

Elektrisch steuerbares optisches Gitter mit um 45° geneigten Gitterlinien

Stefan Afting

Universität der Bundeswehr München
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
Institut für Informationstechnik

Elektrisch steuerbares optisches Gitter mit um 45° geneigten Gitterlinien

Stefan Afting

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät
für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität der Bundeswehr München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktor-Ingenieurs
(Dr.-Ing.)**

genehmigten Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. K. Landes
1. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. U. Barabas
2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. I. Eisele

Tag der Prüfung: 23. November 2001

Vorwort

Wie im Leben gibt es auch in langjährigen Arbeiten, wie der diesen, Höhen und Tiefen. Die Höhen dieser Arbeit verdanke ich vor allem den netten Menschen, die mich bei meiner Promotion vielseitig unterstützt und motiviert haben:

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Barabas danke ich für die angenehme Atmosphäre während seiner Betreuung. Die anregenden und intensiven Diskussionen, zu denen er jederzeit bereit war, haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Herr Prof. Barabas hat mir die für Truppenoffiziere ungewöhnliche Möglichkeit einer Promotion am Institut für Informationstechnik überhaupt erst ermöglicht. Hierfür bin ich ihm sehr dankbar.

Weiterhin möchte ich Herrn Prof. Eisele danken, der mich in den Gebieten der Halbleitertechnologie sehr unterstützt hat. In seinem Institut wurden sämtliche Wachstumsschritte dieser Arbeit durchgeführt. Die kompetenten Ratschläge und professionellen Dienstleistungen von ihm und seinen Mitarbeitern haben diese Arbeit sehr vorangetrieben. In diesem Zusammenhang möchte ich besonders Herrn Dr. Schulze hervorheben, der sich sehr für mich eingesetzt hat. Die Bereitschaft sich neben seinen eigenen Projekten in dieser Arbeit stark zu engagieren und die guten Ergebnisse, die er dabei erzielt hat, haben mich sehr begeistert.

Herr Prof. Landes hat mich schon seit meinen ersten Tagen an dieser Universität begleitet und ich freue mich besonders, daß er bereit war auf so persönliche Art und Weise den Vorsitz des Promotionsausschusses zu übernehmen.

Ferner danke ich Herrn Pilz vom Institut für Siliziumtechnologie der Faunhofergesellschaft, Herrn Steingrüber vom Heinrich-Hertz-Institut für Nachrichtentechnik in Berlin und Frau Kalus, die im Institut für Festkörpertechnologie der Fraunhofergesellschaft lange gearbeitet hat. Von der engen Zusammenarbeit mit diesen Instituten habe ich sehr profitiert und viel dazugelernt. Ihnen danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Ein ganz großer Dank geht an alle Kollegen, Mitarbeiter und Studenten im Institut für Informationstechnik. Das angenehme Klima, das im Institut vorherrscht und die freundschaftlichen Kontakte die ich hier fand, haben mich immer wieder motiviert.

Abschließend möchte ich noch meinem Arbeitgeber, der Bundeswehr, danken. Die Bundeswehr hat meine Bestrebungen am Institut für Informationstechnik lehren und lernen zu dürfen von Anfang an unterstützt. Diese Möglichkeit ist den an der Universität der Bundeswehr studierenden Offizieren nur sehr eingeschränkt gegeben und daher bin ich sehr glücklich, daß mir dies ermöglicht wurde.

Neubiberg, im Dezember 2001

Stefan Afting

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Funktion der Struktur	7
3	Aufbau des steuerbaren optischen Filters	9
3.1	Allgemeiner Aufbau	9
3.1.1	Aufbau des Z-Gitterpaares	12
3.1.2	Aufbau des U-Gitterpaares	13
3.2	Teststrukturen	13
4	Elektrische und optische Eigenschaften des steuerbaren Filters	15
4.1	Elektrische Eigenschaften des steuerbaren Filters	15
4.1.1	Der Plasma-Effekt	15
4.1.2	SiGe pin-Dioden	16
4.2	Optische Eigenschaften des steuerbaren Filters	20
4.2.1	Grundlagen optischer Gitter	20
4.2.2	Eigenschaften der optischen Gitter	23
4.2.3	Confinementfaktor	26
4.2.4	Optische Wellenausbreitung	27
5	Entwurf und Dimensionierung des Filters	33
5.1	Simulation	33
5.1.1	Aufbau der Simulation	33
5.1.2	Ergebnisse des Sendegitters	38
5.1.3	Ergebnisse des Z-Gitterpaares	41
5.1.4	Ergebnisse des U-Gitterpaares	44

6	Eigenschaften von Si/SiGe Heterostrukturen	51
6.1	Das Substrat	51
6.2	Die Wachstumstemperatur	54
6.3	Die kritische Schichtdicke	55
6.4	Der Brechungsindex	58
6.5	Die Bandstruktur	61
6.6	Fazit	64
7	Herstellung von Si/SiGe Heterostrukturen	65
7.1	Prozeßtechnische Grundlagen	65
7.1.1	Abscheidungsverfahren	65
7.1.2	Elektronenstrahlolithographie	67
7.1.3	Strukturierungsverfahren	68
7.1.4	Passivierung	71
7.1.5	Kontaktierung	71
7.2	Charakterisierungsverfahren	72
7.2.1	Rasterelektronenmikroskop	72
7.2.2	Röntgendiffraktometrie	73
7.2.3	Photolumineszenz	74
7.2.4	Sekundärionenmassenspektroskopie	76
7.2.5	Dioden	76
7.3	Prozeßschritte	78
8	Zusammenfassung und Ausblick	83
A	Abkürzungsverzeichnis	87
B	MATLAB-Programme	93
B.1	Gemeinsame Dateien	93
B.2	Programme des Z-Gitterpaares	96
B.3	Programme des U-Gitterpaares	114

Kapitel 1

Einleitung

Die Informationstechnik hat in den letzten Jahren weltweit zunehmend an Bedeutung gewonnen. Dies kann leicht an der steigenden Anzahl der verwendeten Handys oder der häuslichen Internetzugänge nachvollzogen werden. Mit der Einführung von neuen Diensten, wie z.B. dem Integrated Services Digital Network (ISDN), wurde sowohl die Geschwindigkeit der Datenübertragung gegenüber der bisherigen analogen Datenkommunikation deutlich erhöht, als auch die Nutzungsmöglichkeiten in der Telekommunikation erweitert. Mit Hilfe von ISDN ist es möglich sehr unterschiedliche Informationsarten (Text, Sprache, Daten, Bilder, etc.) digital auf einer Telefonleitung zu übertragen. Dies und die steigende Zahl der Nutzer haben in der Vergangenheit zu einem exponentiell steigenden Datenaufkommen geführt. Es wird allgemein erwartet, daß dieses exponentielle Wachstum weiter anhält. Um das steigende Datenaufkommen auch in Zukunft bewältigen zu können, müssen Techno-

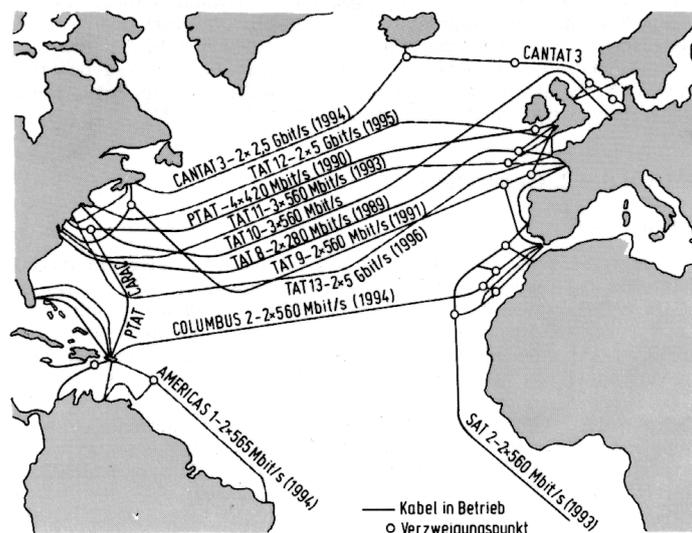


Abbildung 1.1: Transatlantikkabel (LWL) in der Übersicht [1].

logien entwickelt und gefördert werden, die den steigenden Anforderungen genügen. Eine sehr vielversprechende Technik stellt diesbezüglich die optische Nachrichtentechnik dar.

Die optische Nachrichtenübertragung bietet einige entscheidende Vorteile gegenüber der konventionellen elektrischen Übertragung. Diese Vorteile liegen in der sehr kleinen Dämpfung der Lichtwellenleiter (LWL), wodurch sich lange Übertragungsstrecken realisieren lassen, in der großen Bandbreite der LWL, die hohe Datenübertragungsraten zulässt und in der geringen Störbarkeit der LWL. Daher werden bereits seit den 80er Jahren auf Weitverkehrsstrecken ausschließlich Lichtwellenleiter verlegt. Beispielhaft für ein Weitverkehrsnetz sind in **Abbildung 1.1** die Transatlantischen LWL zwischen dem amerikanischen und dem europäischen Kontinent und deren Entwicklung von 1989 - 1996 dargestellt.

Bedingt durch die geringe Dämpfung α eines LWL bei Wellenlängen von $1,3 \mu\text{m}$ oder $1,55 \mu\text{m}$ und durch die nahezu konstante Gruppenbrechzahl n_g bei diesen Wellenlängen werden heute bevorzugt LWL in den „Fenstern“ $1,3 \mu\text{m}$ oder $1,55 \mu\text{m}$ betrieben (**Abbildung 1.2**).

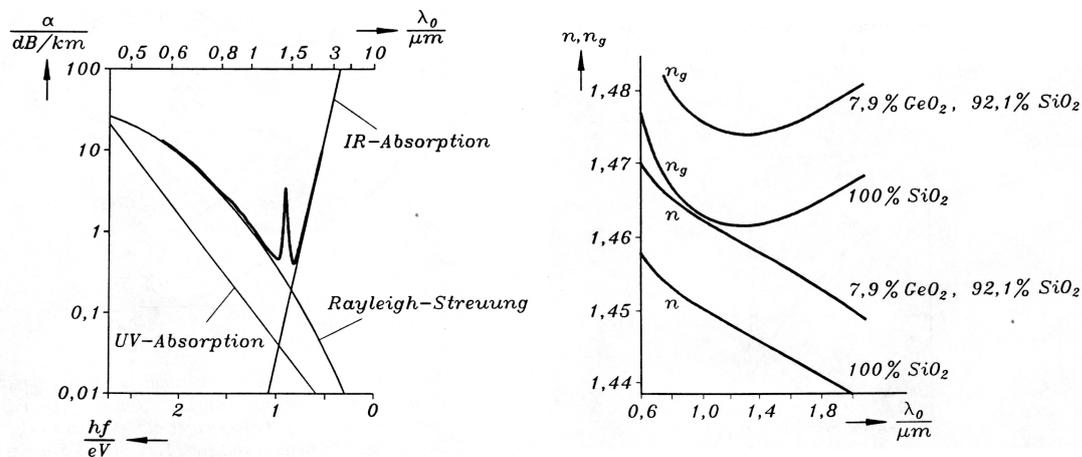


Abbildung 1.2: Dämpfung α und Gruppenbrechzahl n_g von GeO_2 dotierten LWL für unterschiedliche Wellenlängen λ_0 . Das Gruppenbrechzahlminimum kann durch eine Variation der GeO_2 Dotierung zu anderen Wellenlängen verschoben werden.

In Weitverkehrsnetzen kommen vorwiegend Monomodefasern zum Einsatz, die bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ betrieben werden und Datenübertragungsraten von 2,5 - 5 GBit/s ermöglichen. Es wurde auch schon von Datenübertragungsraten von über 40 GBit/s berichtet [2]. Dennoch nutzen alle bisherigen Installationen nur einen Bruchteil der möglichen Bandbreite des LWL. Die bisher ausschließlich angewandte Intensitätsmodulation begrenzt die Bandbreite auf einige GHz. Die Bandbreite eines LWL liegt jedoch im Bereich von mehreren tausend GHz.

