer Dotierkonzentration
- Bor-implantiertem 6H-SiC (bei RT, 1.000 °C); vgl. Abb. 4.2

Im Ergebnis weisen sämtliche aufgeführte Proben, außer der bei Raumtemperatur implantierten Al-Probe, innerhalb der Fehlergrenzen einen *übereinstimmenden* Abtrag von  $200 \pm 10$  nm sowie Oberflächenrauigkeit von  $5 \pm 3$  nm auf. Abb. 4.22 zeigt dies am Beispiel der bei 400 ° Al-implantierten Probe. In der bei RT implantierten Probe (Abb. 4.23)

hingegen war als einziger die Fernordnung im SiC-Kristall zerstört (RBS/C, XTEM) und die Rauigkeit nach Vakuum-Temperung beträgt über 50 nm.

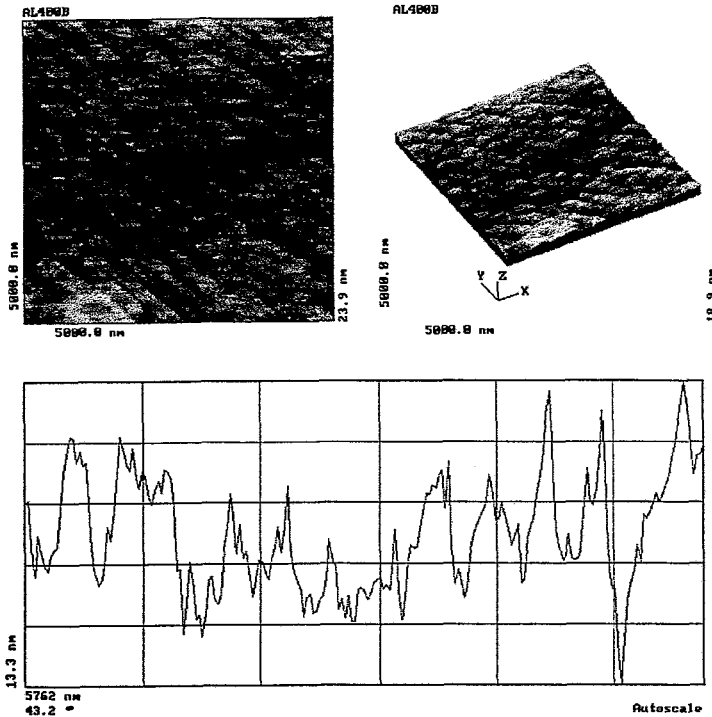


Abb. 4.22: AFM-Abb. von Vakuum-getempertem 6H-SiC (1.500 °C), implantiert mit Aluminium bei 400 °C entspr. Abb. 4.20

Daraus ist zu schließen, daß die *Art der Kristallschädigung nach Implantation* das entscheidende Kriterium für die Topographie nach Temperung ist. Dies steht in Übereinstimmung mit Untersuchungen zur Kristallstruktur amorpher SiC-Schichten bei Temperung: es erfolgt keine perfekte Rekristallisation, sondern polykristallines Wachstum (Säulen, Defekte) sowie Bildung von Einschlüssen abweichender Polytype [Hee95]. Desweiteren zeigten [Wes95], daß Implantationstemperaturen von  $\geq 400$  °C eine Amorphisierung bei schweren Ionen (Ga, Sb) bis hin zu hohen Dosen von  $10^{16}$  cm $^{-2}$  verhindern. Unter Ionenbestrahlung sind dann die entstehenden Punktdefekte (Zwischengitteratome und Vakanzen) mobil genug, um zumindest teilweise rekombinieren zu können, was die Akkumulation von Kristallschäden vermindert.

#### 4.8.2 Ofen-Temperung bei Argon-Normaldruck

Im folgenden sollen die Oberflächenveränderungen bei Temperungen in einem neuartigen Ofen der Fa. JIPElec anhand zweier Versuchsreihen vorgestellt werden. Diese unterschieden sich in ihrer Temperatur-Zeit-Kurve dadurch, daß beim Erhitzen der Proben auf eine Temperatur von 1.650 bzw. 1.750 °C sowohl mit als auch ohne Zwischentemperung für 5 min bei 1.200 °C gearbeitet wurde. Wird die Probe *ohne* Zwischentemperung auf die Endtemperatur erhitzt, so weisen die SiC-Oberflächen nach Temperung eine *hohe Rauigkeit* von ca. 100 nm mit deutlicher *Rillenstruktur* bei einem mittleren Abtrag von unter 50

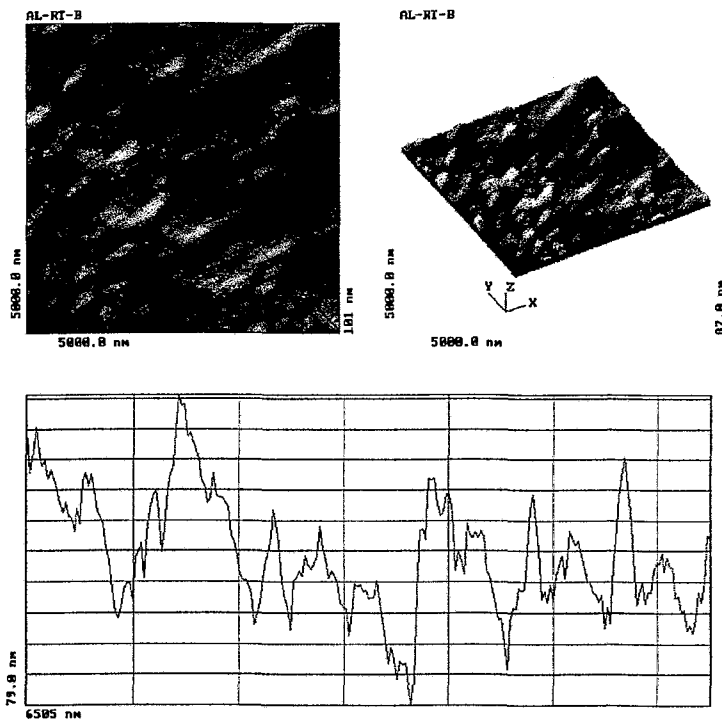


Abb. 4.23: AFM-Abb. von Aluminium-implantiertem 6H-SiC bei RT nach Vakuum-Temperung bei 1.500°C

nm auf. Mit Zwischentemperung hingegen verbleiben wesentlich glattere Oberflächen mit Rauigkeiten unter 30 nm und einem Abtrag unter 20 nm. Exemplarisch werden diese Effekte für Aluminium-implantiertes 6H-SiC mit  $c_{Al} = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  in Abb. 4.24 und 4.25 gezeigt und stehen im Einklang mit [Won96]. Eine solcherart durch Zwischentemperung verminderte Rauigkeit ist Voraussetzung für das Funktionieren lateraler Bauelemente, sofern diese nur Kanalstärken um 100 nm besitzen. Deshalb wurde bei den für elektrische Messungen vorgesehenen Proben mit Zwischentemperung gearbeitet.

### 4.8.3 Lichtblitz-Temperung unter Argon

Bei dieser Art der Kurzzeit-Temperung wird ein ca. 20 ms dauernder Lichtblitz aus einer Anordnung von Xenon-Lampen auf die zu tempernde, vorgeheizte Probe gesandt. Zur Schonung der implantierten Schicht wird die Proben-Rückseite dem Lichtblitz zugewandt. Zwecks verbesserter Lichtabsorption erfolgt vorher eine gezielte Schädigung und damit Schwärzung der Rückseite durch Argon-Implantation bei Raumtemperatur (200 keV,  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ; 100 keV,  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ). Die Probe wird bereits während des Blitzimpulses bei Überschreiten der Ausheiltemperatur lichtabsorbierender Defekte um 1.200 °C "klar" und absorbiert danach aufgrund der großen Bandlücke nur noch den UV-Anteil der einfallenden Strahlung, welcher weniger als die Hälfte des Energieflusses ausmacht. Insofern ist es schwierig, die erreichte Temperatur der SiC-Probe abzuschätzen. Aus Schmelztests mit aufgedampften Titan-Metallschichten wurde eine Temperatureichung abgeleitet, wonach 250  $\mu\text{m}$  dicke SiC-Proben bei Vorheizen auf 600 °C und einer Lampen-Spannung

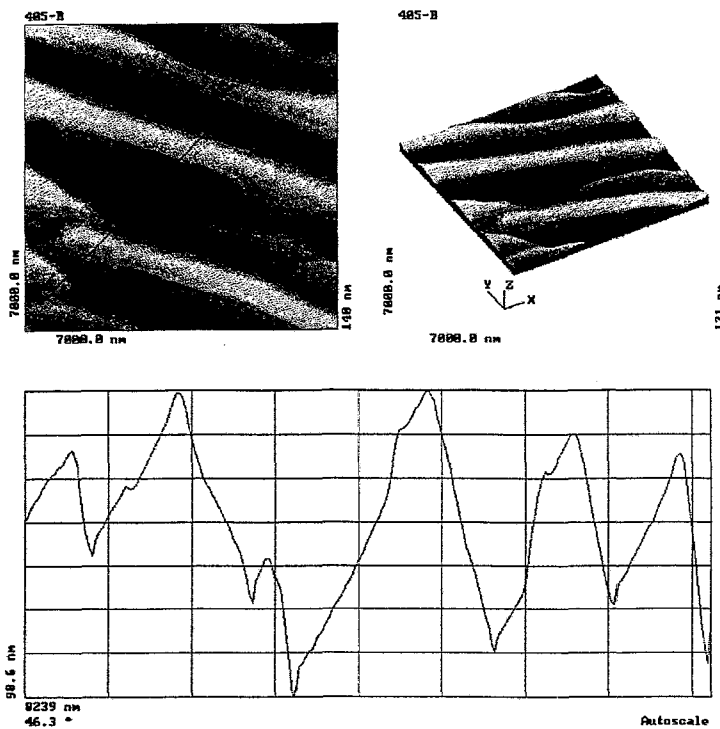


Abb. 4.24: AFM-Abb. von Aluminium-implantiertem 6H-SiC entspr. Abb. 4.20 nach Temperung bei 1.650 °C *ohne* Zwischentemperung

von 4,0 kV eine Temperatur von  $\approx 2.000^\circ\text{C}$  erreichen. Dabei kommt es zu einem Oberflächen-Abtrag von ca. 100 nm.

Wie die AFM-Untersuchung der dotierten Proben-Vorderseite in Abb. 4.26 zeigt, stellt sich eine relativ geringe Rauigkeit von ca. 20 nm nach dieser Blitz-Bestrahlung ein.

Wiederum ist deutlich eine Rillen-Struktur der Unebenheiten zu erkennen.

Für technologische Anwendungen sind die bei diesem Tempverfahren entstehenden Oberflächen gut geeignet.

#### 4.8.4 Abtrag von der Oberfläche

In [Nar91] wurde die Abtragsrate von 3C-SiC-Oberflächen bei 1.550 °C - Temperung unter Argon mit verschiedenen Sauerstoff-Anteilen untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß mit steigendem Sauerstoff-Partialdruck bis 160 Pa die Abtragsrate zunimmt. Bei 17 Pa  $\text{O}_2$ -Anteil beispielsweise wurde ein Abtrag von 31 nm je Minute ermittelt. Bei Partialdrücken über 160 Pa hingegen kommt es zum Wachstum einer  $\text{SiO}_2$ -Schicht. Dieses Umschlagen von aktiver Oxidation (Abtrag) zu passiver (Oxidwachstum) wird thermodynamisch mit der Bildung von flüchtigem  $\text{SiO}$  /  $\text{CO}$  bei niedrigem O-Anteil sowie der Entstehung von festem  $\text{SiO}_2$  bei überkritischem O-Anteil erklärt. Ist der Sauerstoff-Partialdruck unter 0,1 Pa, so kommt es auch bei Temperaturen bis 1.700 °C zu keiner Rate von 3 nm/min überschreitenden aktiven Oxidation des SiC an der Oberfläche. Sorgt man ferner für einen Sättigungs-Dampfdruck des Silizium durch Temperung in einer SiC-Dose, dann bleibt die Silizium-Kohlenstoff-Parität an der Oberfläche erhalten.

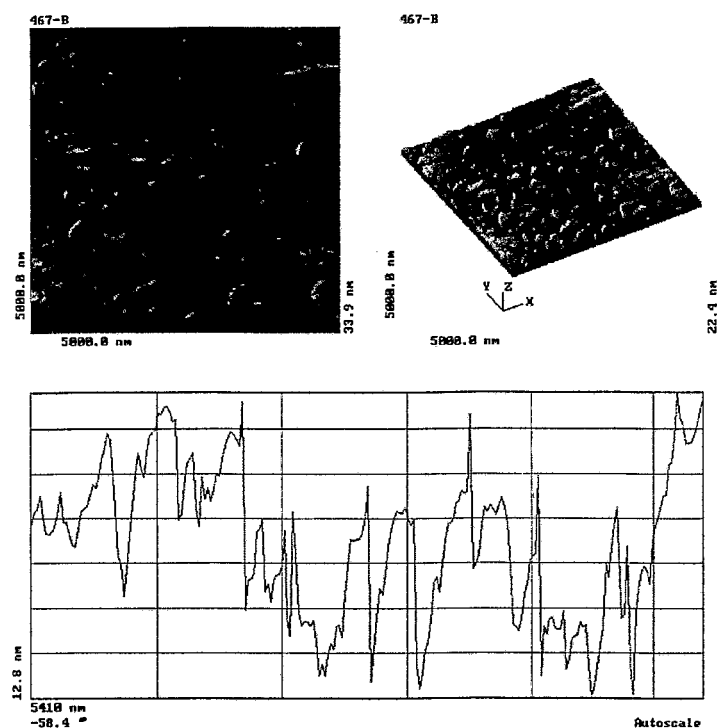


Abb. 4.25: AFM-Abb. von Aluminium-implantiertem 6H-SiC entspr. Abb. 4.20 nach Temperung bei 1.750 °C mit 5-minütiger Zwischentemperung bei 1.200 °C

In Abschnitt 4.8.2 zur **Temperung unter Argon** wurde bereits über mittlere Abträge von unter 50 bzw. 20 nm ohne bzw. mit Zwischentemperung berichtet, was bei der angegebenen Gas-Reinheit mit obigen Ergebnissen im Einklang steht.

Bei **Blitz-Kurzzeit-Temperung** über 20 ms bei  $\approx 2.000\text{ °C}$  kommt es zu einem Abtrag von ca. 100 nm, wobei hier der tatsächliche Sauerstoffgehalt in der Argon-Schutzatmosphäre schwer abzuschätzen ist.

Im folgenden wird ausführlicher über das Abtragverhalten bei **Temperung unter Vakuum** mit den dabei auftretenden vielfältigen Effekten berichtet.

Werden SiC-Schichten *freiliegend* unter Vakuum ( $p < 10^{-5}$  mbar) bei über 1.500 °C getempert, so kommt es zum Entweichen von Silizium in Oberflächennähe und eine dunkle Kohlenstoffschicht bleibt zurück, wie Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES) durch Nachweis von 100 % C an der Oberfläche verdeutlicht.

Nach 10 min Temperung bei 1.660 °C wird im RBS/C-Spektrum 20 % des 'random'-Niveaus angezeigt, was vermutlich auf eine Dekanalisation in der gebildeten ca. 15 nm dicken amorphen C-Oberflächenschicht zurückzuführen ist.