Es wird daher versucht die extrem große Übertragungskapazität von LWL besser auszunutzen. Dies kann zum Beispiel durch Multiplexen im Wellenlängenbereich erreicht werden. Hier erhält jeder Teilnehmer einen bestimmten Wellenlängenbereich (Kanal). Die Übertragungskapazität des LWL wird dadurch erhöht, daß mehrere Datenübertragungen simultan auf unterschiedlichen Kanälen ermöglicht werden. Dieses Verfahren wird als Wavelength Division Multiplexing (WDM) bezeichnet. In WDM Systemen werden mit einem Multiplexer die Kanäle unterschiedlicher Wellenlänge in einen LWL eingekoppelt und am Ende

der Übertragungsstrecke von einem Demultiplexer wieder getrennt (Abbildung 1.3). Werden die Übertragungskanäle sehr dicht aneinander gelegt, spricht man von DWDM (Dense Wavelength Division Multiplex) Systemen. In heute verwendeten DWDM Systemen besitzen die Übertragungskanäle einen Kanalabstand von nur 0,8 nm. DWDM Systeme haben in den letzten zwei Jahren sehr große Aufmerksamkeit erfahren und spielen in vielen Datenübertragungskomponenten mittlerweile eine wichtige Rolle.

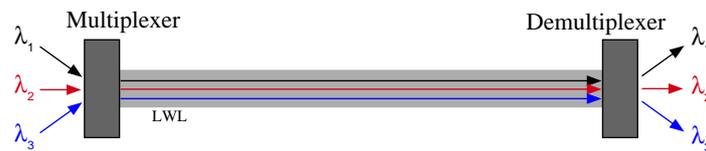


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung eines DWDM Systems.

Um DWDM Systeme mit sehr geringen Kanalabständen realisieren zu können, werden sehr schmalbandige Filter benötigt. In diesem Bereich kommt periodischen optischen Strukturen eine besondere Bedeutung zu. Mit ihnen lassen sich extrem schmalbandige Filterkurven realisieren, die prädestiniert sind für den Einsatz in DWDM Systemen. Periodische Strukturen sind daher häufig in der integrierten Optik wiederzufinden. Mittlerweile ist es möglich, periodische Gitter durch UV Strahlen auch in LWL einzubrennen. Damit können sehr einfach hochwertige Resonatoren realisiert werden. Die elastischen Eigenschaften der LWL ermöglichen es zudem, die Filterkurven durch äußere Krafteinwirkung im Wellenlängenbereich zu verschieben. Die Zeiten die diese Filter benötigen, um ihre Filterkurven mechanisch um ein mehrfaches ihrer Bandbreite zu verschieben, liegen im Bereich von μs . Zur Nutzung in der optischen Nachrichtentechnik sind diese Komponenten für viele Anwendungen zu langsam, sie werden heute jedoch gerne in der Meßtechnik eingesetzt. Schmalbandige Filterkurven, die schnell über einen Wellenlängenbereich verschoben werden können, sind für die optische Nachrichtentechnik jedoch sehr attraktiv. Mit derartigen Strukturen wäre es möglich, gezielt und dynamisch einen Datenkanal aus einem DWDM System herauszufiltern.

Die integrierte Optik ist für die optische Nachrichtentechnik sehr vielversprechend. Durch Integration verschiedener optischer Elemente, wie Sender, Empfänger, Schalter, Filter und/oder passiver Wellenleiterstrukturen auf dem gleichen Substrat, erhofft man sich eine größere Leistung und Funktionalität. Im Idealfall sollten diese Komponenten in Strukturen herstellbar sein, die zu der bisherigen Silizium-Technologie kompatibel ist. Somit kommt Elementen der IV. Hauptgruppe im Periodensystem (Ge und C) eine besondere Bedeutung zu. Speziell das heterogene Wachstum von Silizium (Si) mit Germanium (Ge) ist in den letzten Jahren intensiv erforscht worden. Die Problematik der unterschiedlichen **Gitterkonstanten** von Si und Silizium-Germanium (SiGe) und den damit verbundenen **Verspannungen** im Halbleiterkristall haben nun viele Forschungsgruppen veranlaßt, ihre Untersuchungen mit sehr geringen SiGe Schichtdicken durchzuführen. Ein großer Vorteil optischer Komponenten auf Basis von Si/SiGe Heterostrukturen liegt in der nahtlosen Integration des SiGe Prozesses in die Si-Technologie.

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, eine Struktur in einem Si/SiGe Heterosystem zu entwickeln, die es ermöglicht, ihre Filterkurve (Bandpaß) schnell über ein mehrfaches der eigenen Bandbreite zu verschieben. Zur Verfügung stand ein an der Universität der Bundeswehr im Institut für Physik (ET9) vorhandener Si/SiGe Prozeß, der mit Hilfe weiterer Arbeitsgruppen in der Fraunhofer Gesellschaft und im Heinrich Hertz Institut zu einem vollständigen Herstellungsverfahren entwickelt werden mußte.

Die entwickelte Struktur besitzt zwei **Rückenwellenleiter**, in die je ein **optisches Gitter** integriert ist. Die Gitterlinien beider Gitter besitzen einen **Winkel von 45°** zur Ausbreitungsrichtung der geführten Welle. Da die Gitterlinien beider Gitter parallel zueinander stehen, ergibt sich ein Z-förmiger Verlauf der Übertragungstrecke. Dieser Gittertyp wird daher als **Z-Gitterpaar** bezeichnet. Neben der Wellenführung ist in der Struktur auch eine pin-Diode integriert. Über die Diode können freie Ladungsträger in den Bereich der optischen Gitter injiziert werden. Aufgrund des Plasma-Effektes reduzieren die freien Ladungsträger den mittleren Brechungsindex der optischen Gitter, wodurch das Verschieben der Filterkurve ermöglicht wird. Mit dem Z-Gitterpaar können Bandpässe mit großer Bandbreite realisiert werden. Ein Verschieben der Filterkurve um ein Mehrfaches der eigenen Bandbreite ist hier jedoch wegen der großen Bandbreite nicht möglich.

Stehen die Gitterlinien beider Gitter senkrecht zueinander, entsteht ein U-förmiger Ausbreitungsweg der optischen Welle. Mit solch einem **U-Gitterpaar**, das in dieser Arbeit entwickelt und optimiert wurde, lassen sich sehr schmalbandige Filterkurven realisieren. Dieses erlaubt es, die Filterkurve sehr schnell über ein mehrfaches der eigenen Bandbreite zu verschieben [3]. In Anbetracht der dazu benötigten geringen Ströme können die Zeiten zum Verschieben der Filterkurve im Bereich von ns abgeschätzt werden. Mit dem U-Gitterpaar lassen sich somit elektronisch verschiebbare optische Filter realisieren, die sich zur Kanalauswahl in DWDM Systemen eignen. Durch die schnelle Verschiebbarkeit der Filterkurve sind auch Anwendungen als Vermittlungsweiche in einer optischen Vermittlung denkbar, in der bisher ausschließlich rein elektrische Lösungen möglich sind.

Das sich an die Einleitung anschließende **Kapitel 2** stellt zunächst die grundlegende Funktionalität der Struktur vor. Der Aufbau ist für beide Gittertypen im darauf folgenden **Kapitel 3** genauer beschrieben. Auch Teststrukturen zur Überprüfung des Herstellungsprozesses sind hier aufgeführt. In **Kapitel 4** wird auf die elektrischen Eigenschaften und insbesondere auf den Plasma-Effekt näher eingegangen, der die elektrische Steuerung ermöglicht. Die Grundlage optischer Gitter, sowie die Optimierung der Wellenführung sind Inhalt der optischen Eigenschaften in diesem Kapitel. Ein Modell zur Berechnung der optischen Eigenschaften der Gitter wird in **Kapitel 5** entwickelt. Die Vor- und Nachteile des jeweiligen Gittertyps werden aufgezeigt, und Optimierungsrichtlinien entwickelt. Auf die physikalischen Eigenschaften von Si/SiGe Heterostrukturen wird im **Kapitel 6** näher eingegangen. Das Kapitel nimmt besonderes Augenmerk auf die unterschiedlichen Si Substrate und deren Eignung für die integrierte Optik. **Kapitel 7** stellt die Herstellung von Si/SiGe Heterostrukturen in den Vordergrund. Es werden sowohl die allgemeinen Herstellungs- und Charakterisierungsverfahren von SiGe Heterostrukturen als auch ein Prozeßplan zur Herstellung der in dieser Arbeit beschriebenen Strukturen vorgestellt. Das **Kapitel 8** fasst die Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf weitere Anwendungen mit geneigten Gitterlinien. Der abschließende Anhang listet die in dieser Arbeit verwendeten **Abkürzungen** auf. Die

programmierten Matlab Programme, die der Simulation der Gitter dienen, werden ebenfalls kurz beschrieben. Sie sind im Quelltext aufgelistet und kommentiert. Die Programme können nach Anpassung auch zur Optimierung optischer Gitter mit um 45° geneigten Gitterlinien auf anderen Materialsystemen genutzt werden.

Kapitel 2

Funktion der Struktur

Dieses Kapitel soll einen Überblick über die grundlegende Funktionsweise der in dieser Arbeit vorgestellten Struktur geben. Auf tiefgehende Eigenschaften wird hier noch nicht eingegangen. Insbesondere bezüglich des Aufbaus, der Herstellung oder der Funktionsweise sei auf die folgenden Kapitel verwiesen.

Die grundlegende Aufgabe der geneigten Gitterlinien besteht darin, zwei parallel verlaufende optische Wellenleiter wellenlängenabhängig miteinander zu verkoppeln. Diese Wellenleiter müssen dabei so weit voneinander entfernt angeordnet sein, daß eine Verkopplung der Wellenleiter aufgrund überlappender Wellenfelder ausgeschlossen ist.

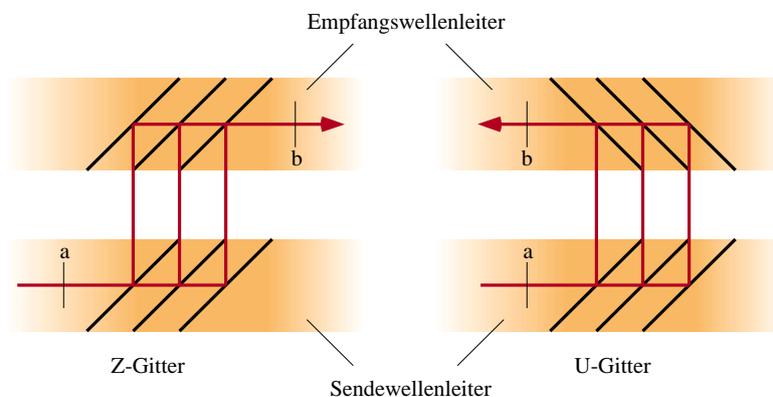


Abbildung 2.1: Mögliche Übertragungswege zwischen zwei Wellenleitern mit geneigten Gitterlinien.

Optische Gitter mit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehenden Gitterlinien, wie z.B. Bragg-Gitter, werden bereits seit einer Reihe von Jahren genutzt, um schmalbandige Filter zu realisieren. Die Bragg-Gitter sind dabei stets so angeordnet, daß die von den Gitterlinien reflektierten Wellen im Wellenleiter weiter geführt werden. Durch ein Neigen der Gitterlinien können die reflektierten Wellen jedoch auch aus dem Wellenleiter (Sendewellenleiter) seitlich ausgekoppelt werden. Mit ebenfalls geneigten Gitterlinien auf der entsprechenden Seite ist es möglich, die reflektierten Wellen in einen zweiten Wellenleiter

(Empfangswellenleiter) wieder einzukoppeln. In dieser Arbeit wird die Auskopplung der reflektierten Wellen mit einem Winkel von 90° zum Sendewellenleiter realisiert. Daher sind deren Gitterlinien um einen Winkel von 45° geneigt. Prinzipbedingt ergeben sich damit zwei mögliche Übertragungsstrecken (**Abbildung 2.1**): eine Z-förmige und eine U-förmige Übertragungsstrecke. Entsprechend dieser Wellenführung werden die verwendeten Gitter als **Z-** oder **U-Gitterpaar** bezeichnet.

Die Wellenlängenabhängigkeit der Verkopplung zwischen dem Sende- und Empfangswellenleiter wird durch die Periodizität der optischen Gitter bestimmt. Durch die Vielzahl der Gitterlinien und die Vielzahl der daran reflektierten Wellen entstehen Interferenzen in den Gittern, die die Wellenlängenabhängigkeit der Übertragung verursachen. Eine steigende Anzahl von Interferenzen hat daher eine stärkere Wellenlängenabhängigkeit und somit eine geringere Bandbreite der Übertragungsfunktion zur Folge. Durch die unterschiedliche Anordnung der Gitterlinien sind im Z- und U-Gitterpaar sehr unterschiedliche Längen der jeweiligen Übertragungsstrecke zu finden. Im Z-Gitterpaar sind alle Übertragungsstrecken von a nach b gleich lang (**Abbildung 2.1**). Daher ist dort eine sehr große Bandbreite der Übertragungsfunktion feststellbar. Im Gegensatz dazu besitzen alle Strecken von a nach b im U-Gitterpaar eine unterschiedliche Länge. Die Laufzeit- und damit die Phasenunterschiede sind hier sehr groß und haben eine schmalbandige Übertragungsfunktion zur Folge.

Das Maximum der Übertragungsfunktion ist in beiden Gittern dann erreicht, wenn die Wellenlänge der geführten Welle im Wellenleiter die **Bragg-Bedingung** (**Kapitel 4.2.1**) erfüllt. Daher hat neben der räumlichen Periodenlänge des Gitters auch der mittlere Brechungsindex des Wellenleiters Einfluß auf die Übertragungsfunktion. Durch eine Variation des mittleren Brechungsindex kann die Übertragungsfunktion zu anderen Wellenlängen hin verschoben werden. Dies wird durch die **Injektion freier Ladungsträger** (**Kapitel 4.1.1**) ermöglicht. Eine Erhöhung der freien Ladungsträger verringert geringfügig den Brechungsindex eines Halbleiters. Die Injektion freier Ladungsträger wird in dieser Arbeit durch einen in senkrechter

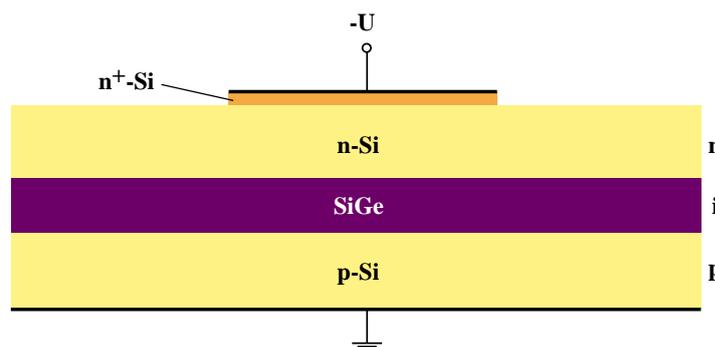


Abbildung 2.2: Injektion freier Ladungsträger in die wellenführende SiGe Schicht mit Hilfe einer pin-Diode.

Richtung verlaufenden Strom und mit Hilfe einer **pin-Diode** (**Kapitel 4.1.2**), die in die Struktur integriert ist (**Abbildung 2.2**), vorgenommen. Hierbei werden die freien Ladungsträger in die intrinsische, wellenführende SiGe Schicht injiziert.

Mit der hier vorgestellten Struktur ist es somit möglich, wellenlängenselektive Filter unterschiedlicher Bandbreite zu realisieren, deren Übertragungsfunktion im Wellenlängenbereich elektrisch verschoben werden kann.

Kapitel 3

Aufbau des steuerbaren optischen Filters

Dieses Kapitel geht auf den allgemeinen Aufbau des steuerbaren optischen Filters näher ein. Es werden hierbei zwei Varianten des Filters vorgestellt. Beide Varianten unterscheiden sich lediglich im verwendeten Gittertyp (Z- oder U-Gitterpaar). Da beide Filter im allgemeinen Aufbau identisch sind, wird zunächst auf den Aufbau und dann auf die unterschiedlichen Gittertypen eingegangen.

3.1 Allgemeiner Aufbau

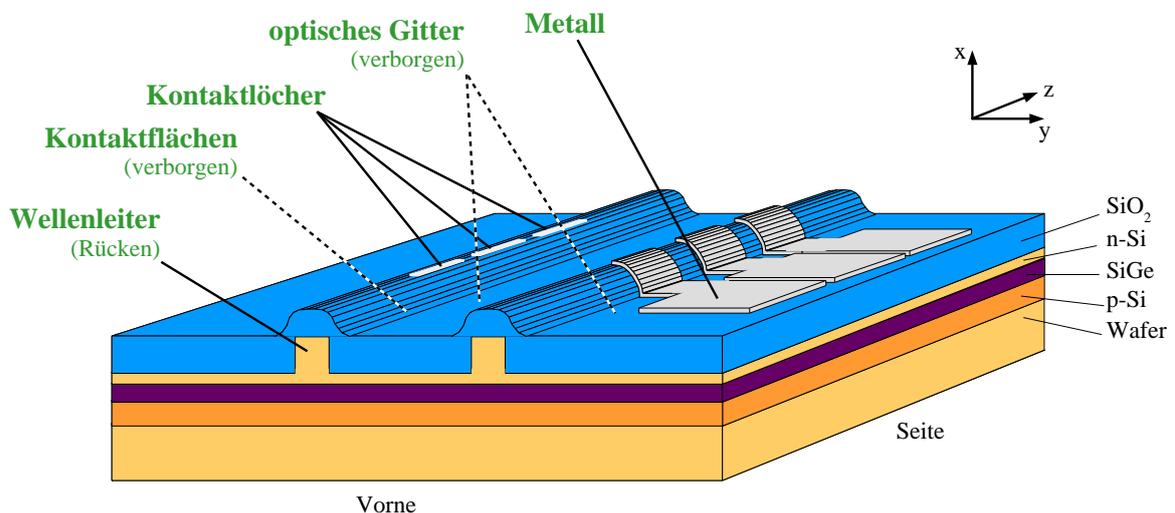


Abbildung 3.1: Vereinfachte dreidimensionale Darstellung des steuerbaren Filters.

In jedem Filter sind zwei Wellenleiter implementiert. Die **transversale Wellenführung** (in senkrechter Richtung) wird dabei durch eine in das Si eingebettete SiGe Schicht ermöglicht (Abbildung 3.1). Der höhere **Brechungsindex** des SiGe zum umgebenden Silizium ermöglicht die Führung der Welle in transversaler Richtung. Die **laterale Wellenführung**

(in horizontaler Richtung) wird durch einen Rücken in der oberen Siliziumschicht realisiert. Eine überdeckende SiO_2 Schicht besitzt eine sehr große Brechzahldifferenz zum Silizium bzw. SiGe und stellt eine optisch reflektierende Wand dar.

Die Gitter sind in die SiGe Schicht hineingeztzt. Sie befinden sich direkt unter den Rücken, und sind so breit wie diese. Die Länge der Gitter hängt von dem gewünschten Übertragungsverhalten des Filters ab. Beide Gittertypen können in zwei Varianten realisiert werden (**Abbildung 3.2**). In der Variante a) werden Gitterlinien in das SiGe geätzt und mit Silizium aufgefüllt. Die Gitter bilden somit eine Kammstruktur, die in das SiGe hineinreicht. In der Variante b) werden Stege aus der SiGe Schicht herausgeätzt, wodurch die Kammstruktur nun in die Si Schicht hineinreicht.



Abbildung 3.2: Varianten zur Realisierung optischer Gitter zwischen zwei Halbleiterschichten.

Da die **Wellenführung** innerhalb wie außerhalb des Gitters gewährleistet werden muß (vgl. **Kapitel 4.2.4**), ist die SiGe Schichtdicke außerhalb des Gitters für beide Varianten gleich groß. Um Gitter der Variante a) zu realisieren, müssen die Gitterlinien in die SiGe Schicht lediglich hineingeztzt werden. Die Implementierung von Gittern der Variante b) ist aufwendiger, da der Bereich außerhalb der Gitterlinien so weggeätzt werden muß, daß die Gitterlinien stehen bleiben. Zur Realisierung von Gittern der Variante b) müssen demzufolge höhere SiGe Schichtdicken aufgewachsen werden. Dies kann wegen der **kritischen Schichtdicke** des SiGe problematisch sein (vgl. **Kapitel 6.3**). In dieser Arbeit wurden daher nur Gitter der Variante a) verwendet. Desweiteren ist das Wellenfeld im SiGe aufgrund der höheren Brechzahl stärker konzentriert als im Silizium. Um das Gitter möglichst effizient einsetzen zu können, wird das Gitter dort platziert, wo das Wellenfeld maximal ist.

Die Gitterlinien sind so angeordnet, daß die beiden Wellenleiter optisch miteinander verkoppelt sind. Die Kopplung wird allein durch die Reflexion der Gitter ermöglicht. Eine Verkopplung der Wellenleiter durch überlappende Wellenfelder wird hingegen durch einen hinreichend weiten Abstand w_z (**Abbildung 3.4**) der beiden Wellenleiter zueinander verhindert. Entsprechend ihrer Funktion werden die beiden Gitter als Sendegitter und Empfangsgitter bzw. die Rücken als Sende- und Empfangsrücken bezeichnet. Die longitudinale **Gitterperiode** Λ (in Längsrichtung der Ausbreitung) des Sende- und Empfangsgitters muß in beiden Gittertypen so dimensioniert sein, daß die **Bragg-Bedingung** (Gl. 4.19) erfüllt wird. Für freie Wellenlängen $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ muß die Gitterperiode der in dieser Arbeit verwendeten Gitter $\Lambda = 370\text{ nm}$ betragen.

Die Steuerung des Filters erfolgt elektrisch gleichermaßen im Bereich des Sende- und Empfangsgitters (**Kapitel 4.1**). Daher sind unmittelbar über dem Sende- und Empfangsgitter elektrische Kontakte angeordnet. Zur besseren Kontaktierung und um einen Schottky-Kontakt zu verhindern, wird in diesem Bereich auf der niedrig dotierten n^- Si Schicht eine etwa

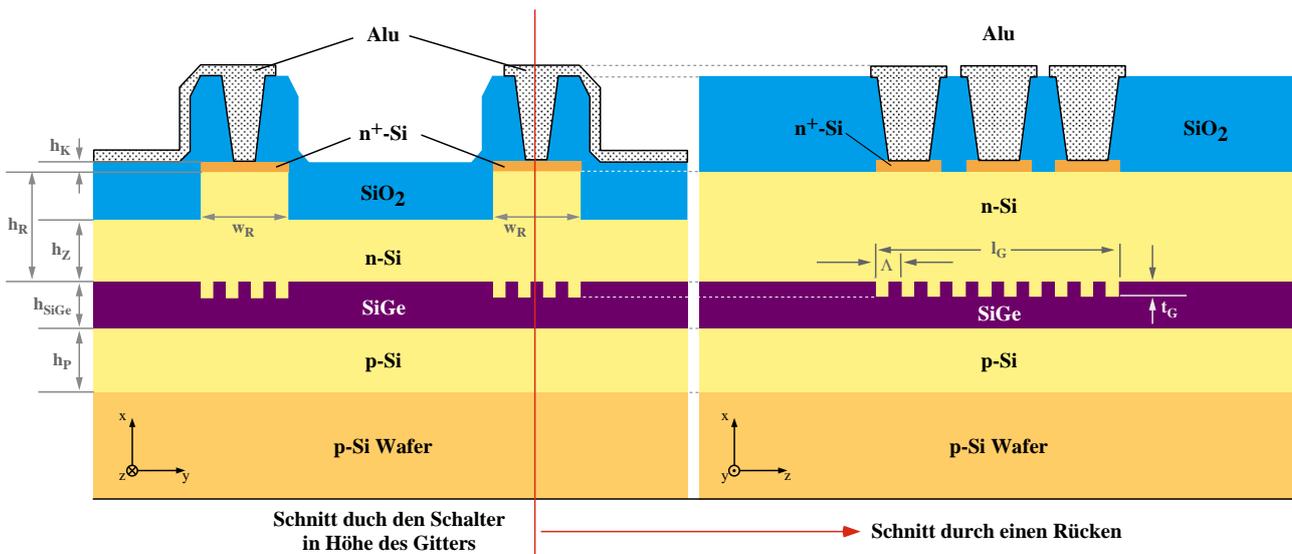


Abbildung 3.3: Quer- und Längsschnitt durch das steuerbare Filter.

100 nm dünne hoch dotierte n^+ Si Schicht aufgebracht. Die Leiterbahnen werden mit einer **siliziumhaltigen Al-Legierung** realisiert, um eine Ausbildung von Spikes in das Silizium zu verhindern. (vgl. Kapitel 7.1.5).

Die Dimensionierungsparameter beider Filter werden überwiegend durch die **Wellenführung** (Kapitel 4.2.4) im Filter bestimmt:

Tabelle 3.1: Dimensionierung der steuerbaren Filter im Überblick.