Um dieses Abdampfen von Silizium und damit Karbonisierung an der Oberfläche zu vermeiden, wurden SiC-Proben in einer SiC-Dose unter Zugabe von etwas Silizium getempert. Bei Temperaturen von 1.430 °C und höher kommt es hier zu merklichem Abtrag. Dieser dürfte im Zusammenhang mit andauernder *Sublimation* stehen, die infolge Unterschreitens der Si- und C-Sättigungspartialdrücke durch ständiges Abpumpen des Kammergases eintritt. Dabei bleibt nach AES die C-Si-Oberflächenparität erhalten. Tempern bei ab-



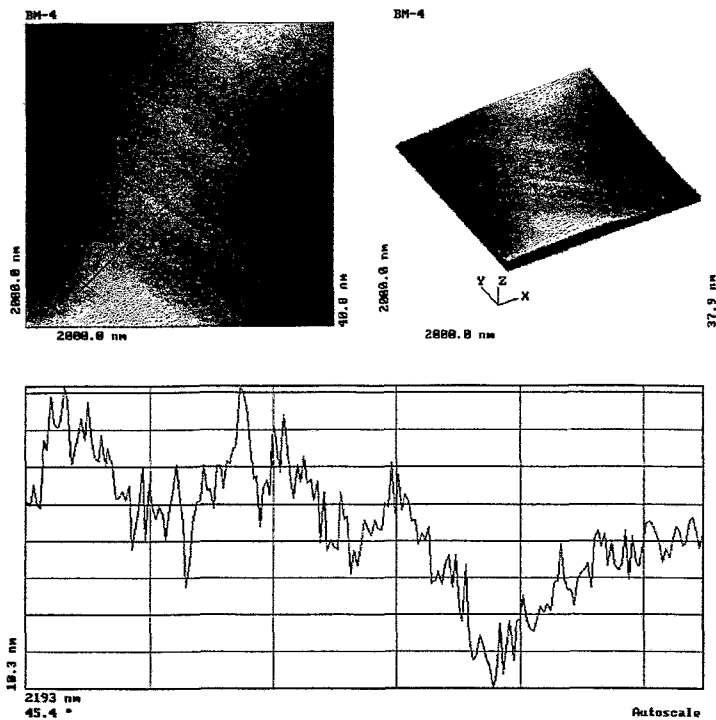


Abb. 4.26: AFM-Abb. von Blitz-getempertem 6H-SiC, Aluminium-implantiert bei 400 °C entspr. Abb. 4.20

gestellter Pumpe ist kein Ausweg, da in diesem Fall der Druck infolge Ausgasung von Wasser u.a. aus den Metalloberflächen der Kammer rasch ansteigt und zur Erhöhung der Rauigkeit der SiC-Oberfläche führt.

Während der 10 Minuten dauernden Temperungen wurden die SiC-Proben teilweise mit SiC-Material abgedeckt. Die beiden Abtragnaten für freiliegendes sowie abgedecktes Gebiet wurden aus der Verschiebung implantierter Aluminium-Tiefenprofile mittels SIMS sowie mechanischer Stufen-Messungen bestimmt. In Abb. 4.27 sind ausgewählte SIMS-Tiefenprofile sowie die Abtragnaten entsprechend Tabelle 4.1 über der Temperatur gezeigt. Es stellt sich heraus, daß auch vom abgedeckten Gebiet abgetragen wird, jedoch mit verminderter Rate (vgl. Tabelle 4.1). Die Auflage ist offenbar nicht perfekt, sodaß auch zwischen den Oberflächen abgepumpt wird. Nach Temperung bei 1.430 °C wurde aus der Verschiebung des Al-Tiefenprofils bei SIMS ein Abtrag des nichtabgedeckten Gebietes von 32 nm festgestellt (abgedeckt 25 nm). Mit dem Oberflächenprofil-Meßgerät DEKTAK 8000 ließ sich hier keine Stufe nachweisen.

Temperung bei 1.550 °C führte nach SIMS zu 190 nm bzw. 140 nm Abtrag ohne bzw. mit Abdeckung. Dies stimmt gut mit der mechanisch gemessenen Stufe von 40 nm überein. Der Test bei 1.610 °C ließ Abträge von 670 nm bzw. 510 nm aus SIMS erkennen. Stufenmessung ergab 150 nm als Differenz beider Abträge.

Nach Temperung bei 1.660 °C ließ sich mit SIMS kein Aluminium mehr nachweisen, d.h. die implantierte Schicht verschwand vollständig. Die Stufenmessung lieferte einen Wert von 400 nm.

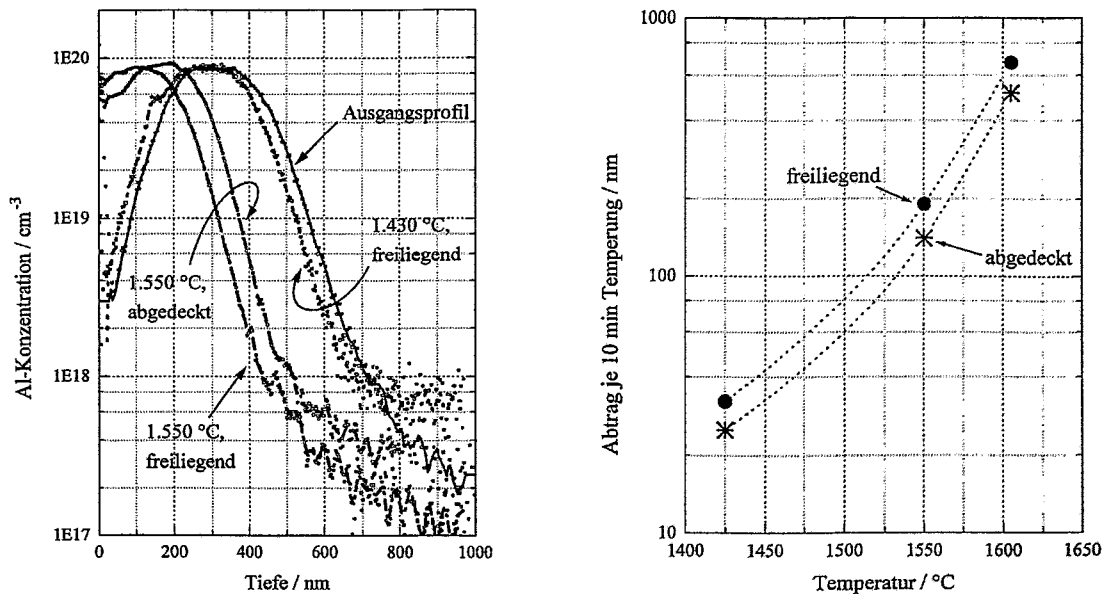


Abb. 4.27: SIMS-Profile vakuum-getemperter Proben sowie Abtragraten (rechts)

Temperatur	SIMS freiliegend	SIMS abgedeckt	Profilmessung Stufe
1.430 °C	32 nm	25 nm	<10 nm
1.550 °C	190 nm	140 nm	40 nm
1.610 °C	670 nm	510 nm	150 nm
1.660 °C	-	-	400 nm

Tabelle 4.1: Oberflächen-Abträge nach 10 min Temperung von 6H-SiC

Die Form der SIMS-Profile bleibt nach allen Temperungen unverändert, was mit den in 4.5 aufgeführten Ergebnissen für Aluminium übereinstimmt.

Es wurden keine Hinweise gefunden, daß die Art des Dotanden (B, Al) bei relativen Atomkonzentrationen unter 1 % einen Einfluß auf die Sublimationsrate hat.

Die für elektrische Messungen vorgesehenen Proben wurden 10 min bei 1.500 °C getempert, wobei es zu einem Abtrag von ca. 100 nm kommt.

Um das in Abb. 4.27 gezeigte Abtragverhalten als Funktion der Temperatur theoretisch zu verstehen, wurde folgendes Modell für die Sublimation und Oxidation von SiC bei Temperung unter Vakuum unter folgenden Annahmen entwickelt:

1. zwei Prozesse tragen simultan und voneinander unabhängig zum Oberflächenabtrag bei: *Sublimation* und *aktive Oxidation*
2. bei der Oxidation bewirken sämtliche gemäß der kinetischen Gastheorie auftretenden Sauerstoffmoleküle oder -atome die Bildung von flüchtigem SiO / CO (aktive Oxidation); es existiert infolge hoher Temperaturen keine Reaktionsbarriere

3. die Sublimation ist ein energetischer Schwellwertprozeß: zur Ablösung eines Oberflächenatoms muß die Energie  $E_B$  thermisch zugeführt werden
4. die entstehenden gasförmigen Komponenten SiO, CO, C und Si werden abgepumpt, sodaß keine Umkehrprozesse stattfinden

Der Anteil des durch *aktive Oxidation* bewirkten Abtrages wird nun hergeleitet: Die Druckkraft  $F$  des Sauerstoff-Restgases mit Druck  $p$  ergibt sich aus der Impulsänderung  $\Delta P$  sämtlicher in der Zeit  $t$  auf die SiC-Oberfläche  $A$  treffender  $O_2$ -Moleküle  $N$ , sodaß gilt

$$p = \frac{F}{A} = \frac{\Delta P}{A \cdot t} = \frac{N \cdot m \cdot \Delta v}{A \cdot t} \quad (4.4)$$

( $m = 2,67 \cdot 10^{-26}$  kg ... Atommasse des Sauerstoffs)

Aus der mittleren kinetischen Energie eines Sauerstoffmoleküls senkrecht zur Oberfläche  $E_{\perp}$  erhält man genähert die Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta v$  beim Stoß

$$E_{\perp} = \frac{m}{2} v_{\perp}^2 = \frac{kT}{2} \quad \Rightarrow \quad \Delta v \approx 2 v_{\perp} = \sqrt{\frac{kT}{2m}} \quad (4.5)$$

( $k$  ... BOLTZMANN-Konstante,  $T$  ... Temperatur)

Damit läßt sich die erste Gleichung (4.4) umformen zu folgendem Ausdruck der auftretenden Gas-Stromdichte<sup>11</sup>  $j$

$$j = \frac{N}{A \cdot t} = \frac{p}{m \cdot \Delta v} = \frac{\sqrt{2} p}{\sqrt{mkT}} \quad (4.6)$$

Die oxidationsbedingte Abtragsrate  $r_O$  als Abtrag  $d_O$  pro Zeit  $t$  steht in folgender Beziehung zur Atomdichte des SiC ( $n = 9,6 \cdot 10^{28} \cdot \text{m}^{-3}$ ) unter Verwendung von (4.6):

$$r_O = \frac{d_O}{t} = \frac{N}{A \cdot t \cdot n} = \frac{\sqrt{2} p}{\sqrt{mkT} \cdot n} \quad (4.7)$$

Innerhalb der Vakuum-Heizkammer besteht ein hoher Temperaturgradient, wobei der Druck  $p_0$  im kalten Außenbereich bei  $T_0 = 293$  K gemessen wird. Insofern ist das Kammergas nicht im thermodynamischen Gleichgewicht, sodaß bezüglich des Druckes im Inneren der Strahlungsabschirmung am SiC-Proben-Ort folgende zusätzliche Annahme getroffen wird: Es herrscht in der gesamten Kammer eine homogene Gasdichte; dann gilt nach der Zustandsgleichung des idealen Gases für den Druck  $p$  im heißen Bereich als Funktion der Temperatur

$$p = p_0 \cdot \frac{T}{T_0} \quad (4.8)$$

Setzt man dies in die zuvor erhaltene Gleichung für die Abtragsrate ein, so folgt

$$r_O = \frac{\sqrt{2} p_0 \cdot \sqrt{T}}{n \cdot \sqrt{k} \sqrt{m} \cdot T_0} \quad (4.9)$$

<sup>11</sup>exakter Ausdruck ohne Näherung:  $j = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{p}{\sqrt{mkT}}$

Nun schließt sich die Notation des *Sublimationsanteils* zum Abtrag  $r_S$  an: Oben wurde angenommen, daß es sich beim Ablösen eines Oberflächenatoms um einen Schwellenergievorgang handelt, sodaß gilt

$$r_S = \frac{d_S}{t} = a \cdot \exp\left(-\frac{E_B}{kT}\right) \quad (4.10)$$

wobei  $a$  ein konstanter Parameter mit der Dimension einer Geschwindigkeit ist. Die *gesamte Abtragsrate*  $r$  ergibt sich dann als Summe

$$r = r_O + r_S = \frac{\sqrt{2} p_0}{n \cdot \sqrt{k} \sqrt{m} \cdot T_0} \sqrt{T} + a \cdot \exp\left(-\frac{E_B}{kT}\right) \quad (4.11)$$

Wird diese aus dem Modell folgende Funktion mit den unbekanntenen Parametern  $a$  und  $E_B$  an die Daten aus Abb. 4.27 bestmöglich angepaßt, so erhält man  $a = 3,3 \cdot 10^9$  m/s und  $E_B = 7$  eV. Der Partialdruck  $p_0 = 10^{-5}$  Pa für Sauerstoff (Summe aus molekularem, atomarem und Wasser) wurde mit einem Massenspektrometer bestimmt. Die erhaltene Oberflächen-Bindungsenergie von 7 eV korreliert sowohl mit kalorimetrisch bestimmten 6,8 eV als auch aus Sputteruntersuchungen ([Gar94]) erhaltenen 6,3 eV.

In Abb. 4.28 sind beide Abtragskomponenten des Modells sowie die resultierende Abtragsrate über der Temperatur aufgetragen.

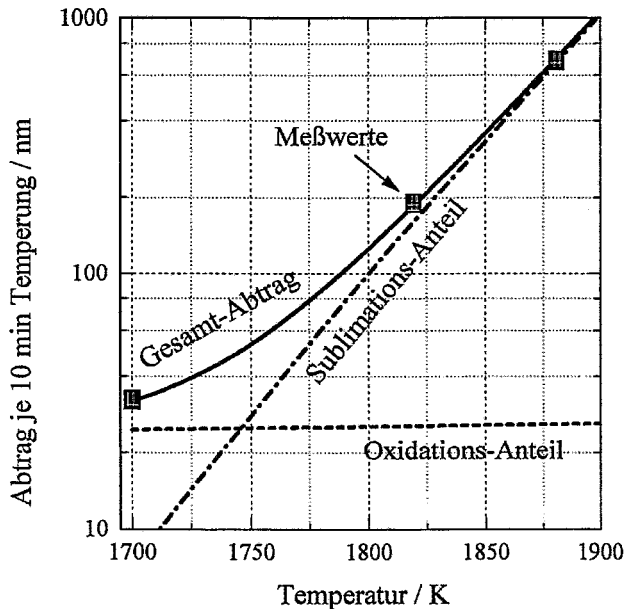


Abb. 4.28: modellierte Abtragsraten für Vakuum-Temperung von 6H-SiC

Während der Oxidations-Anteil aufgrund der  $\sqrt{T}$ -Abhängigkeit im dargestellten Temperaturbereich von 1.700 K bis 1.900 K nur schwach ansteigt, weist der Sublimationsanteil einen starken Anstieg mit der Temperatur auf, sodaß dieser über 1.750 K dominierend wird.

Eine wichtige Voraussetzung für die Gültigkeit des vorgestellten Modells besteht im Nichterreichen der Sättigungsdampfdrücke der freigesetzten Gaskomponenten. Dies sollte sich

bei reduzierter Pumpleistung zuerst beim Sublimationsanteil bemerkbar machen, da C bzw. Si im betreffenden Temperaturbereich nur geringe Gasdrücke ausbilden. Tatsächlich wurde in einer anderen Temperanlage der Fa. JIPELEC unter Vakuum-Bedingungen ein wesentlich geringerer und quasi temperaturunabhängiger Abtrag festgestellt. Dies läßt sich nur mit unterdrückter Sublimation erklären.

## 4.9 Rechnungen zu Bor und Stickstoff in SiC

Begleitend zu den experimentellen Untersuchungen erfolgten theoretische Berechnungen<sup>12</sup> zum Einbau der leichten Dotandenatome Bor und Stickstoff in SiC der Polytype 3C, 2H und 4H [Hei98], wobei es sich hinsichtlich der Komplexität der Elektronenstruktur der Dotandenatome sowie der Symmetrie des SiC-Polytyps um die am einfachsten berechenbaren Fälle, etwa im Vergleich zu Aluminium in 6H-SiC, handelte.

Unter Einsatz der Dichtefunktional-Methode in lokaler Dichtenäherung mit Linearkombination von Atomorbitalen (LCAO-DFT-LDA) in Gitterzellen mit 216 Atomen (3C-, 2H-SiC) bzw. 576 Atomen (4H-SiC), in denen jeweils ein Zentralatom durch das Dotieratom ersetzt wurde, ließen sich Aussagen zur Gleichgewichts-Lokalisierung im Gitter, Gitterdeformationen sowie den Energieniveaus der Dotanden gewinnen. Dabei wurde das Gitter durch eine quanten-molekulardynamische Simulation bei 2.000 K relaxiert, um das globale Energieminimum des Systems zu finden.

In Tabelle 4.2 sind die Ergebnisse für die Ionisierungsenergien der verschiedenen untersuchten Konstellationen im Vergleich zu experimentellen Werten (aus [Har95, Pen95]) aufgeführt.