Parameter	Wert	Beschreibung
h_{pSi}	1000 nm	Höhe des p^- Si Puffers
h_{SiGe}	200 nm	Höhe der SiGe Schicht
h_R	1000 nm	Höhe der n^- Si Schicht im Rücken
h_Z	700 nm	Höhe der n^- Si Schicht zwischen den Rücken
h_K	100 nm	Höhe der Kontaktflächen
w_R	5 μm	Breite der Rücken
w_Z	100 μm	Abstand der Rücken zueinander
Λ	370 nm	longitudinale Periodenlänge des Gitters
l_G	variabel	Länge der Gitter
w_G	= w_R	Breite der Gitter
t_G	100 nm	Tiefe der Gitter
α	45°	Winkel der Gitterlinien zur Rücken­kante
b_c	4 mm	Seitliche Kantenlänge eines steuerbaren Filters

3.1.1 Aufbau des Z-Gitterpaares

Im Z-Gitterpaar stehen alle Gitterlinien des Sende- sowie des Empfangsgitters in einem Winkel $\alpha = 45^\circ$ zur Rücken- und zur Ausbreitungsrichtung der geführten Welle. Die Gitterlinien sind somit alle parallel zueinander. In **Abbildung 3.4** ist das Z-Gitterpaar schematisch von oben dargestellt.

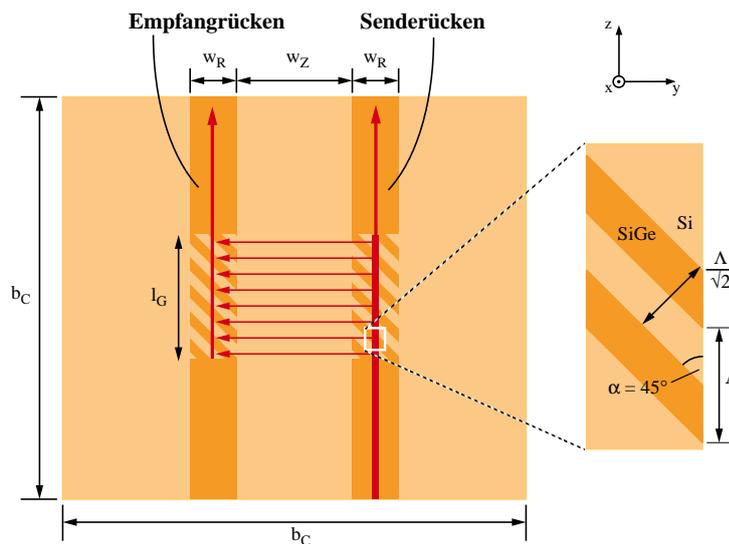


Abbildung 3.4: Z-Gitterpaar von oben betrachtet.

Abbildung 3.5 zeigt eine Aufnahme eines Gitters unter dem **Rasterelektronenmikroskop**.

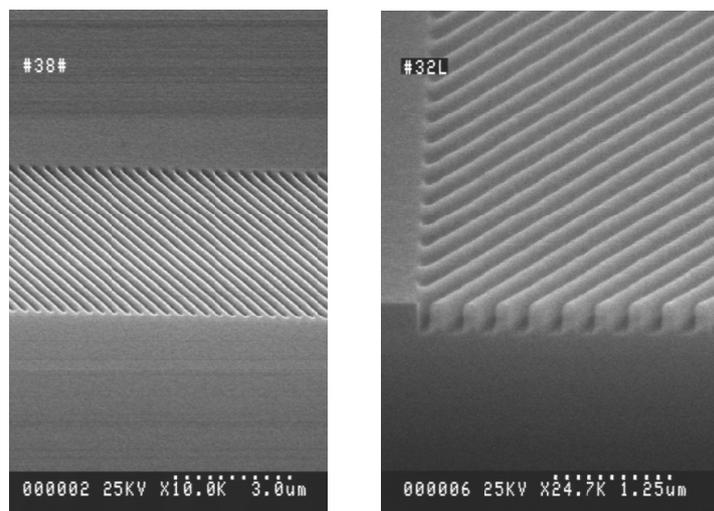


Abbildung 3.5: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen des Gitters.
Die Periodenlänge des Gitters beträgt $\Lambda = 370$ nm.

Die Laserstrahlung wird in die Stirnfläche des Senderückens eingekoppelt. Die Auskoppelung der Strahlung erfolgt auf der entgegengesetzten Seite aus dem Empfangsrücken. Der

Übertragungsweg hat somit einen Z-förmigen Verlauf. Damit die vom Sendegitter reflektierten Wellenanteile im Empfangsgitter gleichphasig in den Empfangsrücken eingekoppelt werden können, müssen Sende- und Empfangsgitter die **Bragg-Bedingung** (Gl. 4.19) erfüllen.

3.1.2 Aufbau des U-Gitterpaares

Die Sendegitter des U-Gitterpaares und des Z-Gitterpaares sind identisch. Im U-Gitterpaar stehen daher wie beim Z-Gitterpaar alle Gitterlinien des Sendegitters im Winkel $\alpha_S = 45^\circ$ zum Senderücken. Die Gitterlinien des U-Empfangsgitters stehen dagegen in einem Winkel $\alpha_E = 135^\circ$ zum Empfangsrücken. Die Gitterlinien beider Gitter stehen somit rechtwinklig zueinander (**Abbildung 3.6**)

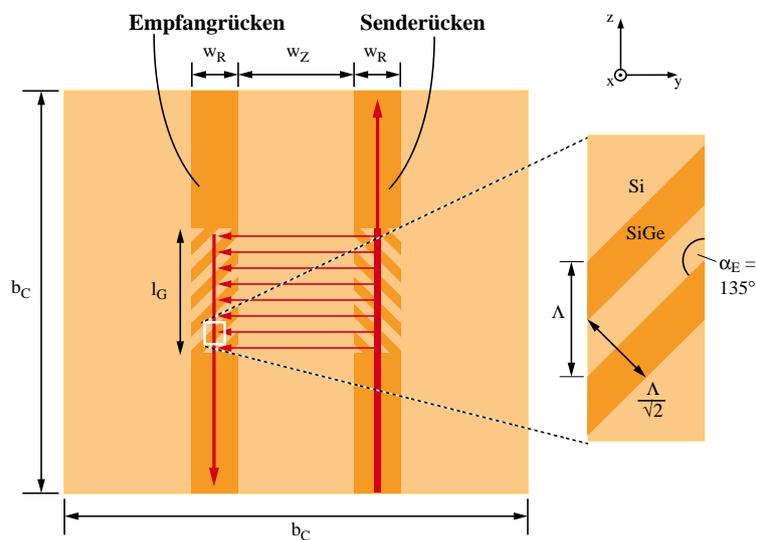


Abbildung 3.6: U-Gitterpaar von oben betrachtet.

Durch diese Anordnung der Gitterlinien ergibt sich eine U-förmige Übertragungsstrecke im steuerbaren Filter. Als Senderücken kann wahlweise der rechte oder linke Rücken genutzt werden. Damit sich auch hier die reflektierten Wellenanteile gleichphasig überlagern, muß in beiden Gittern wiederum die **Bragg-Bedingung** (Gl. 4.19) erfüllt sein. Daher entspricht die Gitterperiode des U-Empfangsgitters der Gitterperiode des U-Sendegitters.

3.2 Teststrukturen

Auf jedem Wafer werden zur Prozeßverifizierung Teststrukturen mitprozessiert. Bei den Teststrukturen handelt es sich um zwei **pin-Diodenreihen**, zwei **Photolumineszenzfelder** (PL-Felder) sowie zwei Wellenleiter. Die pin-Diodenreihen bestehen aus dem p^- Si als p-Zone, dem SiGe als intrinsische Zone und dem n^- Si als n-Zone. Die Diodenreihen werden

durch eine zunehmend größere Querschnittsfläche der pin-Dioden charakterisiert. Pro Teststruktur sind zwei Diodenreihen realisiert. Eine Diodenreihe verfügt über ein Gitter in der SiGe Schicht, die andere Diodenreihe wird ohne Gitter realisiert. Mit **Sperrstrommessungen** (**Kapitel 7.2.5**) lassen sich Aussagen über die kristalline Qualität des Gitters machen. Ferner werden pro Teststruktur zwei PL-Felder realisiert, von denen wiederum eines in der SiGe Schicht ein Gitter besitzt. Mit PL-Messungen (**Kapitel 7.2.3**) kann die Schichtqualität des SiGe verifiziert werden, sowie der Einfluss des Gitters darauf.

Zur optischen Verifizierung stehen zwei Wellenleiter zur Verfügung. Über einen gitterlosen Wellenleiter kann mit einer Messung der optischen Leistungsdichte am Querschnitt eines Wellenleiters die Qualität der Wellenführung überprüft werden. Mit einem klassischen Bragg-Gitter im zweiten Wellenleiter wird zusätzlich die optische Qualität des Gitters überprüft. Maßgebend ist hier die Linienbreite der gemessenen optischen Resonanz im Gitter. Da die Gitterlinien des klassischen Bragg-Gitters in einem Winkel von $\alpha = 90^\circ$ zur Ausbreitungsrichtung stehen, muß die Periode des Gitters an die Periode der optischen Welle angepasst werden, damit die Bragg-Bedingung erfüllt ist. Mit geeigneter Rechnung (Gl. 4.21 - 4.23) kann die Periode des Bragg-Gitters bestimmt werden zu:

$$\Lambda_{Br} = m_B \frac{\lambda_0}{2\bar{n}_z} \quad (3.1)$$

wobei m_B die Bragg-Ordnung und \bar{n}_z den mittleren Brechungsindex des Gitters angibt. Das Bragg-Gitter ist im Vergleich zum Z- bzw. U-Gitterpaar das Gitter mit der kleinsten zu realisierenden Gitterperiode. Die Auflösung der **Elektronenstrahlithographie** muß daher beim Schreiben des Gitterlayouts diesen Anforderungen angepasst werden.

Kapitel 4

Elektrische und optische Eigenschaften des steuerbaren Filters

Durch die Injektion freier Ladungsträger in einen Halbleiter lassen sich dessen optische Eigenschaften verändern. Dieser Effekt (auch Plasma-Effekt genannt) kann zur Steuerung des optischen Filters genutzt werden. Die Injektion freier Ladungsträger wird in dieser Arbeit durch die Implementierung einer **pin-Diode** ermöglicht. Der erste Abschnitt dieses Kapitels geht auf die elektrischen Eigenschaften des Filters ein. Der zweite Abschnitt befasst sich mit der Dimensionierung der optischen Gitter sowie der Optimierung der Wellenführungsparameter und somit mit den optischen Eigenschaften des Filters.

4.1 Elektrische Eigenschaften des steuerbaren Filters

4.1.1 Der Plasma-Effekt

Freie Ladungsträger führen in einem Halbleiter zu einer Erhöhung der Absorption sowie zu einer Erniedrigung des Brechungsindex. Die freien Ladungsträger können durch Dotierung oder Ladungsträgerinjektion in den Halbleiter gebracht werden. Die Größe der Brechzahländerung durch Elektronen kann aus der Bewegungsgleichung eines freien Elektrons hergeleitet werden. Dies ist detailliert in [4] und [5] beschrieben. Hiernach ergibt sich für die Brechzahländerung Δn_e durch freie Elektronen im Halbleiter

$$\Delta n_e = -\frac{q^2 \lambda_0^2}{8 \pi^2 \varepsilon_0 n c_0^2} \cdot \frac{\Delta N_e}{m_e} \quad (4.1)$$

und analog für die Brechzahländerung Δn_h durch die Löcher

$$\Delta n_h = -\frac{q^2 \lambda_0^2}{8 \pi^2 \varepsilon_0 n c_0^2} \cdot \frac{\Delta N_h}{m_h} \quad (4.2)$$

q stellt hier die Elementarladung, λ_0 die Wellenlänge, ε_0 die Dielektrizitätskonstante im Vakuum, n die Brechzahl des Halbleiters, c_0 die Lichtgeschwindigkeit, N_e bzw. N_h die

Ladungsträgerdichten und m_e bzw. m_h die Ladungsträgermassen dar. Die gesamte Brechzahländerung Δn im Halbleiter ergibt sich nun durch Summation von Gl. 4.1 und Gl. 4.2

$$\Delta n = \frac{\Delta \varepsilon_r}{2n} = -\frac{q^2 \lambda_0^2}{8 \pi^2 \varepsilon_0 n c_0^2} \left(\frac{\Delta N_e}{m_e} + \frac{\Delta N_h}{m_h} \right) \quad (4.3)$$

Um die Brechzahländerung quantitativ bestimmen zu können, müssen die Massen der Elektronen und Löcher im Halbleiter bekannt sein. Bezogen auf die Ruhemasse eines freien Elektrons m_0 ergibt sich in Silizium für die Elektronenmasse $m_e = 0,26 m_0$ und die Löchermasse $m_h = 0,37 m_0$ [6],[5]. Wird eine gleiche Elektronen- und Löcherdichte angenommen, lässt sich Gl. 4.3 vereinfachen zu:

$$\Delta n = -6,55 \frac{q^2 \lambda_0^2 \Delta N}{8 \pi^2 \varepsilon_0 n c_0^2 m_0} \quad (4.4)$$

In [Abbildung 4.1](#) ist Gl. 4.4 für freie Wellenlängen von $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ in Silizium ($n = 3,508$) quantitativ dargestellt.

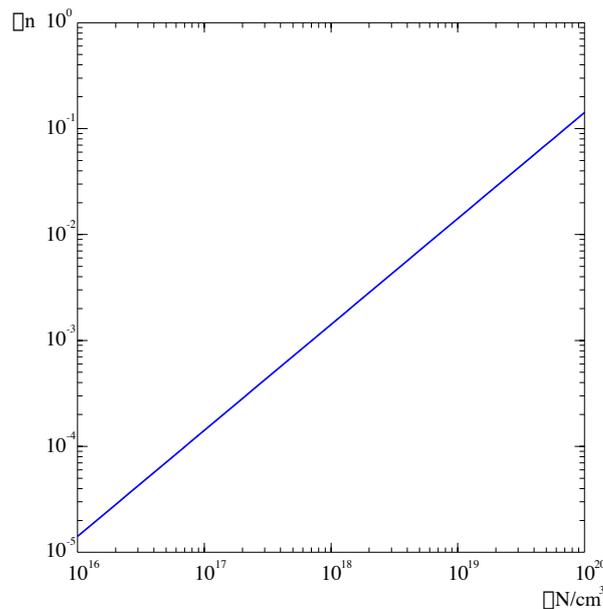


Abbildung 4.1: Brechzahländerung Δn in Abhängigkeit der freien Ladungsträgerdichte ΔN in Silizium für Wellenlängen $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$.

4.1.2 SiGe pin-Dioden

Die Steuerung des Filters erfolgt elektrisch. Wie aus [Abbildung 3.1](#) leicht ersichtlich ist, enthält die Struktur neben den Wellenleitern auch eine pin-Diode mit SiGe als intrinsische

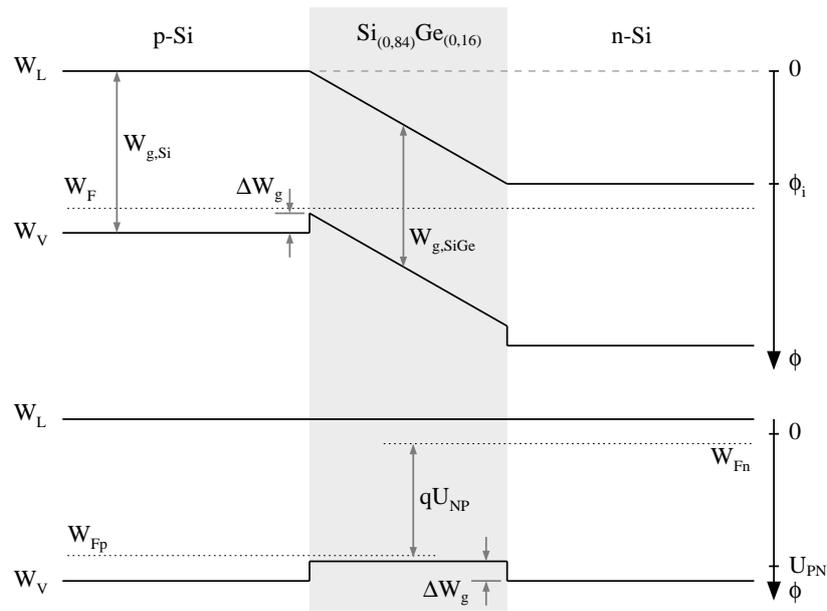


Abbildung 4.2: Stark vereinfachter Bandkantenverlauf im thermodynamischen Gleichgewicht (oben) und bei starker Injektion in der p Si, SiGe und n Si Schicht (unten).

Zone. Sowohl das p Silizium als auch das n Silizium besitzen eine gleich große Dotierungsdichte. Die SiGe Schicht ist leicht n-dotiert, was durch den Wachstumsprozeß bedingt ist. Zur Herstellung n-dotierter Schichten wird Antimon verwendet. Die Resorption des Antimon von den Kammerwänden führt auch bei vermeintlich nicht dotierten Schichten zu einer leichten n-Dotierung. Die Dotierungsdichte liegt in der Größenordnung von etwa 10^{15} cm^{-3} . Durch die Dotierung ergibt sich der in [Abbildung 4.2](#) stark vereinfachte Bandkantenverlauf.

Die Diffusionsspannung ϕ_i , die durch die unterschiedlichen Dotierungen entsteht, kann errechnet werden durch

$$\phi_i = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (4.5)$$

In dieser Gleichung ist k die Boltzmannkonstante, T die Temperatur, q die Elementarladung, N_A die Dotierungsdichte im p-Gebiet, N_D die Dotierungsdichte im n-Gebiet und n_i die Intrinsicdichte. Die Intrinsicdichte ist ein Materialparameter, der von der Temperatur und dem Bandabstand W_g des Materials abhängt.

$$n_{i,Si} = \sqrt{N_L N_V} \cdot e^{-\frac{W_{g,Si}}{2kT}} \quad (4.6)$$

$$n_{i,SiGe} = \sqrt{p N_L N_V} \cdot e^{-\frac{W_{g,SiGe}}{2kT}} \quad (4.7)$$

N_V und N_L sind die Zustandsdichten des Valenz- respektive Leitungsbandes im Si. Der Faktor $p = N_V N_L(SiGe)/N_V N_L(Si)$ dient als Korrekturfaktor im SiGe System und ist [Abbildung 4.3](#) aus [7] entnommen.

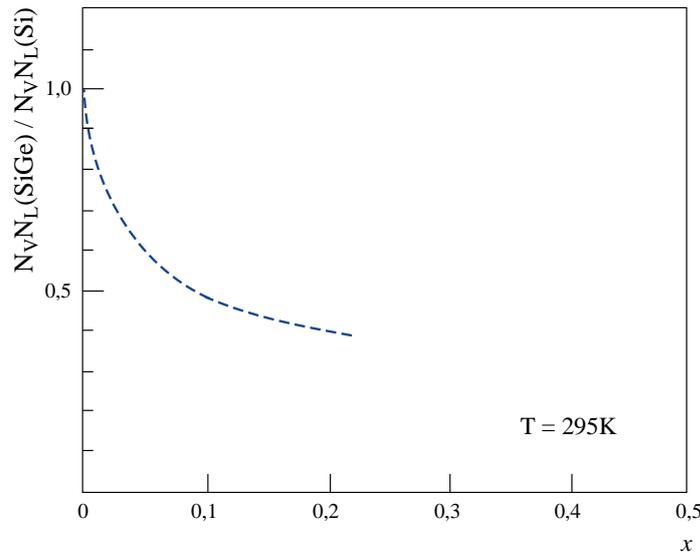


Abbildung 4.3: Verhältnis von $N_L N_V$ in verspanntem SiGe zu unverspanntem Si in Abhängigkeit des Germanium Gehalts x .

Mit Hilfe von

$$W_F - W_{i_1} = kT \ln \frac{N_{D_1} - N_{A_1}}{n_{i_1}} \quad (4.8)$$

kann die Lage der Mitte des Bandabstandes W_{i_1} eines Halbleiters relativ zum Fermi-niveau W_F bestimmt werden. N_{D_1} und N_{A_1} sind die Dotierungsdichten in der jeweiligen Halbleiterschicht. Hiermit kann der Bandkantenverlauf der Heterostruktur im thermodynamischen Gleichgewicht näherungsweise berechnet werden. Zu beachten ist, daß im thermodynamischen Gleichgewicht der Bandkanten sprung zwischen Si und SiGe aufgrund der **Verspannung** fast ausschließlich im Valenzband auftritt (vgl. **Kapitel 6.5**).

Wird die Diode in Flußrichtung betrieben, fließen freie Ladungsträger in die SiGe Schicht und rekombinieren dort mit der entsprechenden komplementären Ladung. Es ergibt sich ein Stromfluß, der durch die Ladungsmenge Q und die Ladungsträgerlebensdauer τ bestimmt ist [8].

$$I = \frac{Q}{\tau} = \frac{q N V}{\tau} = \frac{q N A l_G}{\tau} \quad (4.9)$$

Die Ladungsmenge Q wird beschrieben durch die Elementarladung q , die Ladungsträgerdichte N und dem Volumen V , in dem sich die Ladungsträger befinden. Das Volumen entspricht der mit Ladungsträgern durchflossenen Querschnittsfläche A , die senkrecht zur z -Achse steht und der Länge l_G des Gitters. Die Ladungsträgerlebensdauer τ ist ein Parameter, der nur schwer abschätzbar ist. Er hängt neben der Geometrie der intrinsischen Schicht [8] maßgeblich von der Qualität der gewachsenen Schichten ab. In ähnlichen Strukturen [9], [10] wurden Ladungsträgerlebensdauern zwischen $\tau < 20$ ns und $\tau = 2,6$ μs gemessen.

Für den Betrieb der Diode in Flußrichtung seien die folgenden Annahmen gültig. Die Querschnittsfläche A , in der die Ladungsträger rekombinieren, wird transversal näherungsweise

begrenzt durch die Dicke der SiGe Schicht h_{SiGe} . Lateral sei die Querschnittsfläche beiderseits des Rückens begrenzt durch die Diffusionslänge L_{SiGe} der Ladungsträger im SiGe.

$$A = h_{SiGe}(2L_{SiGe} + w_R) \quad (4.10)$$

mit

$$L_{SiGe} = \sqrt{\tau D_{SiGe}} \quad (4.11)$$

und der Diffusionskonstanten D_{SiGe} im SiGe

$$D_{SiGe} = \frac{2\mu_e\mu_h}{\mu_e + \mu_h} \frac{kT}{q} \quad (4.12)$$

Für die Beweglichkeiten der Elektronen μ_e und Löcher μ_h sei angenommen, daß sie denen im Silizium entsprechen, da sich die effektiven Massen der Ladungsträger für Ge-Gehalte $x < 0,8$ im SiGe nicht signifikant von denen im Silizium unterscheiden [11]. Die Beweglichkeit der Elektronen und Löcher für Silizium können [12] entnommen werden. In Gl. 4.12 werden die Beweglichkeiten entsprechend [8] harmonisch gemittelt.

Nach obiger Rechnung ergibt sich nun für eine Ladungsträgerdichte von $N = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $N = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Struktur mit den in Kapitel 3.1 und Kapitel 7.3 angegebenen Werten und Dimensionen ein Diodenstrom in Abhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer entsprechend Abbildung 4.4.

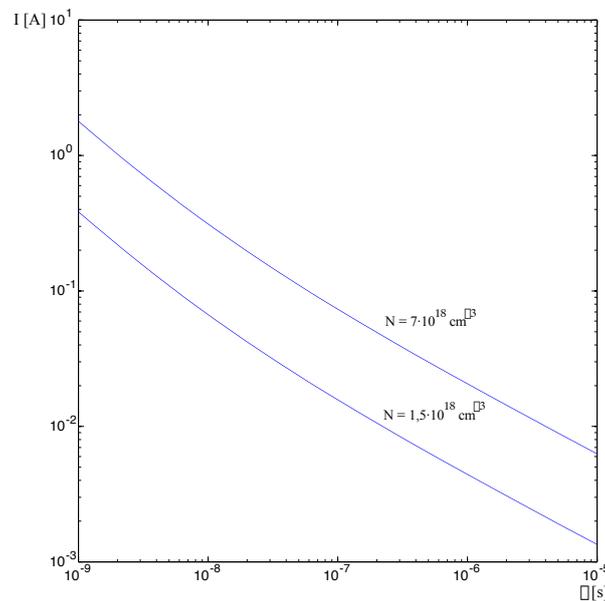


Abbildung 4.4: Für $N = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $N = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ benötigter Diodenstrom in Abhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer τ .

4.2 Optische Eigenschaften des steuerbaren Filters

4.2.1 Grundlagen optischer Gitter

Die grundlegende Eigenschaft optischer Gitter ist die Reflexion des eingekoppelten Lichtes durch die Gitterlinien. Die Reflexionen werden von den Brechzahlunterschieden der Gittermaterialien, der Polarisation des Lichtes und der Neigung der Gitterlinien zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes bestimmt. Um die Filtereigenschaften des optischen Gitters optimal zu nutzen muß die Gitterperiode auf die Gitterneigung und die Wellenlänge des Lichtes abgestimmt sein.