			3C	2H	4H <i>hexagonal</i>	4H <i>kubisch</i>
$N \rightarrow C$	$E_I^{Don}$	theor.	0,25	0,42	0,35	0,42
		exp.	0,054	-	0,066	0,124
$N \rightarrow Si$	$E_I^{Don}$	theor.	1,37	1,85	1,87	1,86
	$E_I^{Akz}$	theor.	1,38	1,52	1,33	1,37
$B \rightarrow Si$	$E_I^{Akz}$	theor.	0,07	0,03	0,01	0,01
		exp.	0,735	-	0,27	0,27

Tabelle 4.2: Berechnete Ionisierungsenergien in eV im Vergleich zu experimentellen Werten

Stickstoff auf dem Kohlenstoff-Platz fällt als Donator nach der Rechnung tiefer aus als experimentell ermittelt. Dazu trägt eine Unsicherheit in der Bestimmung der Lage der Bandkante bei: Da die berechnete Gitterzelle von begrenzter Größe ist, erhält man im Band kein Kontinuum der Zustände, sondern dicht liegende diskrete Niveaus, deren niedrigstes bzw. höchstes im Falle von Leitungsband bzw. Valenzband der jeweiligen Bandkante zugeordnet wird. Eine sehr gute Übereinstimmung besteht zwischen berechneter

<sup>12</sup>TH. HEINE, G. SEIFERT, TU Dresden

bzw. experimenteller Energiedifferenz zwischen den Plätzen hexagonaler und kubischer Symmetrie von 70 bzw. 58 meV.

Bemerkenswert ist das elektronische Verhalten von Stickstoff auf einem Silizium-Platz, hier ergibt sich eine sehr tiefe Ladungsträger-Falle etwa in der Mitte der Bandlücke. Da der Einbau von Stickstoff sowohl auf C-Plätze als auch auf Si-Plätze in ähnlicher Weise mit Gitterdeformationen verbunden ist und exotherm verläuft, sind beide Fälle denkbar. Es ist also nicht ohne weiteres zulässig, experimentell nachgewiesene derart tiefe Niveaus allein dem Störatom Vanadium wie in [Evw96] zuzuschreiben, was nach einer entsprechenden Rechnung ähnlich tiefe Niveaus ergab.

In Abb. 4.29 wird ein Ausschnitt des 3C-SiC-Kristalls in der Umgebung eines Stickstoff-Atoms auf einem Si-Platz gezeigt, erkennbar an seiner deutlich ausgelenkten Position in der 'mittleren' Reihe der großen Silizium-Atome. Mit der Auslenkung geht die Bildung einer gebrochenen Bindung einher.

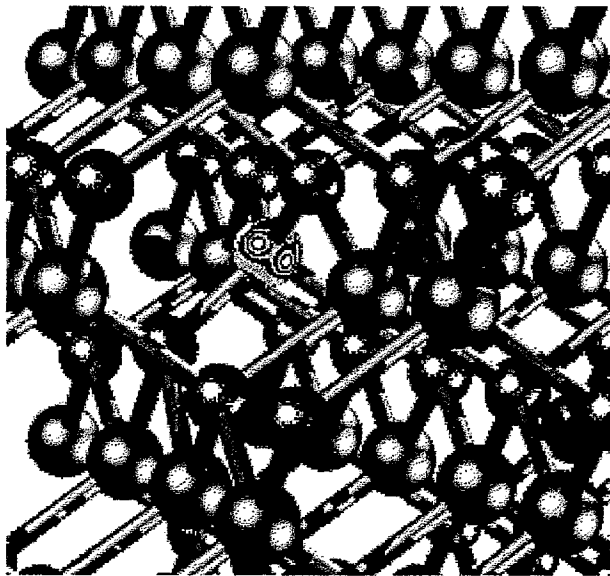


Abb. 4.29: Deformiertes 3C-SiC-Gitter in der Umgebung eines Stickstoff-Atoms auf einem Si-Platz

Bor wurde nur auf Silizium-Plätzen untersucht und ergab wesentlich flachere Akzeptorniveaus als experimentell beobachtet. Die Rechnung zeigte aber wie das Experiment [Har95] in 4H-SiC keinen energetischen Unterschied zwischen hexagonalem und kubischem Platz.

# Kapitel 5

## Elektrische Charakterisierung

Gegenstand dieses Kapitels ist die Darstellung der Ergebnisse elektrischer Messungen an implantationsdotiertem 6H-SiC. Das Prinzip der dabei angewandten kombinierten HALL-Effekt- und Leitfähigkeitsmessung wurde in Abschnitt 3.1 behandelt.

Im nächsten Abschnitt erfolgt die Auswahl einer günstigen Implantations-Temperatur. Danach beginnen die vertiefenden Untersuchungen an p-leitenden Schichten nach Implantation von Aluminium und Bor, was den Schwerpunkt dieser Arbeit darstellt. Es wurden jeweils Untersuchungen bis hin zu höchstmöglichen Dotierkonzentrationen zur *Maximierung der elektrischen Leitfähigkeit* vorgenommen.

Daran schließt sich ein Abschnitt zur n-Dotierung mittels Stickstoff-Implantation an. Der letzte Abschnitt stellt einen Bezug der gemessenen elektrischen Materialparameter Löcherkonzentration und Löcherbeweglichkeit in p-leitendem 6H-SiC zur Theorie derselben her.

### 5.1 Bedeutung der Substrattemperatur

Es wird die These geprüft, ob eine Korrelation zwischen Kristallzustand und elektrischen Eigenschaften existiert. Im vorherigen Kapitel wurde dargelegt, daß die Substrattemperatur während der Implantation zumindest im hier in dieser Arbeit relevanten hohen Dosisbereich von entscheidender Bedeutung für den verbleibenden Zustand des SiC-Kristalls ist. So wurde mit diversen Analyseverfahren nachgewiesen, daß nach Implantation bei Raumtemperatur eine schwere Kristallschädigung vorliegt, die sich etwa bei RBS/C und XTEM in der Zerstörung der Fernordnung äußert.

Nicht zuletzt hinsichtlich einer kostenminimalen Implantationstechnologie ist die Frage zu klären, ob trotz dieser schweren Schädigung die Hochtemperatur-Ausheilung des Kristalls eine Gleichwertigkeit der elektrischen Parameter im Vergleich zu Implantation bei höheren Temperaturen gewährleistet.

Dazu wurde für die Al-Konzentration von  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (4-fach-Impl. entspr. 4.1) eine systematische Untersuchung von Implantation bei RT bis  $1.200^\circ\text{C}$  durchgeführt, deren Ergebnisse in Abb. 5.1 für nachfolgende 10-minütige Temperung bei  $1.500^\circ\text{C}$  im Vakuum sowie bei  $1.650^\circ\text{C}$  unter Argon gezeigt werden, wobei der spezifische Widerstand über der Implantations-Temperatur aufgetragen wird.

In Übereinstimmung mit den gewonnenen Erkenntnissen zur Mikrostruktur zeichnet sich

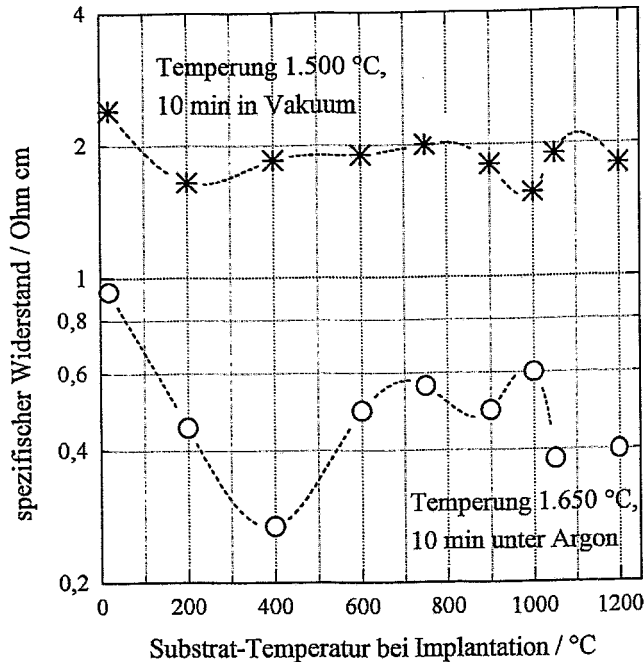


Abb. 5.1: Spezifischer Widerstand als Funktion der Implantations-Temperatur für Al-implantiertes 6H-SiC ( $c_{Al} = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) bei 50 °C

die bei RT implantierte Probe jeweils durch den höchsten spezifischen Widerstand aus. Die XTEM-Ergebnissen zeigten, daß die RT-implantierte Probe als einzige nach Ausheilung Schichten reich an Versetzungen u.a. Defekten aufweist, während bei höheren Implantationstemperaturen lediglich Versetzungsschleifen verbleiben. Dadurch sind in der RT-Probe zusätzliche Streumechanismen für Ladungsträger mit spezifischem Temperaturverhalten wirksam, welche die Beweglichkeit der Löcher senken.

Durch Erhöhung der Implantations-Temperatur auf 400 °C läßt sich der spezifische Widerstand senken, wobei dort ein ausgeprägtes Minimum im Falle der Temperung bei 1.650 °C vorliegt. Höhere Implantationstemperaturen erweisen sich dann sogar als ungünstiger.

Auch für eine höhere Al-Konzentration bis  $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  bestätigt der Vergleich von Implantation bei RT und 400 °C sowie Temperung bei 1.650 °C diese Relation, wie in Abb. 5.2 dargestellt.

Bei der RT-implantierten Probe liegen Löcherkonzentration und Beweglichkeit deutlich niedriger als für die bei 400 °C implantierte Probe. Dies gilt auch für im Falle der Konzentration von  $1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

In Verallgemeinerung der erhaltenen Ergebnisse wurde für die folgenden vertiefenden Untersuchungen zu verschiedenen Dotanden und Tempermodi stets bei 400 °C implantiert.

## 5.2 p-Dotierung mit Aluminium und Bor

Durch Implantationen mit abgestuften Ionen-Energien und -Dosen wurden 500 nm dicke implantierte Schichten entsprechend Abschnitt 4.1 in n-leitendem epitaktischem SiC mit einer Grunddotierung unter  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  erzeugt. Im Falle von Aluminium wurde eine ma-



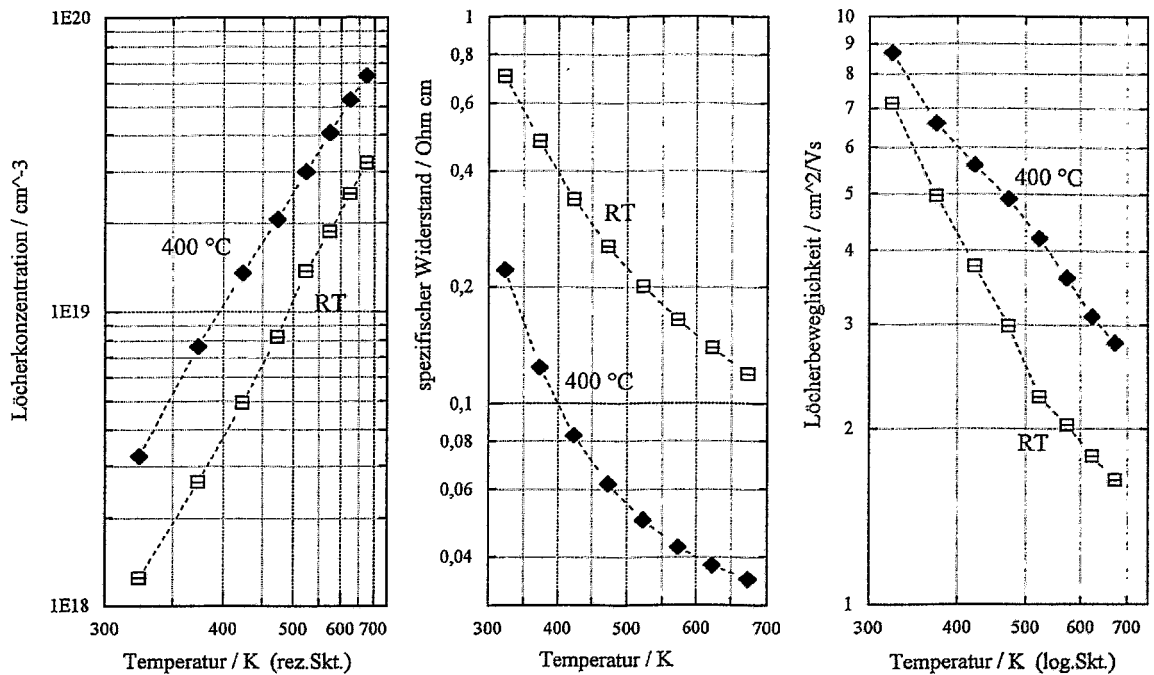


Abb. 5.2: Vergleich zweier mit Aluminium bei RT und 400 °C implantierter Proben ( $c_{Al} = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) nach Temperung bei 1.650 °C

ximale Dotierkonzentration von  $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  hergestellt, was einer relativen Aluminium-Atomkonzentration von 5 % entspricht. Bor-implantiertes SiC wurde bis zu einer Konzentration von  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  untersucht.

Die implantierten Schichten wurden auf verschiedene Weise sowohl konventionell im Ofen 10 min lang unter Argon im Temperaturbereich von 1.550 bis 1.700 °C mit 5-minütiger Zwischentemperatur bei 1.200 °C (vgl. 4.8.2), bzw. im Vakuum 10 min bei 1.500 °C als auch mittels Lichtblitz von 20 ms unter Argon (Maximaltemperatur  $\approx 2.000 \text{ °C}$ ) getempert.

### 5.2.1 Ofen-Temperung von Aluminium-implantiertem 6H-SiC

Elektrisch untersucht wurden bei 400 °C implantierte Proben nach 10-minütiger Temperung bei 1.500 °C in Vakuum ( $p < 10^{-5} \text{ mbar}$ ) sowie bei 1.550, 1.650 und 1.700 °C unter stehendem Argon bei Normaldruck. Zur graphischen Darstellung der elektrischen Parameter Löcherkonzentration, spezifischer Widerstand sowie Löcherbeweglichkeit werden diese im folgenden entweder über der implantierten Konzentration bei einer festen Meßtemperatur oder über der Meßtemperatur für bestimmte Atomkonzentrationen aufgetragen.

Abb. 5.3 gibt die elektrischen Eigenschaften nach den verschiedenen ausgeführten Temperungen jeweils für die Meßtemperatur 50 °C an.

Im Temperaturbereich von 1.500 bis 1.650 °C steigt die elektrische Leitfähigkeit der Schichten für Al-Konzentrationen von  $5 \cdot 10^{19}$  bis  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  mit zunehmender Ausheiltemperatur. Es deutet sich in Abhängigkeit von der Al-Konzentration ein Maximum der Löcher-

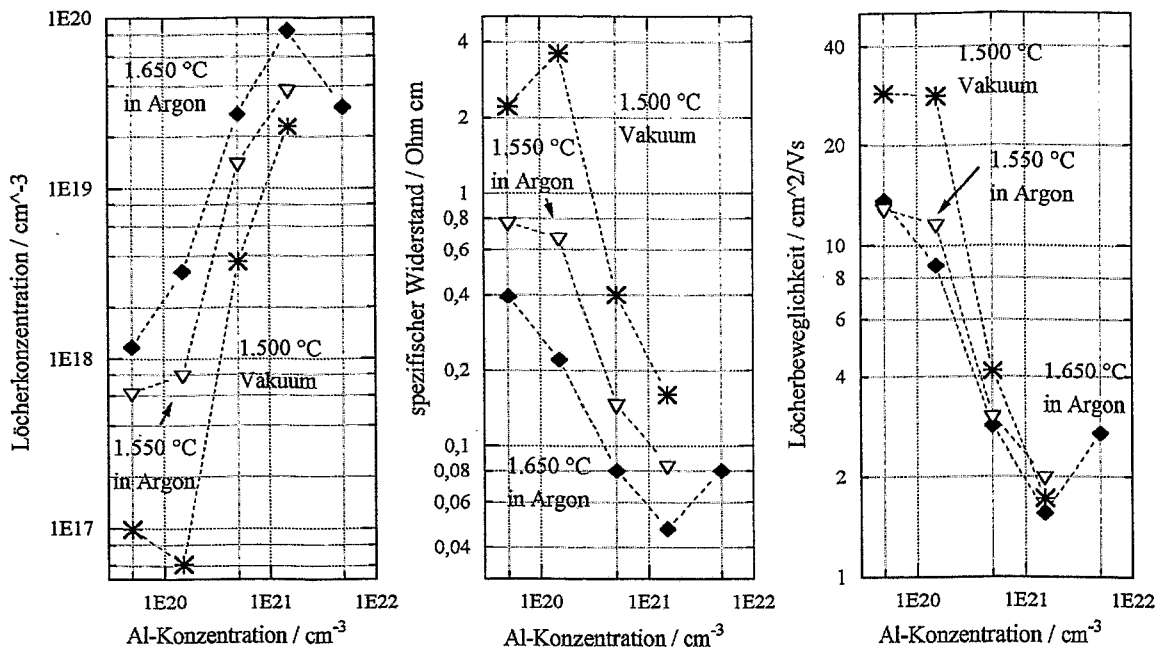


Abb. 5.3: Elektrische Parameter für Al-implantiertes, Ofen-getempertes 6H-SiC bei 50 °C als Funktion der Al-Konzentration

konzentration und elektrischen Leitfähigkeit bei  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  an. Steigert man die Ausheiltemperatur auf  $1.700^\circ\text{C}$ , so zeigt lediglich die Probe mit höchster Al-Konzentration von  $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  p-Leitung, und dies mit dem niedrigsten beobachteten spezifischen Widerstand von  $0,01 \Omega\text{cm}$  bei  $50^\circ\text{C}$ . Es ist nicht auszuschließen, daß der Abfall von Löcherkonzentration und Leitfähigkeit bei dieser höchsten untersuchten Al-Konzentration nach Temperung bei  $1.650^\circ\text{C}$  gegenüber der nächstniedrigeren Konzentration (vgl. Abb. 5.3) auf einen makroskopischen Kristalldefekt im Grundmaterial zurückzuführen ist.