Reflexionen

Trifft eine Welle auf einen plötzlichen Übergang von einem Material mit dem Brechungsindex n_1 (Einfallmedium) auf ein Material mit einem Brechungsindex n_2 (Ausfallmedium), so wird ein Teil der Welle reflektiert, während der Rest der Welle durch den Materialübergang transmittiert. Der Anteil der Reflexion hängt vom Einfallswinkel θ und somit vom Neigungswinkel α der Gitterlinien ($\theta = \alpha$), von den Brechungsindizes n_1 und n_2 sowie der Polarisation der Welle ab (Gl. 4.14 und Gl. 4.15). Die Polarisationsrichtung der Welle im Filter sei folgendermaßen definiert: eine Welle mit einem E-Feld in x-Richtung (vgl. [Abbildung 3.1](#)) wird als transversal, eine Welle mit einem E-Feld in y-Richtung als lateral polarisiert bezeichnet.

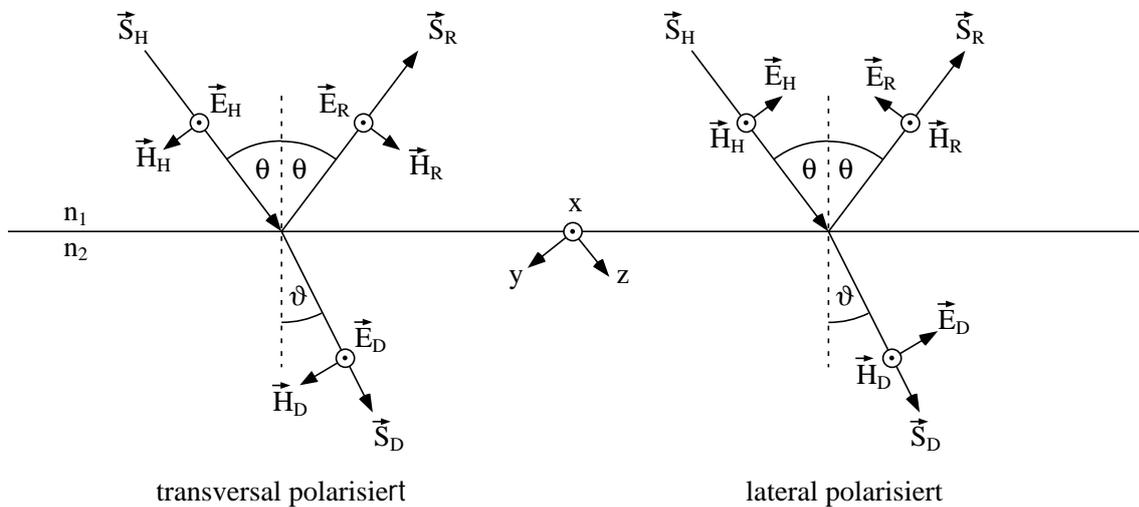


Abbildung 4.5: Strahlengang bei transversaler und lateraler Polarisation für $n_2 > n_1$.

Die transmittierte Welle erfährt eine Richtungsänderung, die ebenfalls von den Brechungsindizes n_1 und n_2 abhängt. Der Ausfallswinkel ϑ lässt sich errechnen aus

$$\frac{\sin \theta}{\sin \vartheta} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.13)$$

womit sich bei transversaler Polarisation der Reflexionsfaktor r_t ergibt zu

$$r_t = \frac{E_R}{E_H} = \frac{\cos \theta / \cos \vartheta - n_2/n_1}{\cos \theta / \cos \vartheta + n_2/n_1} \quad (4.14)$$

und bei lateraler Polarisation

$$r_l = \frac{E_R}{E_H} = \frac{n_2/n_1 - \cos \vartheta / \cos \theta}{n_2/n_1 + \cos \vartheta / \cos \theta} \quad (4.15)$$

In der hier beschriebenen Struktur ist $r_l \ll r_t$, weshalb das Gitter nur bei transversal polarisierten Wellen stark reflektiert. Lateral polarisierte Wellen werden vom Gitter deutlich schwächer reflektiert. Im folgenden werden daher nur transversal polarisierte Wellen betrachtet und aus Gründen der Übersichtlichkeit wird auf den Index verzichtet: $r_t = r$.

Der Transmissionsanteil ergibt sich aus dem Reflexionsfaktor r (Gl. 4.18). Die elektrische Feldstärke E kann sich bei einem Übergang in ein anderes Dielektrikum nicht sprunghaft ändern. Dies bedeutet, daß dort die Summe der elektrischen Feldstärken im Einfallmedium gleich der Summe der elektrischen Feldstärken im Ausfallmedium sein muß.

$$E_D = E_H + E_R \quad (4.16)$$

$$t \cdot E_H = E_H + r \cdot E_H \quad (4.17)$$

$$t = 1 + r \quad (4.18)$$

Bei $n_2 > n_1$ ist der Reflexionsfaktor r negativ, da bei Reflexion an einem optisch dichteren Medium die reflektierte Welle einem Phasensprung von π unterliegt.

Bragg-Bedingung

Die im Rücken geführte Welle trifft bei jedem Gittergraben auf je einen Materialübergang Si/SiGe und SiGe/Si. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, werden an jedem dieser Materialübergänge Wellen reflektiert. Daher ergeben sich bei $n/2$ Gitterlinien n Reflexionen. Die reflektierten Wellenkomponenten werden, sofern die Wellenführung dies zulässt, im Winkel 2θ zur Ausbreitungsrichtung der geführten Welle aus dem Rücken ausgekoppelt. Damit sich die reflektierten Wellenkomponenten in einem periodischen Gitter gleichphasig überlagern und eine ebene Welle bilden können, muß die Bragg-Bedingung für jede Reflexion von $1 - n$ erfüllt sein [13]:

$$\vec{k}_{r_n} = \vec{k}_{i_n} + m_B \vec{K}_G \quad \text{mit } m_B \in \mathbb{Z} \quad (4.19)$$

wobei \vec{k}_{i_n} und \vec{k}_{r_n} die Wellenvektoren der einfallenden bzw. reflektierten Welle an der Reflexion n , m_B die Bragg-Ordnung und \vec{K}_G den Gittervektor darstellen. Die folgende Rechnung gilt für alle Reflexionen von $1 - n$, wodurch gelte $\vec{k}_{i_n} = \vec{k}_i$ und $\vec{k}_{r_n} = \vec{k}_r$. Die Bragg-Bedingung gilt dann als erfüllt, wenn die Wellenvektoren und der Gittervektor ein geschlossenes Dreieck bilden (Abbildung 4.6). Mit dem mittleren Brechungsindex \bar{n}_z des Gitters

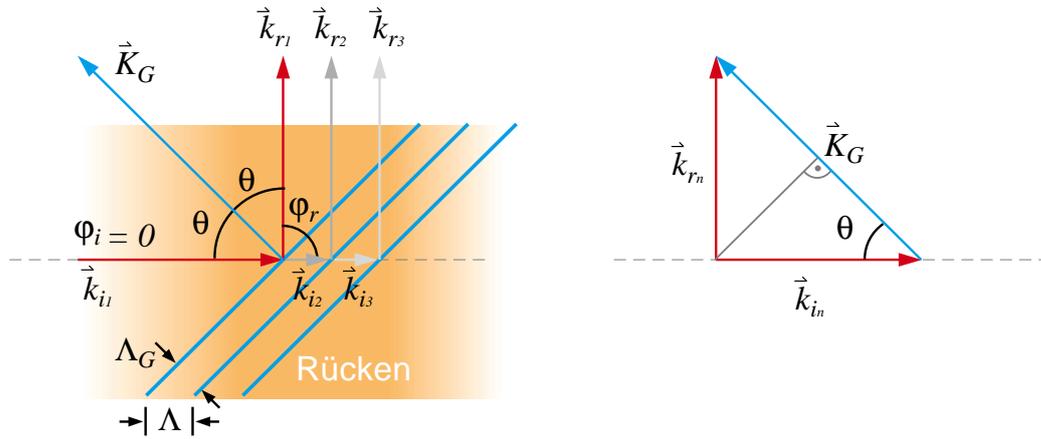


Abbildung 4.6: Wellenvektoren in der Gitterstruktur und bei erfüllter Bragg-Bedingung.

und der Freiraumwellenlänge λ_0 des Lasers lassen sich die Längen der Wellenvektoren bestimmen zu

$$|\vec{k}_i| = k_i = 2\pi\bar{n}_z/\lambda_0 \quad (4.20)$$

$$|\vec{k}_r| = k_r = 2\pi\bar{n}_z/\lambda_0 \quad (4.21)$$

Der Gittervektor steht senkrecht auf den Gitterlinien und besitzt die Länge

$$|\vec{K}_G| = K_G = 2\pi/\Lambda_G \quad (4.22)$$

In Richtung des Gittervektors ist auch die minimale Periodenlänge Λ_G des Gitters zu finden. Für die erste Bragg-Ordnung $m_B = 1$ lässt sich nun die minimale Gitterperiode Λ_G , die die Bragg-Bedingung erfüllt, aus $\cos \theta = K_G/2k_i$ bestimmen

$$\Lambda_G = \frac{\lambda_0}{2\bar{n}_z \cos \theta} \quad (4.23)$$

was sich bei einem Winkel $\theta = 45^\circ$ vereinfachen lässt zu

$$\Lambda_G = \frac{\lambda_0}{\bar{n}_z \sqrt{2}} \quad (4.24)$$

Da die einfallende Welle in einem Winkel θ auf die Gitterlinien trifft, durchläuft sie eine um $\sin \theta$ längere Periode. Die Gitterperiode Λ in Ausbreitungsrichtung des Lasers ist bei $\theta = 45^\circ$:

$$\Lambda = \sqrt{2}\Lambda_G = \frac{\lambda_0}{\bar{n}_z} \quad (4.25)$$

Die freie Wellenlänge λ_0 des Lasers, die diese Bedingung erfüllt, wird als Bragg-Wellenlänge λ_{0B} bezeichnet (Vgl. auch Gl. 5.16).

$$\lambda_{0B} = \Lambda\bar{n}_z \quad (4.26)$$

Soll es möglich sein die Bragg-Wellenlänge zu anderen Wellenlängen zu verschieben, so kann dies nur über eine Variation des **mittleren Brechungsindex** des Gitters \bar{n}_z (Gl.5.17) realisiert werden, da die Gitterperiode Λ im Fertigungsprozeß festgelegt wird.

4.2.2 Eigenschaften der optischen Gitter

Wie bereits beschrieben ist sowohl das **Z-** als auch das **U-Gitterpaar** unterteilt in je ein Sendegitter und ein Empfangsgitter. Das Sendegitter hat dabei die Aufgabe die eingekoppelte Welle seitlich parallel zum Empfangsgitter auszukoppeln. Das Empfangsgitter führt die parallel eintreffenden Wellen in einem Wellenleiter wieder zusammen. In beiden Gittern interferieren die reflektierten Wellenkomponenten. Die Interferenzen des Sendegitters wirken sich auf die **örtliche Verteilung des Betrags und der Phase** der reflektierten Wellen aus (vgl. **Kapitel 5.1.2**). Die Interferenzen im Empfangsgitter bewirken die Übertragungsfunktion des Filters. Insbesondere im U-Gitterpaar bewirken die Interferenzen im Empfangsgitter aufgrund der unterschiedlichen Längen der **Übertragungswege** eine starke spektrale Einengung der Übertragungsfunktion.

Die Übertragungsfunktion der Gitterpaare hängt maßgeblich von der Periode und Länge des Gitters, sowie der Breite der Gitterlinien ab. Durch eine Variation dieser Parameter kann die Übertragungsfunktion verändert werden. Beispielsweise kann durch die Variation der Gitterlinienbreite der Reflexionsfaktor einzelner Gitterlinien gewichtet werden. Dadurch läßt sich die Form der Filterkurve des Filters beeinflussen. Dies wird in [14] genutzt um einen Bandpaß mit flachem Durchlaßbereich und sehr steilen Filterflanken zu realisieren.

Analog zur SAW (Surface Acoustic Wave) Filtertechnik [15] kann man aus der räumlichen Verteilung der Reflexionsfaktoren $r(z)$ bei U-Gitterpaaren mit Hilfe der Fourier-Transformation die Übertragungsfunktion $H(f)$ des Filters im Spektralbereich ermitteln. In dieser Arbeit wurde keine Wichtung der Reflexionsfaktoren vorgenommen. Alle Gitter haben über die gesamte Länge eine konstante Breite w_G . Daher kann $r(z)$ als Rechteckfunktion dargestellt werden. Diese ergibt nach der Fourier-Transformation eine Si-Funktion im Frequenzbereich (**Abbildung 4.7**).

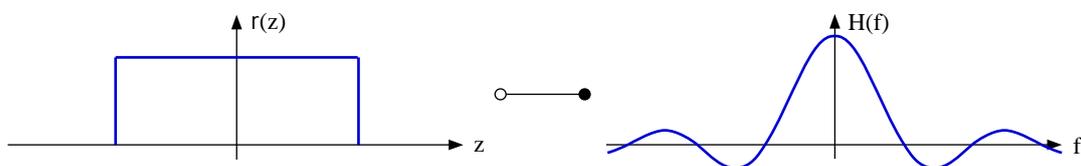


Abbildung 4.7: Fourier-Transformation einer Rechteckfunktion im Ortsbereich zu einer Si Funktion im Frequenzbereich.

Eigenschaften des Sendegitters

Das Sendegitter hat die Aufgabe, dem Empfangsgitter eine ebene Welle zur seitlichen Einkopplung zur Verfügung zu stellen. Dazu werden an jedem Übergang SiGe/Si und Si/SiGe

Wellenanteile der einfallenden Welle mit den Komponenten E_{H1} und E_{H2} reflektiert und seitlich aus dem Sendegitter ausgekoppelt (Abbildung 4.8). Mit zunehmender Gitterlänge l_G werden daher die eingekoppelten Wellen E_{H1} und E_{H2} immer schwächer. Demzufolge werden auch die aus dem Sendegitter reflektierten Wellenkomponenten mit zunehmender Gitterlänge schwächer ($E_{R1} > E_{12}$). Da alle Reflexionen im Gitter gleich stark sind, ist im örtlichen Verlauf der reflektierten Wellen ein exponentieller Abfall zu erwarten. Dies trifft für interferenzfreie Sendegitter zu. In ausreichend breiten Sendegittern müssen die reflektierten Wellen jedoch weiterhin einen oder mehrere Si/SiGe Übergänge passieren, bevor sie das Sendegitter verlassen. Hierdurch entstehen mehrfach reflektierte Wellenkomponenten, die Interferenzen mit der originär einfallenden Welle hervorrufen können, wie in [Abbildung 4.8](#) dargestellt ist. Beide sind invers zueinander.

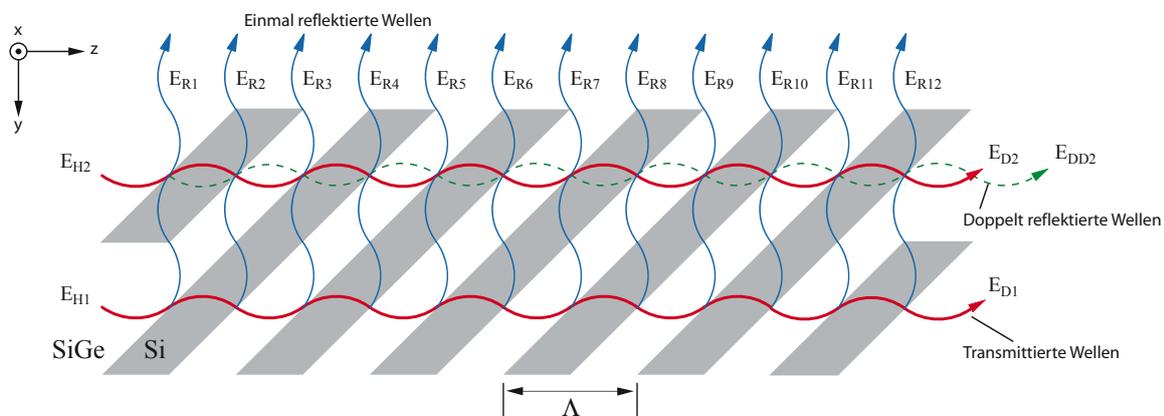


Abbildung 4.8: Vereinfachtes Wellenbild mit zwei in das Sendegitter einfallenden Wellenkomponenten.

Die doppelt reflektierten Wellenkomponenten werden mit zunehmender Gitterlänge immer stärker. Da die transmittierten Wellen mit zunehmender Gitterlänge schwächer werden, löschen sich beide Wellen bei einer bestimmten Gitterlänge aus. Dies bedeutet, daß der örtliche Verlauf der reflektierten Wellen keine exakte Exponentialfunktion darstellt. Er beschreibt jedoch eine exponentialnahe Funktion, weshalb sich eine **Eindringtiefe** ϵ_Z in z -Richtung des Gitters definieren lässt, bei der der Betrag der reflektierten Welle auf e^{-1} des Maximalbetrages abgefallen ist. Eine genaue Definition der Eindringtiefe ϵ_Z ist in [Kapitel 5.1.2](#) gegeben.

Eigenschaften des Z-Gitterpaares

Da im Z-Gitterpaar alle **Übertragungsstrecken** gleich lang sind ([Kapitel 2](#)), entstehen Interferenzen im Empfangsgitter nur aufgrund des veränderten **Phasenverlaufs** der aus dem Sendegitter reflektierten Wellen. Demzufolge ist mit einer großen Bandbreite der Übertragungsfunktion H_Z zu rechnen. Es ist zu erwarten, daß mit einer geeigneten Wahl der Gitterbreite w_G oder -länge l_G die Bandbreite der Übertragungsfunktion nur begrenzt beeinflusst werden

kann, da sich diese Parameter hier kaum auf den Phasenverlauf der reflektierten Wellen auswirken. Die Gitterbreite ist aufgrund des **Antiguideffekts** des Gitters auf die Breite w_z des Rückenwellenleiters beschränkt (**Kapitel 4.2.4**) und kann kaum variiert werden.

Die Gitterlänge hingegen ist ein freier Parameter zur Optimierung der Übertragungsfunktion des Z-Gitterpaares. Mit ihr kann die Ausgangsleistung P_A der aus dem Gitterpaar ausgekoppelten Welle optimiert werden. Bei sehr kurzen Gitterlängen l_G sind die reflektierten Wellenanteile der eingekoppelten Welle zu gering um eine hohe Ausgangsleistung P_A zu erreichen. Bei sehr langen Gitterlängen werden zwar große Wellenanteile vom Sendegitter reflektiert, jedoch werden dann beim Empfangsgitter ebenfalls große Wellenanteile seitlich ausgekoppelt. Zwischen diesen beiden Extrema existiert eine Gitterlänge, bei der die Ausgangsleistung maximal wird. Die maximale Ausgangsleistung wird daher bei einer optimierten Gitterlänge erreicht. Die optimierte Gitterlänge hängt von der Eindringtiefe ϵ_Z ab, welche wiederum vom Reflexionsfaktor r der Gitterlinien abhängt. Der Reflexionsfaktor hingegen ist abhängig vom Brechungsindex n_{SiGe} des SiGe. Dies bedeutet zum einen, daß eine kausale Kette existiert, mit der die Z-Gitterpaare leistungsmäßig optimiert werden können, und zum anderen, daß es möglich ist, die Ausgangsleistung der Z-Gitterpaare durch eine Variation des SiGe-Brechungsindex zu steuern.

Eigenschaften des U-Gitterpaares

Im U-Gitterpaar werden die Interferenzen im Empfangsgitter nicht allein durch den **Phasenverlauf** der aus dem Sendegitter reflektierten Wellenkomponenten bestimmt. Aufgrund der unterschiedlichen Weglängen der **Übertragungsstrecke** werden auch schon bei sehr geringen Gitterbreiten schmalbandige Übertragungsfunktionen erreicht. Im Gegensatz zum Z-Gitterpaar gibt es beim U-Gitterpaar keine optimale Gitterlänge zur Maximierung der Ausgangsleistung P_A . Die Ausgangsleistung steigt beim U-Gitterpaar mit steigender Gitterlänge nahezu kontinuierlich an. Es bedarf lediglich einer Mindestgitterlänge um die maximale Ausgangsleistung zu erreichen. Längere Gitterlängen beeinflussen die Ausgangsleistung danach kaum noch. Im U-Gitterpaar hat die Gitterlänge jedoch maßgeblichen Anteil an der Bandbreite der Übertragungsfunktion H_U .

Es sei für einen Moment ein Reflexionsfaktor der Gitterlinien von $r = 1$ angenommen. Zwar ist ein solcher Reflexionsfaktor in SiGe Heterostrukturen nicht realisierbar, dennoch dient ein solcher angenommener Reflexionsfaktor dem Verständnis. In diesem Fall käme das Übertragungsverhalten im Filter zwei Spiegeln gleich, die in einem Winkel von 90° zueinander stehen. Die Ausgangsleistung P_A würde 100% der eingekoppelten Leistung betragen und die Eindringtiefe entspräche $\epsilon_Z = 1$. Da dann alle Weglängen in der Übertragung gleich lang sind, wird die Übertragungsfunktion $H_U \neq f(\lambda_0)$ und die Bandbreite B_U der Übertragungsfunktion unendlich groß. In der örtlichen Verteilung der Reflexionsfaktoren entspräche dies einem Diracimpuls, welcher nach der Fourier-Transformation im Frequenzbereich eine Funktion $H(f) = \text{konst.} \neq f(f)$ ergibt (**Abbildung 4.9**). Mit sinkendem Reflexionsfaktor r der Gitterlinien steigt die Eindringtiefe in das Gitterpaar, die maximale Ausgangsleistung sinkt auf einen konstanten Wert ab und mit der Übertragungsfunktion $H_U = f(\lambda_0)$ wird auch die Bandbreite B_U endlich. Es ist also auch im U-Gitterpaar eine kausale Kette zur

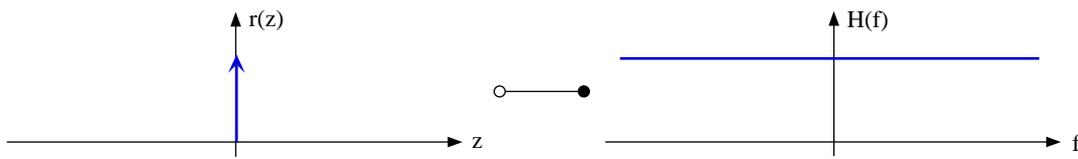


Abbildung 4.9: Fourier-Transformation einer Diracfunktion im Ortsbereich zu einer Funktion $H(f) = \text{konst.}$ im Frequenzbereich.

Optimierung erkennbar. Die Bandbreite der Übertragungsfunktion hängt maßgeblich von der Länge der Gitter ab. Damit die Länge der Gitter effektiv genutzt werden kann, muß die Eindringtiefe ϵ_Z optimiert und auf diese Länge eingestellt werden. ϵ_Z ist jedoch von dem Reflexionsfaktor r der Gitterlinien abhängig, welcher vom Brechungsindex des SiGe bestimmt wird.

4.2.3 Confinementfaktor

Der Confinementfaktor beschreibt den Energieanteil der Welle in einer betrachteten Querschnittsfläche bezogen auf die gesamte Energie der geführten Welle. In dieser Arbeit wird zum einen der Bereich der SiGe Schicht, der die Welle führt, und zum anderen der Bereich, in dem das optische Gitter realisiert ist, betrachtet. Diese Bereiche sind hier klein gegenüber dem Bereich in dem die gesamte Welle geführt wird. **Abbildung 4.10** verdeutlicht die Flächenverhältnisse schematisch.

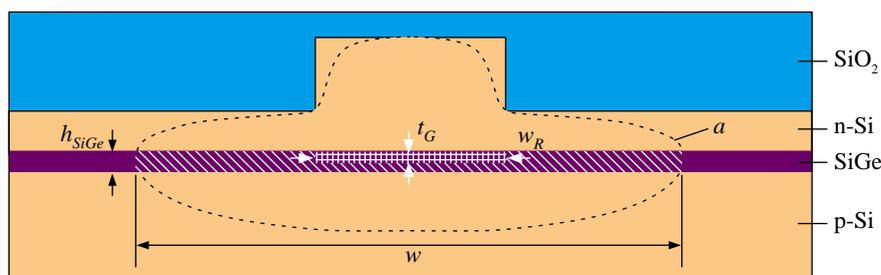


Abbildung 4.10: Querschnittsfläche der wellendurchfluteten SiGe Schicht F_{SiGe} [\\\\], der Gitterquerschnittsfläche F_G [#####] und Umrandung a .