XPS-Messungen an der hochdotierten Probe der Al-Konzentration  $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  zeigen nach Temperung bei  $1.700^\circ\text{C}$  starke Verschiebungen der C- und Si-Signale, was auf Veränderungen in den Bindungsverhältnissen hindeutet.

Die niedrigere Löcherkonzentration und Leitfähigkeit der Probe mit  $1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  Al-Konzentration gegenüber derjenigen mit  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  nach Vakuum-Temperung bei  $1.500^\circ\text{C}$  sowie die untereinander ähnlichen Werte nach Temperung bei  $1.550^\circ\text{C}$  unter Argon sollten auf implantationsinduzierte kompensierende Defekte zurückzuführen sein, welche erst bei höheren Temperaturen ausheilen.

In Abb. 5.4 werden die Verläufe der elektrischen Parameter der Proben mit verschiedenen implantierten Al-Konzentrationen nach Temperung bei  $1.650^\circ\text{C}$  über der Meßtemperatur gezeigt.

Folgende allgemeine Trends sind den Ergebnissen zu entnehmen:

Der Anstieg der Löcherkonzentration über der Meßtemperatur geht für steigende Al-

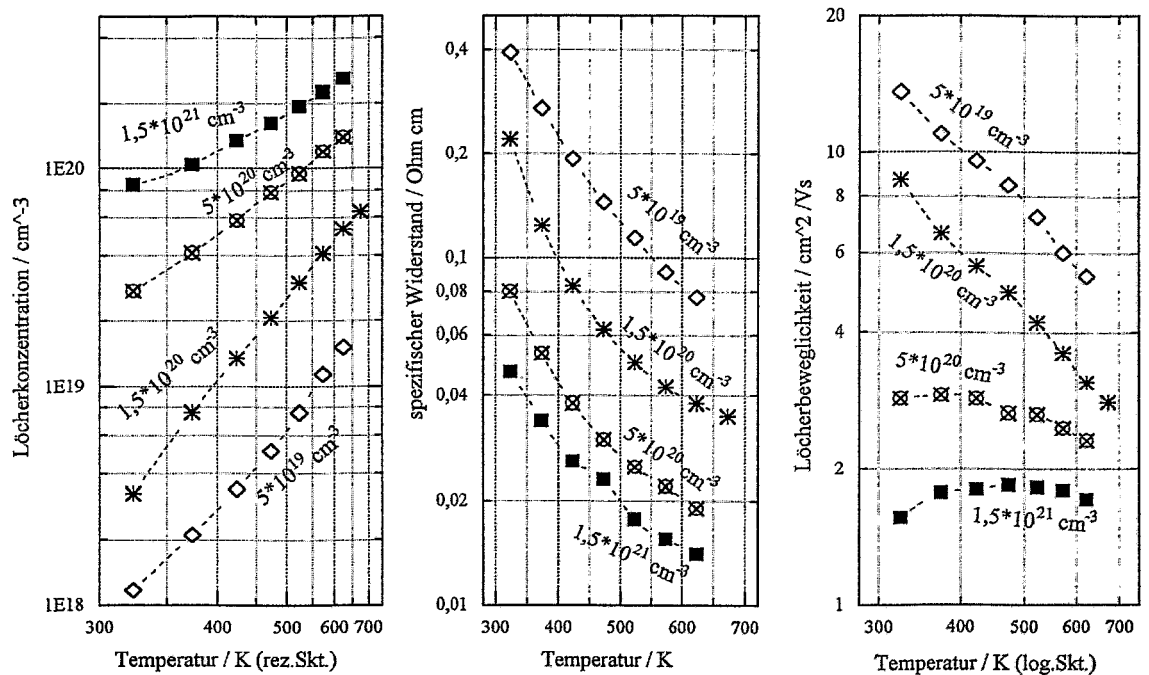


Abb. 5.4: Elektrische Parameter für Al-impl., Ofen-getempertes 6H-SiC (1.650 °C)

Konzentrationen zurück, da infolge zunehmender gegenseitiger elektronischer Beeinflussung der Akzeptoren die mittlere effektive Ionisierungsenergie abnimmt (vgl. 2.2.2). Damit in Einklang steht auch der beobachtete geringere Abfall der Löcherbeweglichkeit über der Meßtemperatur für höhere Akzeptor-Konzentrationen, da die Streuung an geladenen Störatomen dort entscheidend ist. Wie aus Gl. (2.19) hervorgeht, bekommt dann der positiv mit der Temperatur skalierende  $T^{1,5}$ -Faktor zunehmende Bedeutung. Dies geht so weit, daß sich im Falle der Probe mit  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  Al-Konzentration die Beweglichkeit nur wenig ändert und ein Maximum bei etwa 500 K besitzt<sup>1</sup>.

Der von den beiden Parametern Löcherkonzentration und -beweglichkeit abhängige spezifische Widerstand als Reziprokwert der Leitfähigkeit nach (3.1) sinkt jeweils mit steigender Temperatur.

### 5.2.2 Blitz-Temperung von Aluminium-implantiertem 6H-SiC

Die Einzelheiten des Blitz-Tempverfahrens sind in Abschnitt 4.8.3 nachzulesen.

In Abb. 5.5 werden die Ergebnisse der elektrischen Messungen als Funktion der Meßtemperatur für bei 400 °C Al-implantiertes 6H-SiC im Konzentrationsbereich von  $5 \cdot 10^{19}$  bis  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  und eine Blitz-Temperatur von 2.000 °C gezeigt.

Während bei den unteren Al-Konzentrationen bis  $1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  die Löcherkonzentration über der Meßtemperatur infolge zunehmender thermischer Anregung (vgl. 2.3.1) ansteigt und im Gegenzug die Beweglichkeit sinkt, zeigen die Proben mit  $5 \cdot 10^{20}$  und  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

<sup>1</sup>vgl. Abb. 5.12 rechts, wo das Maximum zwischen 250 und 300 K liegt

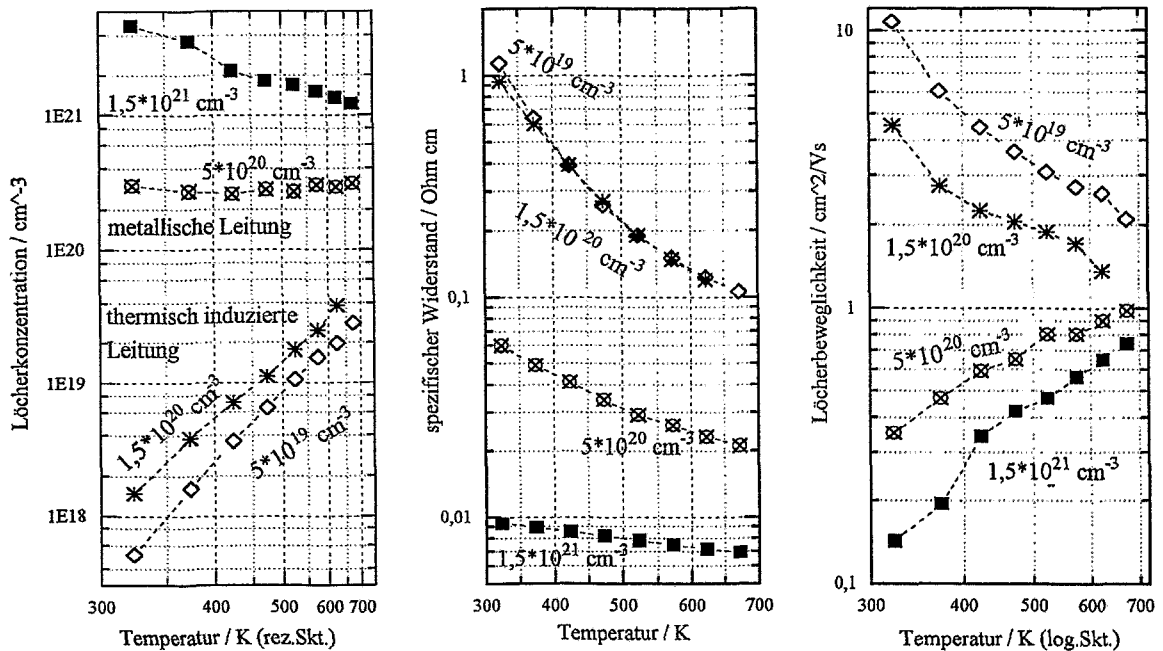


Abb. 5.5: Elektrische Parameter für Al-implantiertes, Blitz-getempertes 6H-SiC

ein qualitativ anderes Verhalten der elektrischen Parameter. Dieses Phänomen läßt sich nach den Überlegungen in Abschnitt 2.2.2 mit dem Übergang zu *metallischer Leitung* erklären, wobei es aufgrund gegenseitiger elektronischer Beeinflussung der Dotanden zur Störbandbildung kommt.

Eines gesonderten Kommentars bedarf das Temperaturverhalten der elektrischen Parameter der Probe mit höchster Al-Konzentration von  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Da ein Abfall der Löcherkonzentration mit steigender Meßtemperatur prinzipiell unmöglich ist, müssen die Meßwerte in Abb. 5.5 verfälscht sein. Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, daß die Sperrwirkung des p-n-Übergangs mit sinkender Temperatur abnahm, wie eine Messung der Kennlinie in Sperrichtung von der Vorder- zur Rückseite zeigte. Dadurch fließen parasitäre Ströme durch das n-Substrat und bewirken einen Beitrag entgegengesetzten Vorzeichens zur HALL-Spannung, was wiederum eine höhere Löcherkonzentration vortäuscht<sup>2</sup>. Bei allen anderen Proben geht dieser Beitrag im allgemeinen Meßfehler von  $\approx 10\%$  unter.

Bei besagter Probe wird auch die Beweglichkeit besonders bei niedrigen Temperaturen nach unten verfälscht, wobei der Trend einer mit der Meßtemperatur steigenden Beweglichkeit aufgrund des  $T^{1,5}$ -Faktors bei der Störatom-Streuung vernünftig ist, wie bereits in Abschnitt 2.3.2 ausgeführt.

<sup>2</sup>Dies könnte auch die Ursache für die einleitend in 1.2 festgestellten zu hohen Werte der Löcherkonzentration in einigen Arbeiten aus der Literatur sein; infolgedessen besteht dafür weiterer Untersuchungsbedarf

### 5.2.3 Vergleich von Ofen- und Blitztemperung

Zwecks Diskussion markanter Unterschiede sind die Ergebnisse der elektrischen Messungen für beide Tempervverfahren für ausgewählte Proben in Abb. 5.6 zusammengestellt.

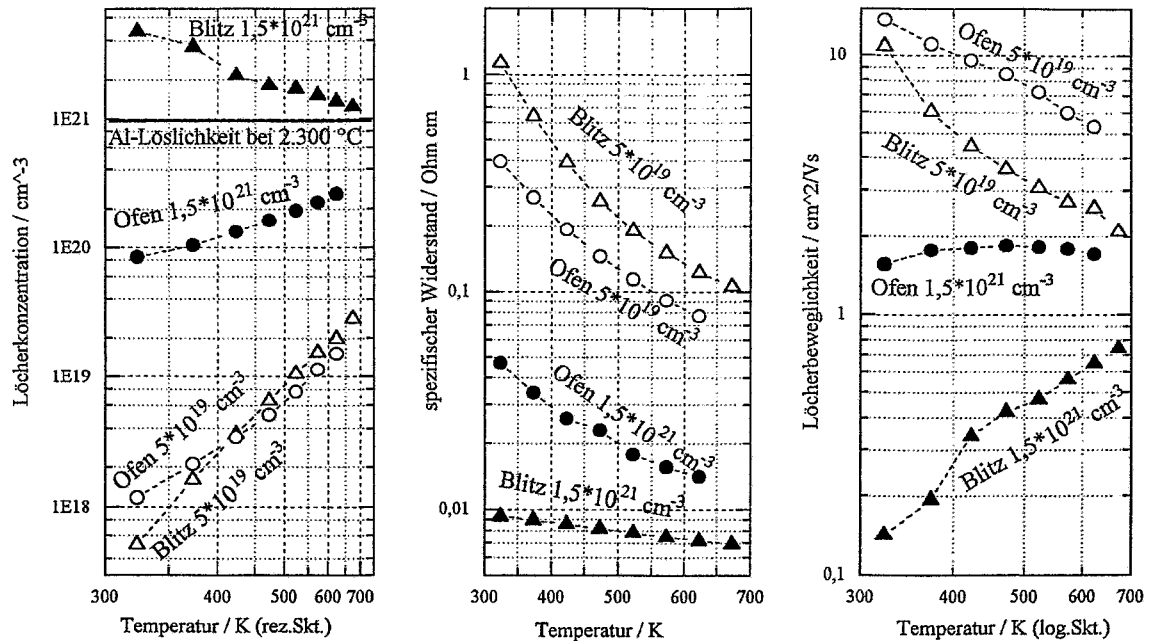


Abb. 5.6: Vergleich der elektrischen Materialparameter nach Ofentemperatur bei  $1.650^\circ\text{C}$  und Blitzausheilung für Aluminium-implantiertes 6H-SiC

Die Proben der Al-Konzentration von  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  zeigen für beide Tempervverfahren ein qualitativ ähnliches Verhalten der elektrischen Eigenschaften, wobei die Abweichung bis zu einem Faktor 2 auf Abschreckungs-induzierte Defekte beim Blitzzen zurückgehen sollten, welche die Beweglichkeit erniedrigen. Im Falle der hohen Konzentration von  $\geq 1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  ergeben sich markante Unterschiede in den Parameterwerten und deren Verlauf über der Meßtemperatur. So weist das Blitz-getemperte 6H-SiC eine mehrfach höhere Löcherkonzentration und elektrische Leitfähigkeit sowie niedrigere Beweglichkeit auf, wobei sich der Widerstand nur geringfügig mit der Meßtemperatur ändert. Es stellt sich die Frage, warum die Blitz-getemperte Probe metallische Leitung aufweist, die Ofen-getemperte jedoch zumindest einen Anteil thermisch induzierter Leitung bei gleicher Dotier-Konzentration. Die Ursache liegt in der temperaturbegrenzten Löslichkeit von Al in SiC, welche z.B. bei  $2.300^\circ\text{C}$  nach [Lan96]  $1,1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  beträgt. Somit kann aufgrund der deutlich höheren Temperatur bei Blitz- gegenüber Ofen-Temperung mehr Aluminium "in Lösung" auf elektrisch aktive Gitterplätze gehen. Die Tatsache, daß bei den hoch dotierten Blitz-getemperten Proben metallische Leitung beobachtet wird, deutet darauf hin, daß die Abkühlung schnell genug erfolgt, um ein "Einfrieren" der hohen gelösten Al-Konzentration zu gewährleisten. Der niedrige Diffusionskoeffizient von Al in SiC sollte

dies begünstigen (vgl. Tab. 2.2). Es wurde mit SIMS die Stabilität des Al-Profiles beim Blitz-Ausheilen nachgewiesen.

Im Gegensatz zur hohen Löcherkonzentration ist die Löcherbeweglichkeit der Blitz-getemperten Probe deutlich niedriger als diejenige der Ofen-getemperten, wofür zusätzlich zu der höheren Konzentration ionisierter Fremdatome auch Abschreckeffekte verantwortlich sein können.

Desweiteren ist davon auszugehen, daß die unterschiedlichen Tempermodi Defekte verschiedener Natur zurücklassen, welche ebenfalls in die elektrischen Eigenschaften eingehen. Daher empfiehlt sich eine Optimierung der Parameter der Blitz-Ausheilung (Vorheiz-Temperatur, Blitzdauer und -temperatur), wofür jedoch technische Veränderungen an der bestehenden Anlage notwendig sind.

### 5.2.4 Bor-implantiertes 6H-SiC

Auch bei Einsatz von Bor zur Erzeugung p-leitender Schichten erweist sich  $1.650\text{ }^{\circ}\text{C}$  als optimale Temperatur im Sinne der formulierten Zielstellung bei Ausheilung unter stehendem Argon. Hinsichtlich des Parameters Implantations-Temperatur wurde im Analogieschluß zu den detaillierten Untersuchungen für Aluminium ebenfalls  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$  gewählt.

Abbildung 5.7 zeigt exemplarisch die Ergebnisse elektrischer Messungen für die beiden Proben mit  $5 \cdot 10^{19}$  und  $5 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$  Bor-Konzentration. Interessant dabei ist, daß generell

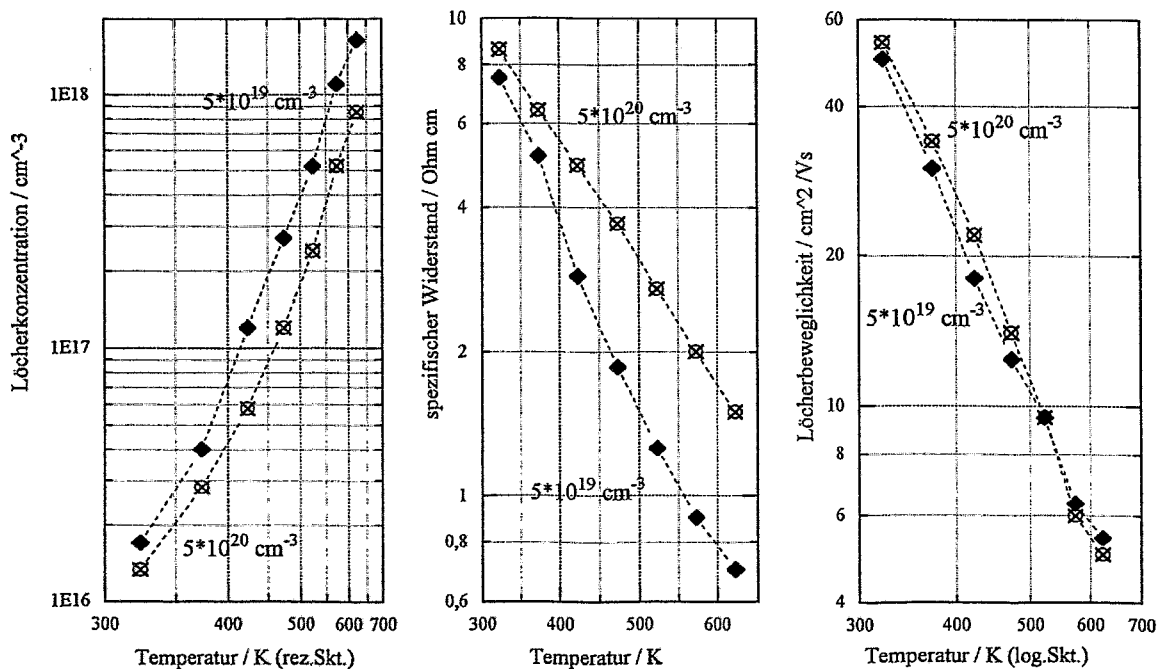


Abb. 5.7: Elektrische Parameter für Bor-impl., Ofen-getempertes 6H-SiC ( $1.650\text{ }^{\circ}\text{C}$ )

mit zunehmender Bor-Konzentration über  $5 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$  niedrigere Löcherkonzentrationen und höhere spezifische Widerstände bei vergleichbarer Beweglichkeit der Ladungsträger

beobachtet werden. Verständlich wird dies dadurch, daß im Falle von Bor die Löslichkeit bei  $1.650\text{ }^{\circ}\text{C}$  nur  $2 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$  [Lan96] beträgt. Überlösliches Bor wird somit ausgeschieden und bleibt elektrisch unwirksam. Es bildet über OSTWALD-Reifung Cluster, wie im Abschnitt über die XTEM-Untersuchungen nachgewiesen wurde. Andererseits zeigt SIMS, daß die Bor-Konzentration infolge Temperung an keiner Stelle des Profils unter  $10^{19}\text{ cm}^{-3}$  absinkt (vgl. Abb. 4.14).

Da die Probe mit  $5 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$  knapper über der Löslichkeitsgrenze liegt, läßt sich die größere Löcherkonzentration dadurch erklären, daß kleinere ausgeschiedene Bor-Cluster aufgrund erhöhter Löslichkeit in ihrer Umgebung eine höhere mittlere Löslichkeit bewirken. Daß auch donatorartige kompensierende Defekte beteiligt sein können, schließt die niedrigere Löcherkonzentration der Probe mit hoher implantierter Bor-Konzentration von  $5 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$  nicht aus. Hinsichtlich der Löcher-Beweglichkeit üben die niedrigere Löcherkonzentration eine erhöhende sowie die ausgeschiedenen Bor-Cluster in höherer Zahl bzw. Größe eine senkende Wirkung aus, woraus die ähnlichen Werte für beide Proben resultieren [Hei97].

Im Gegensatz zu Aluminium läßt sich durch Blitz-Ausheilung bei  $2.000\text{ }^{\circ}\text{C}$  im Falle von Bor bei Konzentrationen von  $5 \cdot 10^{19}$  bis  $1,5 \cdot 10^{21}\text{ cm}^{-3}$  im Vergleich zu Ofen-Temperung unter Argon bei  $1.650\text{ }^{\circ}\text{C}$  keine Erhöhung von Löcherkonzentration und Leitfähigkeit erreichen. Grund dafür sollte die im Vergleich zu Aluminium um mehr als eine Größenordnung höhere Diffusionskonstante sein (vgl. Tab. 2.2), welche einem Einfrieren der im Temperaturmaximum des Blitzes erhöhten gelösten Bor-Konzentration beim Abkühlen entgegenwirkt.

Eine zu stark überlöslicher Konzentration führende Implantation von Bor ist mithin kontraproduktiv im Sinne der Anwendung. Nach der Theorie der OSTWALD-Reifung ist allerdings zu erwarten, daß Implantation in *leicht* überlöslicher Konzentration die effektive Löslichkeit steigert und somit auch zu verbesserten elektrischen Parametern führt.

### 5.2.5 Zusammenfassung zur p-Dotierung

Abschließend seien in Abb. 5.8 die elektrischen Ergebnisse zur Bor- und Aluminium-Implantation bei  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$  für die gefundenen optimalen Tempermodi (Ofen-Temperung bei  $1.650\text{ }^{\circ}\text{C}$  sowie Blitz-Temperung bei  $2.000\text{ }^{\circ}\text{C}$  unter Argon) jeweils für eine Meßtemperatur von  $50\text{ }^{\circ}\text{C}$  in Abhängigkeit von der implantierten Akzeptor-Konzentration zusammengefaßt.

Durch Blitz-Ausheilung lassen sich im Falle von Aluminium im oberen Konzentrationsbereich Löcherkonzentration und Leitfähigkeit gegenüber konventioneller Ofen-Ausheilung deutlich steigern. Im Gegensatz dazu ist bei Bor kein derartiger Effekt zu beobachten. Außer der niedrigeren Löslichkeit bewirkt bei Bor auch der größere energetische Abstand des Akzeptorniveaus von der Valenzband-Oberkante eine deutlich geringere thermisch aktivierte Löcherkonzentration [Pen95]. Insofern empfiehlt sich zur Herstellung von niederohmigen elektronischen Bauelementen der Einsatz von Aluminium als Akzeptor.

Es wurde auch der in der Literatur kontrovers diskutierte Frage nachgegangen, ob Im-

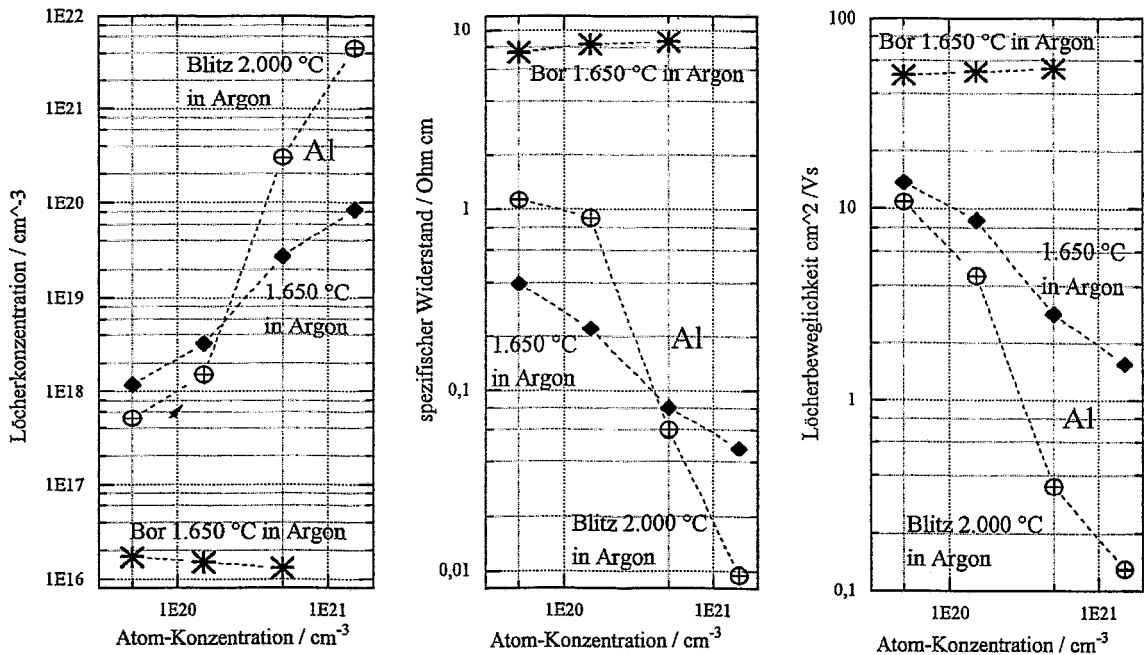


Abb. 5.8: Übersicht der elektrischen Parameter für Al- und Bor-impl. 6H-SiC bei 50 °C

plantation in einkristallines 6H-SiC nach dem modifizierten LELY-Verfahren p-Leitung zu liefern vermag. Ein entsprechender Vergleich zweier Probenserien mit jeweils  $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  implantierter Al-Konzentration ergab keine signifikanten Unterschiede in deren elektrischen Eigenschaften. Offenbar ist im Wesentlichen die um Größenordnungen höhere n-Grunddotierung von  $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  des verwendeten CREE-Materials im Vergleich zu hoepitaktischen Schichten ( $\approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) von Bedeutung. Wird in zu geringer Konzentration implantiert, so kann die dadurch sowie infolge donatorartiger implantationsinduzierter Defekte erhöhte Kompensation p-Leitung durch Besetzung der Akzeptorzustände mit Elektronen verhindern. [Son95] gelang es, mit relativ niedrigen Dotanden-Konzentrationen entsprechende Leitung in einkristallinen Schichten zu erzeugen, weil die Grunddotierung noch niedriger war.

Ein Vergleich der gefundenen elektrischen Eigenschaften hochdotierter p-leitender Schichten mit Literaturwerten ist nur in wenigen Fällen möglich (vgl. 1.2). In [Ton97] liegen die Meßwerte der Löcherkonzentration nach Al-Implantation bei 600 °C und Ofen-Ausheilung bei 1.550 °C um einen Faktor 3 oder mehr unter den hier vorgestellten jeweils nach Temperung bei 1.550 °C unter Argon, wobei für die anderen elektrischen Parameter mangels Angabe derselben kein Vergleich möglich ist. In Abb. 5.9 werden die Löcherkonzentrationen mit eigenen Werten verglichen<sup>3</sup>.

Allerdings berichten die Autoren über eine deutliche Steigerung der Löcherkonzentration nach Koimplantation mit Kohlenstoff, wo für die höchste Al-Konzentration von  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$

<sup>3</sup>Extrapolation auf Raumtemperatur



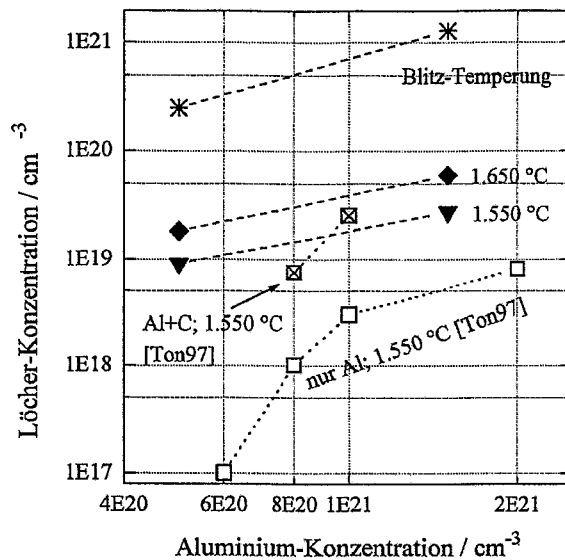


Abb. 5.9: Vergleich der Löcherkonzentrationen im oberen Al-Konzentrationsbereich mit denen von [Ton97] mit und ohne Kohlenstoff-Koimplantation

gute Übereinstimmung mit unseren Werten *ohne* Koimplantation besteht. Andere Autoren verneinen allerdings derartig positive Effekte infolge Kohlenstoff-Koimplantation [Rao96]. Hinsichtlich der optimalen Ausheiltemperatur bei Langzeit-Ofen-Temperung besteht eine Diskrepanz zu [Pen95]. Diese Autoren weisen dafür 1.800 °C für eine niedrigere Aluminium-Konzentration von  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  aus. Die eigenen Untersuchungen zeigten, daß in diesem Konzentrationsbereich nach Temperung bei 1.650 °C höchstmögliche Werte von Löcherkonzentration und Leitfähigkeit resultieren, nach Temperung bei 1.700 °C jedoch keine p-Leitung nachweisbar ist (vgl. Probleme der Temperaturmessung in 1.2).

### 5.3 n-Dotierung mit Stickstoff

Zur Erzeugung n-leitender Schichten in epitaktischem p-6H-SiC wurde eine Stickstoff-Implantation bei 400 °C mit 5 abgestuften Energien und Dosen entsprechend Abschnitt 4.1 vorgenommen. Dabei wurden die Dosen derart variiert, daß N-Konzentrationen in dekadischen Schritten von  $5 \cdot 10^{17}$  bis  $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  entstanden.

Die so implantierten Proben wurden jeweils 10 min im Ofen sowohl unter Vakuum bei 1.400 °C als auch unter stehendem Argon bei 1.550 und 1.650 °C getempert, wobei Erfahrungen aus der Literatur besagen, daß zur bestmöglichen elektrischen Aktivierung von Stickstoff bereits niedrigere Ausheiltemperaturen ab 1.400 °C ausreichen. Wie sich weiterhin zeigen wird, sind die eigenen Ergebnisse der elektrischen Parameter mit den in Abschnitt 1.2 diskutierten vergleichbar.

Abbildung 5.10 zeigt die 3 Parameter Elektronenkonzentration, spezifischer Widerstand sowie Elektronenbeweglichkeit für eine Meßtemperatur von 50 °C nach Temperung bei 1.400 °C im Vakuum sowie 1.550 °C in Argon. Generell steigen in dem untersuchten Bereich die Elektronenkonzentration und Leitfähigkeit mit der implantierten N-Konzentration

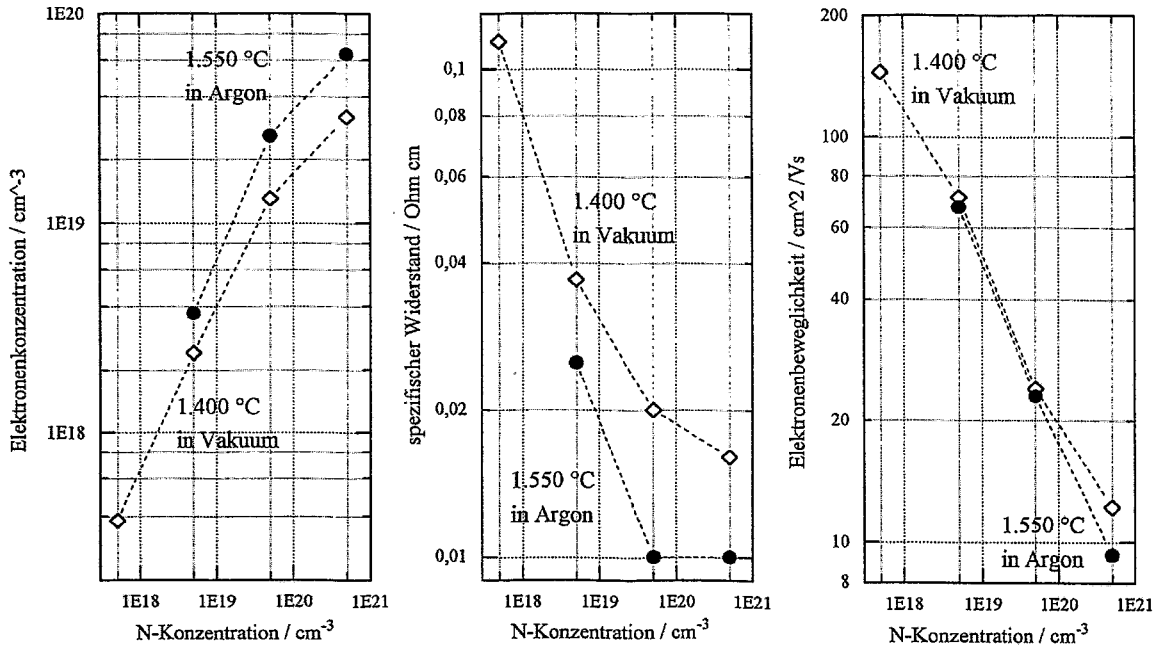


Abb. 5.10: Elektrische Parameter für Stickstoff-implantiertes 6H-SiC als Funktion der N-Konzentration bei 50 °C

on. Während nach Temperung bei 1.400 °C im Vakuum sämtliche Proben n-Leitung zeigten, konnte diese für die Probe der niedrigsten N-Konzentration von  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nach Temperung bei 1.550 °C in Argon nicht mehr nachgewiesen werden. Dieser Trend verstärkte sich nach Temperung bei 1.650 °C in Argon, wo nur noch die Probe mit der höchsten N-Konzentration von  $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  n-Leitung mit einer Elektronenkonzentration von  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  bei 50 °C zeigte. Auch hier kam es, wie bei Aluminium und Bor, im Vergleich zur Literatur bereits bei niedrigeren Temperaturwerten zum Verschwinden des jeweiligen Leitungstyps. SIMS-Untersuchungen in Abschnitt 4.5 wiesen allerdings nach, daß weder zu geringer noch zu hoher Abtrag noch Diffusion des Stickstoffs dafür verantwortlich sind.

In Abb. 5.11 wird das Verhalten der elektrischen Materialparameter über der Meßtemperatur für die bei 1.400 °C in Vakuum getemperten Proben gezeigt, wobei die Ergebnisse im unteren Konzentrationsbereich auf vollständige Gitterplatzbesetzung der Donatoratome hinweisen.

Besonders bei den beiden höchsten N-Konzentrationen machen sich Sättigungstendenzen dahingehend bemerkbar, daß die Verzehnfachung der implantierten Stickstoffmenge nur eine Verdreifachung der Elektronenkonzentration bewirkt. Da die Donator-Ionisierungsenergie mit steigender N-Konzentration allenfalls sinkt, kann dieser Effekt nur mit einem reduzierten Anteil der N-Atome auf Gitterplätzen erklärt werden. Dies ist zurückführbar auf die begrenzte Löslichkeit von Stickstoff in SiC, welche in [Lan96] mit  $2,6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  bei 2.450 °C angegeben wird und bei 1.400 °C niedriger ist.

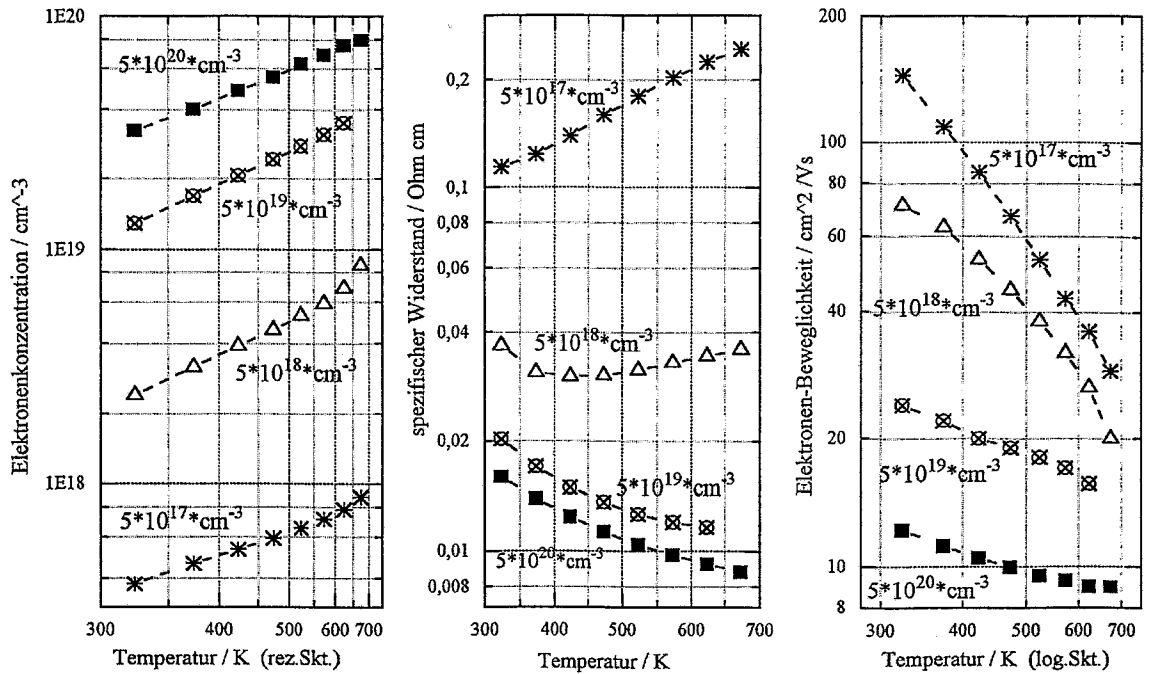


Abb. 5.11: Elektrische Parameter für N-impl. 6H-SiC nach Temperung bei 1.400 °C

Die höchste Elektronen-Beweglichkeit wird für die niedrigste N-Konzentration von  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  bei  $50^\circ\text{C}$  mit  $145 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  erreicht und ist stets eine fallende Funktion der Temperatur. Höhere Dotierung bewirkt infolge damit verbundener verstärkter Ladungsträgerstreuung an ionisierten Störatomen eine Senkung der Beweglichkeit sowie deren geringer werdenden Abfall über der Temperatur.

## 5.4 Bezug zur Theorie

### 5.4.1 Aluminium als Akzeptor in 6H-SiC

Um Theorie und Experiment quantitativ in Relation zu setzen, werden die entsprechenden Meßwerte elektrischer Parameter aus 5.2 sowie die in 2.3 vorgestellten Modelle herangezogen.

Die aus Sicht der Theorie fundamentalen Größen sind die Konzentration thermisch ins Valanzband angeregter Löcher (2.3.1) und deren Beweglichkeit (2.3.2).

Hinsichtlich der *Löcherkonzentration* ist folgendes zu berücksichtigen: In 2.2.2 wurde darauf verwiesen, daß es infolge elektronischer Wechselwirkung zwischen benachbarten Akzeptoren bei den in dieser Arbeit untersuchten hohen Dotieratomkonzentrationen zu einer Dispersion der Ionisierungsenergien  $E_I$  kommt, sodaß die Annahme einer mittleren  $E_I$  nur angenähert korrekt ist. Da aus den experimentellen Daten zur thermischen Anregung von Löchern keine verbesserte Anpassung durch Anwendung des verfeinerten Modells mit mehreren Unterbändern erreicht wird, kommt nur das einfache Modell der Anregung in 1

Unterband aus 2.3.1 zur Anwendung.

Bezüglich der *Löcherbeweglichkeit* werden entsprechend 2.3.2 die beiden Komponenten der Streuung an ionisierten Fremdatomen  $\mu_S$  sowie den schwingenden (neutralen) Gitteratomen  $\mu_G$  herangezogen.

In Abbildung 5.12 werden am Beispiel der bei 400 °C implantierten Probe mit einer Al-Konzentration von  $1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturung bei 1.650 °C unter Argon Meßwerte und theoretische Modellierung bis hin zu tiefen Temperaturen von 150 K verglichen.

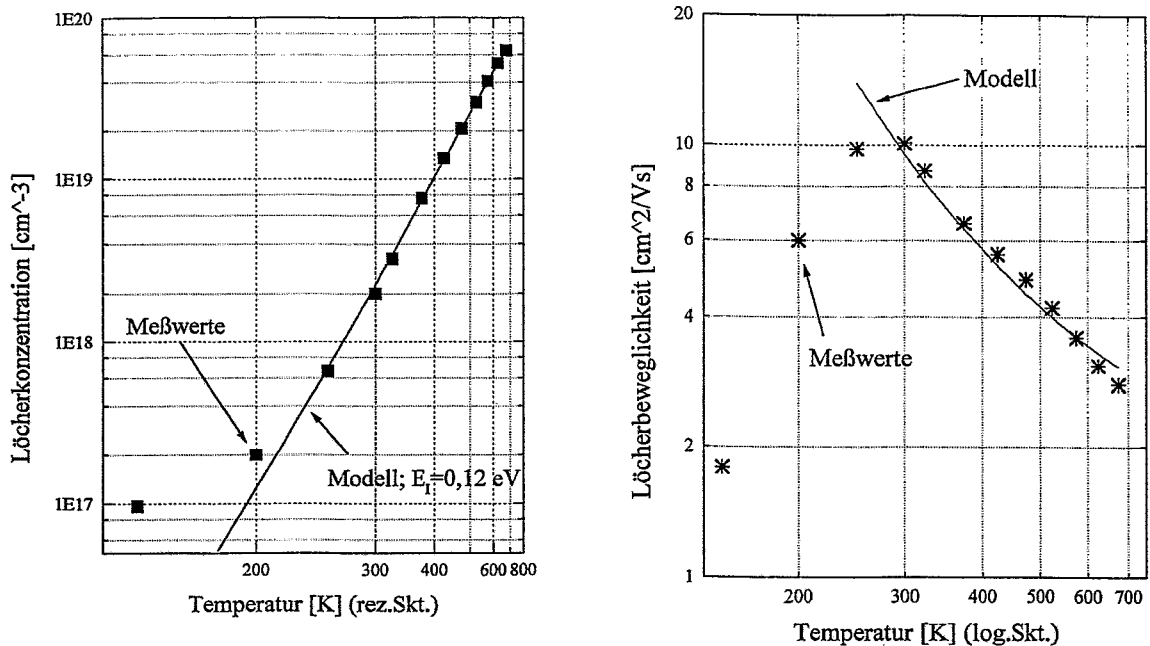


Abb. 5.12: Löcherkonzentration und Beweglichkeit einer Al-implantierten 6H-SiC-Probe

Dabei wurden zur Anpassung der Theorie an die Meßdaten folgende freie Parameter verwendet:

- die zur thermischen Anregung beitragende auf Gitterplätzen befindliche Dotieratomkonzentration  $N_A$
- die tatsächliche Kompensation  $N_K$ , die infolge implantationsinduzierter temperaturstabiler donatorartiger Defekte über der n-Grunddotierung des Ausgangsmaterials liegen kann
- die Ionisierungsenergie  $E_I = E_A - E_V$ , welche durch Dotieratom-Konzentration, -verteilung sowie Kompensation beeinflusst wird
- der materialspezifische Parameter  $a$  im Anteil der Gitterstreuung  $\mu_G = aT^{-1,5}$  (vgl. (2.18))

Die bestmögliche Anpassung des Modells an die Meßwerte der Löcherkonzentration in Abb. 5.12 links gelingt mit  $E_I = 0,12 \text{ eV}$ , einer Gitterplatzbesetzung des Aluminium von

$N_A = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  sowie Kompensation  $N_K = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Die im Vergleich zur Implantation doppelt so hohe Gitterplatzbesetzung des Aluminium ist neben der unsicheren Kenntnis des HALL-Streufaktors in (3.5) auf die eingeschränkte Gültigkeit des zugrundegelegten Modells zurückzuführen. Benutzt man die angepaßte Löcherkonzentration zur Modellierung der Beweglichkeit, so ergibt sich für den Parameter  $a$  der Gitterstreuung ein Wert von 40. Die Abweichungen zwischen Meßwerten und Modellierung weisen auf die sich bei tiefen Temperaturen bemerkbar machende Störbandleitung hin. Diese äußert sich bei der Löcherkonzentration in einem "Grundanteil" auch bei  $T = 0$  sowie in der Beweglichkeit in einem zu tiefen Temperaturen hin fallenden Ast infolge des  $T^{1,5}$ -Einflusses in  $\mu_S$  nach Gl. (2.19), was quantitativ entsprechend des Schwerpunktes dieser Arbeit nicht näher betrachtet wird.

Die Ionisierungsenergie des Aluminium-Akzeptors wurde alternativ mit Hilfe der Spektroskopie tiefer Niveaus (DLTS) bestimmt [Fun98]. Dabei wurde die Meßanordnung derart gewählt, daß die Signale aus dem Bereich *unterhalb* des p-n-Übergangs, wo Löcher die Minoritäts-Ladungsträger sind, stammen. Es ergaben sich 2 eng beieinander liegende Niveaus bei 0,26 und 0,24 eV im Intensitätsverhältnis von 2:1. Da dies genau das Verhältnis der Anzahl von Plätzen kubischer und hexagonaler Symmetrie in 6H-SiC ist, muß die Zuordnung der beiden Niveaus entsprechend erfolgen. Somit gelang erstmals der Nachweis, daß ein leichter energetischer Unterschied von 20 meV zwischen beiden möglichen Plätzen des Al im Si-Untergitter besteht. Im Vergleich dazu sind die oben ermittelten 0,12 eV für die hochdotierte p-Schicht deutlich kleiner, wie es nach der Theorie hochdotierter Halbleiter auch zu erwarten ist. Im Bereich unterhalb des p-n-Übergangs hingegen liegt die Al-Konzentration unter  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , sodaß die Akzeptoren als in idealer Weise isoliert betrachtet werden können.

### 5.4.2 Bor als Akzeptor in 6H-SiC

Während im Falle von Aluminium eine gute Beschreibung der experimentellen Daten zur Beweglichkeit mit Hilfe der beiden Streumechanismen für akustische Gitterphononen sowie ionisierte Störatome oberhalb Raumtemperatur möglich ist, gelingt dies bei Bor infolge eines starken Abfalls der Beweglichkeit mit steigender Temperatur nicht. Dieser Umstand legt nahe, daß hier ein zusätzlicher Streumechanismus maßgebend beteiligt ist, welcher im folgenden entwickelt werden soll.

#### Streuung an leichten neutralen Störatomen des Bor

Die thermische Schwingung eines Fremdatoms mit abweichender Masse findet mit anderer Amplitude und Frequenz als die der Atome des Kristallgitters statt, was einen zusätzlichen Beitrag zur Beweglichkeit der Ladungsträger liefert. Diese "sehen" Bor-Atome, welche "außer der Reihe" der Gitteratome schwingen, und werden an ihnen gestreut.

Zur Herleitung dieser Komponente werden die Bor-Akzeptoratome isoliert auf Plätzen im Silizium-Untergitter betrachtet: Unter Anwendung des Modells eines harmonischen

Oszillators gilt für die Frequenz der Schwingung

$$f \sim \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (5.1)$$

Dabei wird die Kraftkonstante  $k$  durch die Potentiale der atomaren Bindungen zum benachbarten Kohlenstoff bestimmt, welche für Bor und Aluminium wegen ihrer chemischen Ähnlichkeit als gleich angenommen wird. Deutlich hingegen unterscheiden sich die Atommassen: während die von Aluminium mit 27 fast mit der des Siliziums (28) übereinstimmt, beträgt diejenige von Bor-11, woraus sich für das Frequenzverhältnis der Schwingungen von Bor und Silizium nach (5.1) ein Wert von

$$\frac{f_B}{f_{Si}} = \sqrt{\frac{m_{Si}}{m_B}} = \sqrt{\frac{28}{11}} \approx 1,6 \quad (5.2)$$

ergibt. Damit tritt zusätzlich zur Frequenzdichteverteilung nach DEBYE, welche bei der materialspezifischen Maximalfrequenz  $f_D$  abbricht, noch für ein leichtes Dotieratom wie Bor eine weitere Komponente hinzu, wie in Abb. 5.13 gezeigt:

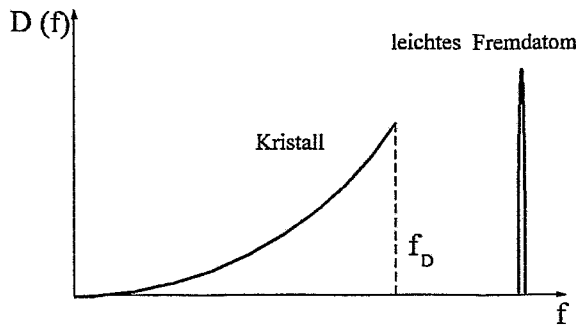


Abb. 5.13: Frequenz-Verteilungsfunktion für einen DEBYE'schen Festkörper mit leichten Fremdatomen nach dem EINSTEIN-Modell

Unter Annahme eines EINSTEIN-Modells mit monofrequenter Eigenschwingung des leichten Fremdatoms Bor tritt dann beim 1,6-fachen von  $f_D$  eine Delta-Funktion in der Zustandsdichte hinzu. Deren Komponente zur elektrischen Beweglichkeit wurde von [Joh97] abgeleitet zu

$$\mu_{NB} = b T^{-0,5} \exp\left(\frac{1,6 h f_D}{k_B T} - 1\right). \quad (5.3)$$

Während im Grenzfall langwelliger akustischer Phononen der Exponentialausdruck entwickelt zur  $T^{-1,5}$ -Abhängigkeit führt, ist diese Näherung bei den hier vorliegenden *hochfrequenten* Schwingungen nicht möglich. Alternativ läßt sich nach der Relation  $h f = k_B T$  die DEBYE-Temperatur  $T_D$  verwenden, welche für 6H-SiC nach [Lan96] 1.200 K beträgt.

$$\mu_{NB} = b T^{-0,5} \exp\left(\frac{1,6 T_D}{T} - 1\right) \quad (5.4)$$

In die Konstante  $b$  ( $\sigma_B, c_B$ ) gehen u.a. der Streuquerschnitt für Ladungsträger am neutralen Bor  $\sigma_B$  sowie dessen Konzentrationsanteil  $c_B$  ein. Dabei sollte  $\sigma_B$  aufgrund der geringen Abschirmung des positiven Bor-Kerns (wenig Hüllenelektronen) quantitativ deutlich

in Erscheinung treten.

Die Gesamtbeweglichkeit ergibt sich dann aus

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_G} + \frac{1}{\mu_S} + \frac{1}{\mu_{NB}} \quad (5.5)$$

In Abbildung 5.14 wird die Anpassung mit diesem verbesserten Modell an die experimentellen Daten der bei 400 °C implantierten Probe mit  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  Bor-Konzentration und 10-minütiger Temperung bei 1.650 °C in Argon gezeigt.

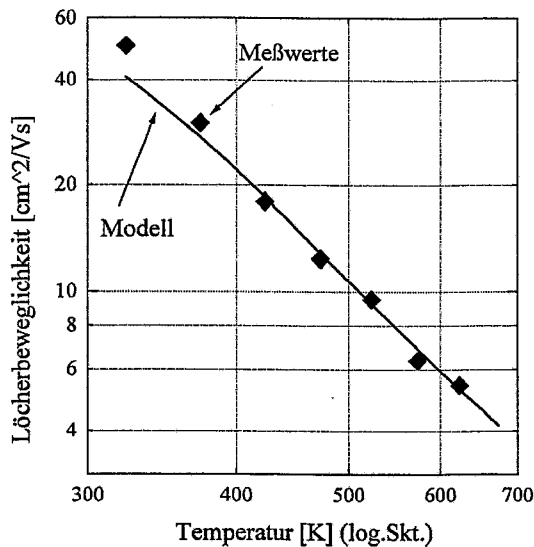


Abb. 5.14: Modellierung der Löcherbeweglichkeit für Bor-implantiertes 6H-SiC

Dabei ergab sich für den Parameter  $a$  ein Wert von 40 und somit Übereinstimmung mit demjenigen für Al-implantiertes 6H-SiC. Dies bestätigt, daß hinsichtlich der Streuung am Gitter die Art des Akzeptors ohne Bedeutung ist. Weiterhin ergab sich  $b = 0,0008$ . Bei der Anpassung der Löcherkonzentration wurden ermittelt  $N_A = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_K = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  sowie  $E_I = 0,3 \text{ eV}$  als Ionisierungsenergie des Bor-Akzeptors.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß unter Berücksichtigung der Ladungsträger-Streuung an neutralen Bor-Fremdatomen das Verhalten der Löcherbeweglichkeit in plausibler Weise theoretisch modelliert werden kann. Dies wurde erstmals für SiC durchgeführt, bei dem mit Bor als Fremdatom sowohl tiefe Niveaus und somit ein hoher nicht-ionisierter Akzeptor-Anteil als auch eine stark abweichende Atommasse im Vergleich zum substituierten Silizium vorliegen.

# Kapitel 6

## Synthese und Ausblick

Ausgehend vom Hauptziel der absoluten Maximierung von Löcherkonzentration und Leitfähigkeit in p-leitendem 6H-SiC in dieser Arbeit wurden Mikrostruktur und elektrische Eigenschaften nach Hochdosis-Ionenimplantation mit Aluminium und Bor unter Einsatz verschiedener Tempervverfahren untersucht. Dafür wurde erstmals auch der Einfluß der Implantations-Temperatur im Bereich von Raumtemperatur bis 1.200 °C auf die Kristallschädigung im Zusammenhang mit den elektrischen Eigenschaften der dotierten Schichten vor und nach Temperung systematisch studiert.

Zur Herstellung niederohmiger Schichten bzw. solcher mit hoher Konzentration an freien Ladungsträgern ist eine Hochtemperaturbehandlung nach erfolgter Ionenimplantation unerlässlich, auch wenn direkt nach Implantation von Aluminium bei 1.200 °C eine schwache p-Leitung nachgewiesen wurde. Zwar läßt sich alternativ die Implantationstemperatur noch weiter steigern, was jedoch eine zunehmende Graphitisierung sowie Abtrag des 6H-SiC von der Oberfläche her ungünstig erscheinen lassen [Mak94]. Daher wurden die Untersuchungen auf Implantations-Temperaturen bis 1.200 °C begrenzt.

Bei Ofen-Temperung im Vakuum und Kurzzeit-Blitzausheilung unter Argon wurde merklicher Abtrag von der Oberfläche festgestellt, wofür Sublimation und aktive Oxidation verantwortlich sind. Da bei diesen Verfahren jedoch glatte Oberflächen verbleiben, lassen sie sich gezielt zur Freilegung vergrabener implantierter Dotanden-Profile einsetzen. Bei Ofen-Temperung unter Schutzgas Argon gelingt es durch Einlegen einer Zwischentemperung bei 1.200 °C, die Rauigkeit der Oberflächen von über 80 auf unter 20 nm zu senken. Generell besteht jedoch ein Zusammenhang zwischen der Art der Schädigung des SiC-Kristalls nach Implantation und der Oberflächen-Topographie nach Temperung wird z.B. die Fernordnung im SiC-Kristall bei Implantation zerstört, so ist nach Temperung eine wesentlich höhere Rauigkeit zu beobachten.

Die systematische Variation der Substrat-Temperatur bei Aluminium-Implantation ( $c_{Al} = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) zeigte deren entscheidenden Einfluß auf den verbleibenden Kristallzustand. Dabei ergaben sich 3 Temperaturbereiche mit unterschiedlicher Art der nach Implantation verbleibenden Defekte.

Bei Raumtemperatur sind weder die erzeugten Zwischengitteratome noch die Vakanzen von Silizium und Kohlenstoff mobil, sodaß der Kristallschaden infolge Implantation akkumuliert, bis Zerstörung der Fernordnung und schließlich auch der Nahordnung einsetzt.



Am Beispiel von Aluminium wird gezeigt, daß für Implantation bei Raumtemperatur das Überschreiten einer kritischen Dichte der Energiedeposition zur Zerstörung der Fernordnung im 6H-SiC-Kristall führt. Dieser Übergang vom geschädigten Kristall zu einem strukturlosen Zustand, bei dem die chemische Nahordnung jedoch noch erhalten ist, stellt sich als scharf heraus (kritische Energiedepositionsdichte  $3 \cdot 10^{20}$  keV/cm<sup>3</sup>).

Schon im Falle von Implantation bei 200 °C ist eine deutliche Reduzierung des verbleibenden Kristallschadens festzustellen, was sich zu höheren Temperaturen bis 1.000 °C monoton fortsetzt. Für diese dynamische Ausheilung ist die zunehmende Mobilität der Punktdefekte, beginnend bei denen mit niedrigster Verlagerungsenergie, verantwortlich. Dabei handelt es sich um die Silizium- und Kohlenstoff-Vakanzen, wie es durch die Bildung von 3-er Aggregaten der Si-C-Divakanzen innerhalb der implantierten Schicht sowie Divakanzen bis zu einer Tiefe von 1,5 µm, was wesentlich tiefer als die Reichweite der implantierten Ionen ist, bereits bei 200 °C nachgewiesen wird (PAS). Mit steigender Temperatur bilden sich größere Vakanzcluster, wobei die maximale Tiefe, bis zu der diese auftreten, abnimmt. Schließlich werden auch die gebildeten Zwischengitteratome mobil, worauf das Verschwinden der Signale von denen des Kohlenstoffs nach Implantation bei 800 °C sowie von denen des Siliziums bei 1.000 °C (RAMAN, RBS/C) hindeutet. Dabei entstehen größere Versetzungsschleifen vom Zwischengitter-Typ, deren Bildung nach den XTEM-Untersuchungen bei Implantations-Temperaturen zwischen 800 und 1.050 °C einsetzt und die auch bei höheren Temperaturen vorhanden sind.

Im Gegensatz zu allen anderen Proben zeigte die bei Raumtemperatur implantierte 6H-SiC-Probe mit zerstörter Fernordnung nach Temperung höherdimensionale Kristalldefekte, z.B. mit Verspannungen einhergehende Stufenversetzungen. Auch in ihren elektrischen Eigenschaften erwiesen sich solche Schichten im Sinne der Zielstellung dieser Arbeit als minderwertig und sind deshalb für die Anwendung in der Elektronik nicht zu empfehlen.

Sofern nach Implantation Punktdefekte vorhanden sind, verschwinden diese bei Hochtemperatur-Ausheilung (RAMAN, RBS/C) bzw. bilden Versetzungsschleifen (XTEM), welche dann das für alle oberhalb Raumtemperatur implantierten Proben übereinstimmende Defektbild prägen. Hinsichtlich der elektrischen Eigenschaften ließ die Hochtemperatur-Ausheilung von unterschwellig<sup>1</sup> geschädigtem 6H-SiC bei höheren Implantationstemperaturen nur eine geringfügige Streuung mit einem Minimum des spezifischen Widerstandes bei 400 °C erkennen. Deshalb wurde diese auch "technologiefreundliche" moderate Temperatur für die Hochdotierungs-Untersuchungen gewählt.

Bezüglich der Frage einer entsprechenden Korrelation ist festzustellen, daß kein signifikanter Einfluß des Kristallzustandes nach Implantation auf die elektrischen Eigenschaften nach Hochtemperatur-Ausheilung besteht, sofern die implantationsbedingte Schädigung unterschwellig ist.

Auf dieser Grundlage wurden die Dotierkonzentrationen verschiedener Dotanden weiter erhöht, um das Optimum der elektrischen Materialparameter im Sinne der eingangs formulierten Zielstellung zu finden. Maximale Löcherkonzentration bzw. minimaler spezifischer

---

<sup>1</sup>keine Zerstörung der Fernordnung im Gitter des 6H-SiC

Widerstand nach konventioneller Ofen-Temperung wurden für eine Al-Konzentration von  $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  mit  $1,1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  bzw.  $0,01 \Omega\text{cm}$  bei  $50^\circ\text{C}$  nach Temperung bei  $1.700^\circ\text{C}$  erreicht. Bei niedrigeren Al-Konzentrationen sowie Bor hingegen waren nach Temperung bei  $1.650^\circ\text{C}$  die bestmöglichen elektrischen Materialparameter nachzuweisen.

Der abnehmende Anstieg der Löcherkonzentration über der Temperatur mit steigender Al-Konzentration weist auf eine Abnahme der effektiven Ionisierungsenergie der Al-Akzeptorzustände infolge deren stärker werdender elektronischer Wechselwirkung untereinander hin, was im Einklang mit der Theorie des Übergangs von thermisch angeregter zur Störbandleitung steht (vgl. 2.2.2). Mit DLTS wurde die Ionisierungsenergie der Al-Akzeptoren im Bereich unterhalb des p-n-Übergangs bestimmt, wo die Al-Konzentration kleiner als die n-Grunddotierung ist und Löcher somit Minoritäts-Ladungsträger sind. Es ergaben sich 2 eng beieinander liegende Niveaus bei 0,26 bzw. 0,24 eV im Intensitätsverhältnis von 2:1, was eine Zuordnung zu Si-Plätzen kubischer bzw. hexagonaler Symmetrie im 6H-SiC ermöglicht. Außerdem wurde eine entsprechende Energiedispersion von 20 meV für den Al-Akzeptor auf Plätzen verschiedener Symmetrie nachgewiesen.

Als neuer technologischer Schritt wurde die Kurzzeit-Hochtemperatur-Ausheilung (20 ms) mit Blitzlampen bei  $2.000^\circ\text{C}$  untersucht. Das Verfahren erweist sich besonders nach Hochdosis-Implantation von Aluminium für Konzentrationen über  $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  als effizient. Es führt in diesem Falle zu Störbandleitung, womit der Vorteil einer Kurzzeit-Ausheilung bei extrem hoher Temperatur wegen der dann höheren "eingefrorenen" Löslichkeit sichtbar wird. So zeichnet sich die Probe mit  $c_{Al} = 1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  durch einen sehr niedrigen spezifischen Widerstand von  $0,009 \Omega\text{cm}$  bei  $50^\circ\text{C}$  aus. Die gegenüber thermisch induzierter Leitung deutlich schwächere Abhängigkeit von Löcherkonzentration und Widerstand von der Arbeitstemperatur sollte eine weitere positive Eigenschaft für die Anwendung sein.

Für Aluminium wurde auch nach Ausheilungen bei höchsten Temperaturen von  $1.750^\circ\text{C}$  (Ofen) bzw.  $2.000^\circ\text{C}$  (Blitz) keine bzw. nur marginale Diffusion beobachtet.

Im Falle von Bor wurde mit XTEM die Bildung von Ausscheidungs-Agglomeraten nach Temperung und deren OSTWALD-Reifung in den Konzentrations-Maxima, verglichen mit dem Zustand reich an Punktdefekten nach Implantation, beobachtet. SIMS-Messungen zeigen zum einen die "Bergaufdiffusion" in die Konzentrations-Maxima und andererseits mit wachsender Temperatur eine zunehmende Ausdiffusion von Bor an der Oberfläche. Die verstärkte Bor-Diffusion in die Tiefe steht im Zusammenhang mit dort vorhandenen Vakanz-Agglomeraten (PAS).

Bereits eine Bor-Konzentration von  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  erwies sich als überlöslich, was auch die elektrischen Messungen zeigten. Diese ergaben für die verschiedenen implantierten Bor-Dosen jeweils ähnliche Werte der elektrischen Materialparameter, welche in enger Beziehung zu der Menge des auf Gitterplätzen gelösten und zur Leitung beitragenden Bors stehen. Somit bringt überlösliches Bor im Blick auf die Anwendung keine positiven Effekte, was hier auch im Falle von Blitz-Ausheilung uneingeschränkt gilt. Begrenzt auch durch die höhere Ionisierungsenergie des Bor-Akzeptors wurden bestenfalls bei  $50^\circ\text{C}$  eine

Löcherkonzentration von  $1,7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bei einem spezifischen Widerstand von  $7,5 \Omega \text{ cm}$  erreicht, wobei die Beweglichkeit mit  $50 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  natürlich höher als die für Aluminium in gleicher Konzentration von  $14 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  wegen der wesentlich geringeren Anzahl ionisierter Fremdatome ist.

Es wäre interessant zu untersuchen, ob eine *leichte* Überschreitung der Löslichkeit<sup>2</sup> durch Dotierung mit  $c_{\text{Bor}} \approx 1 \dots 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  infolge der für diesen Fall theoretisch vorhergesagten Erhöhung der effektiven Löslichkeit bei stark gekrümmten Grenzflächen von Bor-Ausscheidungen die elektrischen Materialparameter zu verbessern vermag.

Generell zeigte sich, daß für die Beweglichkeit von Löchern die beiden Mechanismen Gitterstreuung und Streuung an ionisierten Fremdatomen verantwortlich sind, wobei im Falle von Bor zur Erklärung des Temperaturverhaltens der gemessenen Löcherbeweglichkeiten zusätzlich die Streuung an den neutralen, mit spezifischer Frequenz schwingenden Bor-Atomen auf Si-Plätzen herangezogen werden muß.

Forschungsbedarf für die Zukunft besteht in der Klärung der Frage, ob mit dem für die Anwendung in der Elektronik im Interesse steigenden 4H-Polytyp des SiC Übereinstimmung bei den mikrostrukturellen und elektrischen Effekten<sup>3</sup> im Falle von Hochdosis-Implantation besteht, wozu sich Ansätze bereits in der Literatur finden. Die Untersuchungen zur Mikrostruktur ließen sich mit weiteren Analysemethoden zur Nahstruktur (ESR, EXAFS) abrunden, um ein noch umfassenderes Bild von den bei Implantation und Temperung stattfindenden Prozessen zu gewinnen.

---

<sup>2</sup>Basis-Wert für den Fall ebener Grenzflächen zwischen den Phasen

<sup>3</sup>Für anwendungsrelevante Untersuchungen sind neben der Durchführung von HALL-Effekt-Messungen auch die Kennlinien der p-n-Übergänge aufzunehmen.

# Literaturverzeichnis

- [AhB95] S. Ahmed, C.J. Barbero, T.W. Sigmon; *Appl. Phys. Lett.* 66 (1995) 6, S. 712 ff.
- [Ahm95] S. Ahmed, C.J. Barbero, T.W. Sigmon, J.W. Erickson; *J. Appl. Phys.* 77 (1995), S. 6194 ff.
- [Alb96] E. Albertazzi, G. Lulli; *Nucl. Instr. Meth.* 120 (1996), S. 147 ff.
- [Ash90] D.G. Ashworth, R. Oven, B. Munding; *J. Phys. D* 23 (1990), S. 870 ff.
- [Bar50] J. Bardeen, W. Shockley; *Phys. Rev.* 80 (1950), S. 72 ff.
- [Bar91] A.L. Barry, B. Lehmann, D. Fritsch, D. Bräunig; *IEEE Transact. Nucl. Sci.* 38 (1991) 6, S. 1111 ff.
- [Bie80] J.P. Biersack, Veröff. HMI Berlin, B 334, 1980
- [Blo92] P. Blood, J.W. Orton; *Techniques of Physics, vol. 14 The electrical characterization of semiconductors: majority carriers and electron states*, Academic Press, 1992
- [Bra96] G. Brauer, W. Anwand, E.-M. Nicht, J. Kuriplach, M. Sob, N. Wagner, P.G. Coleman, M.J. Puska, T. Korhonen; *Phys. Rev. B* 54 (1996), S. 2512 ff.
- [BrA96] G. Brauer, W. Anwand, P.G. Coleman, A.P. Knights, F. Plazaola, Y. Pacaud, W. Skorupa, J. Stoermer, P. Willutzki; *Phys. Rev. B* 54 (1996), S. 3084 ff.
- [Bra98] G. Brauer, W. Anwand, P.G. Coleman, J. Stoermer, F. Plazola, J.M. Campillo, Y. Pacaud, W. Skorupa; *J. Phys. Condens. Mat.* 10 (1998), S. 1142 ff. (im Druck)
- [Bri90] D. Briggs, M.P. Seah; *Practical Surface Analysis, vol. 1: Auger and X-ray Photoelectron Spectroscopy*, John Wiley, Chichester, 1990
- [Cas96] J.B. Casady, R.W. Johnson; *Solid-State Electronics* 39 (1996), 10, S. 1409 ff.
- [Che96] G.D. Chen, J.Y. Lin, H.X. Jiang; *Appl. Phys. Lett.* 68 (1996) 10, S. 1341 ff.
- [Con96] J. Conrad, T. Rödle, T. Weber, W. Bolse; *Nucl. Instr. Meth. B* 118 (1996), S. 488 ff.
- [Daa63] H.J. van Daal, W.F. Knippenberg, J.D. Wasscher; *J. Phys. Chem. Solids*, Bd. 24 (1963), S. 109

- [Daa65] H.J. van Daal; Philips Res. Rep. (NL), Band 3, 1965
- [Dav91] R.F. Davis and J.T. Glass; *The Growth and Characterization of Silicon Carbide and Diamond for Microelectronic Applications*, Advances in Solid-State Chemistry, Vol. 2, S. 1-111
- [Evw96] A.O. Ewvaraye, S.R. Smith, W.C. Mitchell; J. Appl. Phys. 79 (1996) 10, S. 7726 ff.
- [Fei71] J. Feitknecht; Springer Tracts in Modern Physics 58 (1971), S. 48
- [Föh92] A. Föhl, R.M. Emrick, H.D. Carstanjen; Nucl. Instr. Meth. B 65 (1992), S. 335 ff.
- [Fun98] S. Fung, M. Gong, C.D. Beling, G. Brauer, H. Wirth, W. Skorupa; J. Appl. Phys., im Druck
- [Ghe93] M. Ghezzo, D.M. Brown, E. Downey, J. Kretchmer, J.J. Kopanski; Appl. Phys. Lett. 63 (1993), S. 1206 ff.
- [Gla97] R. Glass, D. Henshall, V.F. Tsvetkov, C.H. Carter; MRS Bulletin 22 (1997), 3, S. 30 ff.
- [Gar94] C. Garcia-Rosales, W. Eckstein, J. Roth; J. Nucl. Mater. 218 (1994), S. 8 ff.
- [Har95] G.L. Harris (Hrsg.); *Properties of Silicon Carbide*, EMIS Datareviews Series, Nr. 13, INSPEC, London, 1995
- [Hee95] V. Heera, R. Kögler, W. Skorupa, J. Stoemenos, Appl. Phys. Lett. 67 (1995), S. 1999 ff.
- [Hee97] V. Heera, W. Skorupa; Mat. Res. Soc. Symp. Proc., Vol. 438 (1997), S. 241 ff.
- [Hef96] A. Heft; Dissertation, Universität Jena, 1996
- [Hei97] K.-H. Heinig; persönliche Mitteilung
- [Hei98] T. Heine, G. Seifert, H. Wirth; Phys. Stat. Sol. (in Vorbereitung)
- [Hua94] H. Huang, N. Ghoniam; J. Nucl. Mat. 148 (1994), S. 212 ff.
- [Ito97] H. Itoh et. al.; J. Appl. Phys. 82 (1997) 11, S. 5339 ff.
- [Joh96] W. John; persönliche Mitteilung
- [Joh97] W. John; persönliche Mitteilung
- [Käc94] P. Käckell, B. Wenzien, F. Bechstedt; Phys. Rev. B, Bd. 50 (1994), Nr. 15, S. 10 761 ff.
- [Käc97] P. Käckell; persönliche Mitteilung
- [Kal97] R. Kalish; Appl. Surf. Science 117/118 (1997), S. 558 ff.

- [Kaw95] D. Kawase, T. Ohno, T. Iwasaki, T. Yatsuo; Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 1996, S. 513 ff.
- [Kaz86] T. Kazahaya, M. Hirose; Jap. J. Appl. Phys. 25 (1986) 1, S. 75 ff.
- [Kim95] T. Kimoto, A. Itoh, H. Matsunami, T. Nakata, M. Watanabe; J. Elec. Mat. 24 (1995), S. 235 ff.
- [Kim96] T. Kimoto, A. Itoh, H. Matsunami, T. Nakata, M. Watanabe; J. Elec. Mat. 25 (1996), S. 879 ff.
- [Kri66] P. Krishna, A.R. Verma; Phys. Stat. Sol. 17 (1966), S. 437
- [Lan96] Landolt-Börnstein; Bd. III/17a
- [Lar97] D.J. Larkin; MRS Bulletin 22 (1997), 3, S. 36 ff.
- [Lel58] J.A. Lely, F.A. Kroger; *Halbleiter und Phosphore*, Vieweg Braunschweig, 1958, S. 525
- [Lin97] M.K. Linnarsson, M. Janson, B.G. Svensson; ICSCIII-N'97
- [Mak94] V.N. Makarov, D.A. Plotkin, A.V. Suvorov; Inst. Phys. Conf. Ser. 137 (1994), S. 545 ff.
- [Moo97] K. Moore, R.J. Trew; MRS Bulletin 22 (1997), 3, S. 50 ff.
- [Mus96] P. Musumeci, L. Calcagno, M.G. Grimaldi, G. Foti; Nucl. Instr. Meth. B 116 (1996), S. 327 ff.
- [Nak89] S. Nakashima, M. Hangyo; IEEE J. Quantum Elec. 25 (1989), S. 965 ff.
- [Nar91] T. Narushima et.al.; J. Am. Ceram. Soc. 74 (1991), S. 2583 ff.
- [Osw97] S. Oswald, S. Baunack; Surf. Interf. Anal. 25 (1997) 12, S. 942-947
- [Osw98] S. Oswald; persönliche Mitteilung
- [Pau58] L.J. van der Pauw; Philips Res. Repts., Bd. 13 (1958), S. 1 ff.
- [Pau74] R. Paul; *Halbleiterphysik*; Verlag Technik Berlin, 1974
- [Pen95] G. Pensl et.al.; Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 1996, S. 275 ff.
- [Per98] A. Perez-Rodriguez, O. Gonzalez-Varona, L. Calvo-Barrio, J.R. Morante, H. Wirth, D. Panknin, W. Skorupa; in Vorbereitung
- [Pes98] P.O.A. Persson et.al.; Mat. Science Forum Bd. 264-268 (1998), S. 413 ff.
- [Phi95] J.F. Moulder et.al.; *Handbook of X-ray Photoelectron Spectroscopy*, Physical Electronics Inc., Eden Prairie, 1995

- [Pos97] M. Posselt, B. Schmidt, T. Feudel, K. Suzuki; *J. Electrochem. Soc.* 144 (1997), S. 1495 ff.
- [Rao96] M.V. Rao et.al.; *J. Elec. Mat.* 25 (1996), S. 75 ff.
- [Rei93] L. Reimer; *Transmission Electron Microscopy*, 3. Auflage, Springer-Verlag, New York, 1993
- [Rei96] S. Reiss, Dissertation, 1996
- [Ruf94] M. Ruff, H. Mitlehner, R. Helbig; *IEEE Transact. Elec. Dev.* 41 (1994) 6, S. 1.040 ff.
- [Rut97] G. Rutsch et.al.; abstracts ICSCIII-N'97, S. 53
- [Rys78] H. Ryssel, I. Ruge; *Ionenimplantation*, Akadem. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1978
- [Sat98] M. Satoh et.al.; *Mat. Sci. Forum* 264-268 (1998); S. 441 ff.
- [Sch92] M. Schadt, Diplomarbeit, Uni Erlangen-Nürnberg, 1992
- [Sch95] A. Schöner, N. Nordell, K. Rottner; ICSCRM-95
- [Shk84] B.I. Shklovski, A.L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*; Springer-Verlag, 1984
- [Son95] H. Sonntag, S. Kalbitzer; *Appl. Phys. A* 61 (1995), S. 363 ff.
- [Sze81] S. M. Sze; *Physics of Semiconductor Devices*, J. Wiley, New York, 1981
- [Ton97] K. Tone, S.R. Weiner, J.H. Zhao; *Proc. ICSCIII-N 1997*, S. 350 ff.
- [Tro96] T. Troffer, C. Peppermüller, G. Pensl, K. Rottner, A. Schöner; *J. Appl. Phys.* 80 (1996), S. 1653 ff.
- [Vee90] A. van Veen, H. Schut, J. de Vries, R.A. Hakvoort, M.R. Ijpma; *Positron beams for Solids and Surfaces*, Hrsg. P.J. Schultz, G.R. Massoumi, P.J. Simpson; AIP Konferenzband 218, New York, 1990, S. 171
- [Voe97] M. Voelskow, persönliche Mitteilung
- [Wes95] W. Wesch; *Nucl. Instr. Meth. B* 106 (1995), S. 339 ff.
- [Wes96] W. Wesch; *Nucl. Instr. Meth. B* 116 (1996), S. 305 ff.
- [WiA98] H. Wirth, W. Anwand, G. Brauer, M. Voelskow, D. Panknin, W. Skorupa, P.G. Coleman; *Mat. Sci. Forum* 264-268 (1998), S. 729 ff.
- [Wir98] H. Wirth, M. Voelskow, D. Panknin, W. Skorupa, O. Gonzalez-Varona, A. Perez-Rodriguez, J.R. Morante; in Vorbereitung

- [WiO98] H. Wirth, S. Oswald; in Vorbereitung
- [Won94] J. Wong et.al.; J.Nucl.Mater. 143 (1994), S. 212 ff.
- [Won96] W. Wondrak, W. Skorupa, H. Wirth; Patent Nr. 196 33 183.8-33
- [Yod96] M.N. Yoder; IEEE Transact.Elec.Dev. 43, 10 (1996), S. 1633 ff.
- [Zie85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark; *The stopping and range of ions in solids*, Pergamon Press, New York, 1985



# Danksagung

Abschließend möchte ich all denen danken, die zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere

- dem Direktor des Instituts für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Forschungszentrums Rossendorf, Herrn Prof. Dr. W. Möller, für sein förderndes Interesse
- dem Leiter der Abteilung 'Neue Materialien', Herrn Dr. W. Skorupa, für sein wachsames Auge auf ein intaktes organisatorisches Umfeld sowie bildende fachliche und weltanschauliche Diskussionen
- meinem direkten Betreuer, Herrn Dr. Dieter Panknin, für seine engagierte, wohlwollende Begleitung und stete Förderung der Arbeiten sowie die vielen produktiven Gespräche
- der Firma Daimler Benz AG für die Finanzierung meiner Stelle sowie die gute Kooperation, vor allem mit den Herren Dipl.-Phys. E. Niemann und Dr. W. Wondrak
- Herrn Dr. Matthias Voelskow für die Ausführung der RBS/C-Analysen
- Herrn Dr. A. Mücklich (FWIS) und seinen Mitarbeiterinnen für die XTEM-Untersuchungen
- den Herren Dr. G. Brauer und W. Anwand für die Durchführung der Positronen-Annihilations-Analysen
- Herrn Dr. Alejandro Perez-Rodriguez und seinen Mitarbeitern von der Universität Barcelona für die gute Kooperation in Sachen RAMAN-Spektroskopie
- Herrn Dr. S. Oswald vom IFW Dresden für die XPS-Analysen
- Herrn Prof. Dr. Walter John vom Institut für Theoretische Physik der TU Dresden für seine freundliche Hilfe in Fragen der Anregung und des Transportes von Ladungsträgern in Halbleitern
- den Herren Dr. M. Posselt und Dr. K.-H. Heinig (FWIT) für Konsultationen in theoretischen Fragen zu implantationsinduzierten Prozessen in SiC
- den Herren Prof. Dr. Gotthard Seifert und Dipl.-Phys. Thomas Heine vom Institut für Theoretische Physik der TU Dresden für die Rechnungen zur Relaxation und Elektronenstruktur in dotiertem SiC

- der Implanter-Gruppe mit den Herren Dr. A. Schöneich, Ingolf Winkler, Jörg Schneider und Gunter Winkler für die rasche Realisierung diverser Implantationen
- Herrn Ing. Rudi Kliemann für seine fundierte Unterstützung bei den elektrischen Messungen, dem Aufbau und Betrieb der Vakuum-Ausheilanlage sowie in vielen praktischen Dingen
- den Herren Dr. Hannes Weishart und Dr. Matthias Schlett für viele nützliche Tips in Sachen Computer
- Frau Romy Aniol (FWII) für ihre stete Bereitschaft, präzise Schnitte im SiC zu tätigen
- Frau K. Sommerfeld (FWII) für die AFM-Messungen
- Frau Ing. M. Iseke, Herrn Dr. H. Seifarth und den Mitarbeiterinnen von der Abteilung Präparation für chemische und ionenätzende Oberflächen-Bearbeitung sowie Kontaktbedampfung
- Herrn Dr. Reinhard Kögler für die interessanten Dispute zur Mittagszeit
- und den übrigen Mitarbeitern der Abteilung FWIM und des ganzen Instituts für ein gutes Arbeitsklima