F_{SiGe} stellt die Querschnittsfläche der SiGe Schicht dar und F_G die des Gitters in der SiGe Schicht. Ferner begrenzt a die Fläche, an deren Rand die Energie der Welle auf $1/e^2$ des Maximalwerts abgefallen ist. Für die Flächen gilt:

$$F_{SiGe} \approx h_{SiGe} \cdot w \quad (4.27)$$

$$F_G = t_G \cdot w_R \quad (4.28)$$

Mit den Flächen und der örtlich abhängigen elektrischen Feldstärke \underline{E} läßt sich der Confinementfaktor des SiGe Schicht Γ_{SiGe} bestimmen zu

$$\Gamma_{SiGe} = \frac{\int_{F_{SiGe}} |\underline{E}|^2 dF}{\int_{\infty} |\underline{E}|^2 dF} \quad (4.29)$$

und der Confinementfaktor des Gitters Γ_G zu

$$\Gamma_G = \frac{\int_{F_G} |\underline{E}|^2 dF}{\int_{\infty} |\underline{E}|^2 dF} \quad (4.30)$$

Beide Confinementfaktoren wurden für dieses Projekt nach der Finite-Elemente Methode mit dem Programm Mafia ermittelt [16]. Das Programm ermöglicht es, die zwei- oder dreidimensionale Feldverteilung in einem beliebigen Wellenleiter zu berechnen. Mit den Ergebnissen der zweidimensionalen Rechnung lassen sich die Confinementfaktoren der SiGe Schicht und des Gitters einfach bestimmen. Eine detaillierte Beschreibung zur Berechnung der Feldverteilung ist in [16] zu finden.

4.2.4 Optische Wellenausbreitung

Die optische Wellenausbreitung erfolgt in zwei grundlegenden Wellentypen. Zur ihrer Definition wird wieder die Orientierung des E-Feldes bezüglich des Wellenleiters herangezogen. Während in der Literatur diesbezüglich zwischen TE- und TM-Welle unterschieden wird, versucht diese Arbeit eine andere Unterscheidung. Diese ist darin begründet, daß der Betrachtungswinkel in dieser Arbeit ein anderer ist. Durch die Abhängigkeit des **Reflexionsfaktors** und somit der Wirkungsweise der optischen Gitter von der Polarisation wird die Orientierung des E-Feldes bezüglich des Gitters und nicht bezüglich des Wellenleiters als Definitionskriterium herangezogen. Wellen mit einem transversalen E-Feld Vektor werden als transversal polarisiert, Wellen mit einem lateralen E-Feld Vektor als lateral polarisiert bezeichnet. Da die optischen Gitter nur bei transversal orientierten Wellen nennenswerte Reflexionen zeigen, wird die Wellenführung im steuerbaren Filter für diese Polarisation optimiert.

Die Wellenführung wird in zwei Bereichen betrachtet. Als erstes erfolgt dies unter den Rücken. Hier existieren Abschnitte sowohl mit und als auch ohne optisches Gitter. Als zweites muß die Wellenführung zwischen dem Send- und Empfangsrücken für die aus dem Sendegitter reflektierten Wellenkomponenten betrachtet werden. Die Struktur ist so zu optimieren, daß in allen Bereichen nur der Grundmodus der Welle führbar ist. Dies wird dadurch erreicht, daß das Wellenfeld lateral und transversal begrenzt wird.

Wellenführung im Rückenwellenleiter

Die transversale Wellenführung wird durch den höheren Brechungsindex der SiGe Schicht bewirkt. Sie ist wegen des Rückens an der Oberfläche nicht symmetrisch. Bei verlöreener

Führung würde die Welle die wellenführende SiGe Schicht verlassen und in die untere p⁻ Si Schicht auswandern. Bei einer zu starken Wellenführung treten Moden höherer Ordnung auf. Um eine möglichst große Effizienz des optischen Gitters zu gewährleisten, ist die transversale Wellenführung so zu optimieren, daß der **Confinementfaktor** des Gitters Γ_G (Kapitel 4.2.3) maximal wird.

Zunächst ist die Wellenführung für den Rückenwellenleiterabschnitt mit optischem Gitter zu optimieren. Mit dem Ätzen des Gitters in die SiGe Schicht wird dort die mittlere Brechzahl der SiGe Schicht reduziert. Dies bedeutet, daß die Wellenführung im Rückenwellenleiter in den Bereichen mit Gitter schwächer ist (Antiguiding-Effekt) [16]. Die Führung ist demzufolge in einem Abschnitt ohne Gitter stärker als in einem mit Gitter. Es ist also auch zu überprüfen, ob die Wellenführung in Abschnitten ohne Gitter zu stark geworden ist und bereits Moden höherer Ordnung auftreten.

Die Optimierung des Rückenwellenleiters beginnt mit der Betrachtung des Confinementfaktors Γ_G im Gitterbereich in Abhängigkeit der SiGe Schichtdicke h_{SiGe} . **Abbildung 4.11** zeigt diesen Zusammenhang bei einem Brechungsindex von $n_{SiGe} = 3,57$ [16]. Der dargestellte Kurvenverlauf ist auch für andere Brechungsindizes des SiGe charakteristisch. Anhand des

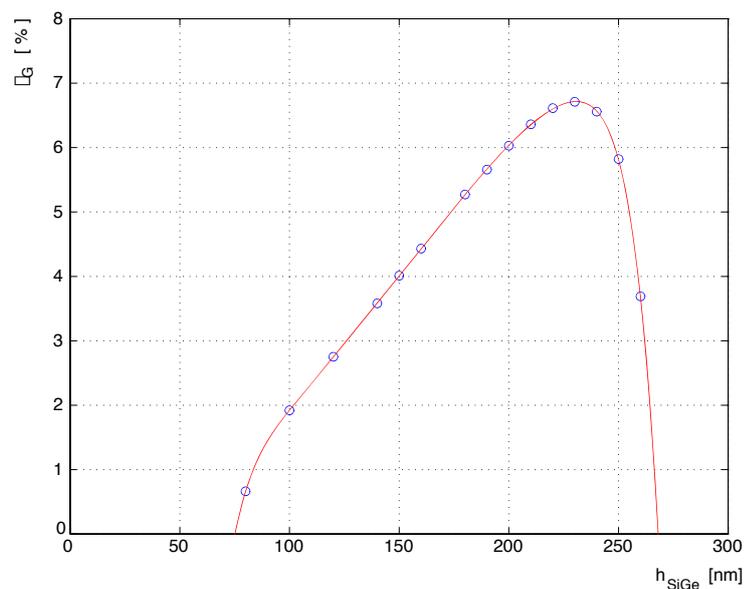


Abbildung 4.11: Confinementfaktor des Gitters Γ_G in Abhängigkeit der Höhe der SiGe Schicht h_{SiGe} bei einem Brechungsindex des SiGe von $n_{SiGe} = 3,57$.

Kurvenverlaufs ist ersichtlich, daß der Confinementfaktor mit zunehmender Schichtdicke bis zu einem Wert von $h_{SiGe} = 230$ nm kontinuierlich ansteigt. Aufgrund der **Verspannungen** in der SiGe Schicht können jedoch keine beliebig dicken SiGe Schichten realisiert werden. Dies bedeutet, daß die **kritische Schichtdicke** die Realisierung hoher Confinementfaktoren Γ_G von oben begrenzt. Bei einem Brechungsindex des SiGe von 3,57 liegt die

kritische Schichtdicke bei ca. 210 nm (vgl. [Kapitel 6.3](#) und [Kapitel 6.4](#)). Um gute Confinementfaktoren zu erhalten, sollte die SiGe Schichtdicke dennoch so dicht wie technologisch möglich an die kritische Schichtdicke herangeführt werden.

Abbildung 4.12 zeigt den Confinementfaktor des Gitters in Abhängigkeit des Brechungsindexes n_{SiGe} [16]. Es ist erkennbar, daß mit steigendem Brechungsindex des SiGe

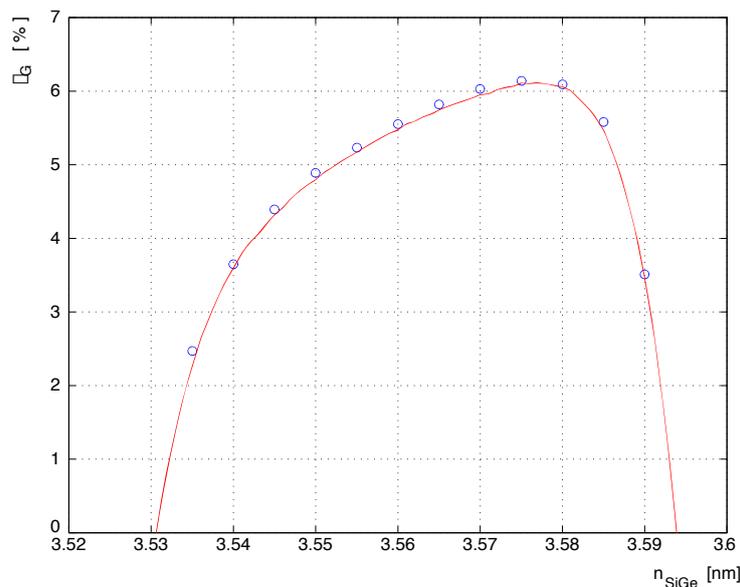


Abbildung 4.12: Confinementfaktor des Gitters Γ_G in Abhängigkeit des Brechungsindexes bei einer Dicke der SiGe Schicht von $h_{SiGe} = 200$ nm.

die Wellenführung besser wird und der Confinementfaktor Γ_G steigt. Ab einem Wert $n_{SiGe} > 3,54$ ist eine Welle bereits führbar. Die obere Grenze des Brechungsindexes wird bestimmt durch die Führungsgrenzen in lateraler Richtung. Bei einem zu hohen Brechungsindex des SiGe können nicht nur Moden höherer Ordnung auftreten, sondern das Wellenfeld konzentriert sich auch zunehmend in der SiGe Schicht, wodurch der Confinementfaktor der SiGe Schicht Γ_{SiGe} wächst. Durch die zunehmende Verlagerung des Wellenfeldes in die SiGe Schicht werden die Wellenanteile in der oberen n^- Si Schicht und unmittelbar unter dem Rücken immer kleiner. Dadurch weitet sich das Wellenfeld lateral aus, da der Rücken das Wellenfeld lateral weniger stark begrenzt. Das Wellenfeld nähert sich dann dem Wellenfeld eines planaren Wellenleiters an. Aufgrund des **Antiguinding-Effektes** des Gitters wird das Wellenfeld nun zusätzlich seitlich aus dem Gitter verdrängt. Dies bedeutet, daß obwohl die Wellenanteile in der SiGe Schicht und somit Γ_{SiGe} zunehmend steigen, der Confinementfaktor des Gitters Γ_G sinkt. Als Optimum für die Wellenführung unter dem Rücken mit Gitter wurde eine SiGe Schichtdicke $h_{SiGe} = 200$ nm und ein Brechungsindex $n_{SiGe} = 3,568$ gefunden.

Wie oben beschrieben, würde der Antiguinding-Effekt des Gitters bei einem rein planaren Wellenleiter das Wellenfeld seitlich in der SiGe Schicht verdrängen. Um dies zu verhindern,

muß über dem Gitter ein Rücken angeordnet werden, der mit seiner seitlichen Begrenzung den lateralen Antiguiding-Effekt des Gitters kompensiert. Die Breite des Rückens bestimmt somit auch die maximale Breite der Gitterlinien. Daneben legt die Breite des Rückens die Grenze fest, oberhalb der Moden höherer Ordnung im Rückenwellenleiter geführt werden können. Der Grundmodus der Welle ist ab einer Rückenbreite von $4 \mu\text{m}$ sicher führbar [16]. Bei Rückenbreiten $w_R > 6 \mu\text{m}$ sind bereits Moden höherer Ordnung führbar. Da nur der Grundmodus sowohl in Abschnitten mit und ohne Gitter führbar sein muß, wurde für den Rücken eine Breite von $5 \mu\text{m}$ gewählt. Dies ist auch die maximal mögliche Breite der Gitter.

Wellenführung im Planarwellenleiter

Die Welle im Planarwellenleiter wird nur transversal durch den Brechzahlunterschied der SiGe Schicht gegenüber den umgebenden Si Schichten geführt. Aus Gründen der Realisierbarkeit sind hier alle relevanten Parameter aus dem Rückenwellenleiter zu übernehmen. Als freier Parameter steht nur noch die Dicke der oberen Deckschicht zur Optimierung an. Die obere Deckschichtdicke entspricht der Dicke h_Z der n^- Si Schicht zwischen den Rücken (Abbildung 3.3). Andererseits beeinflusst h_Z auch unter dem Rücken die Feldverteilung und damit die dortige laterale Wellenführung des Rückens. Aus technologischen Gründen wurde als obere Grenze für die n^- Si eine Schichtdicke h_R unter dem Rücken von $1 \mu\text{m}$ festgelegt.

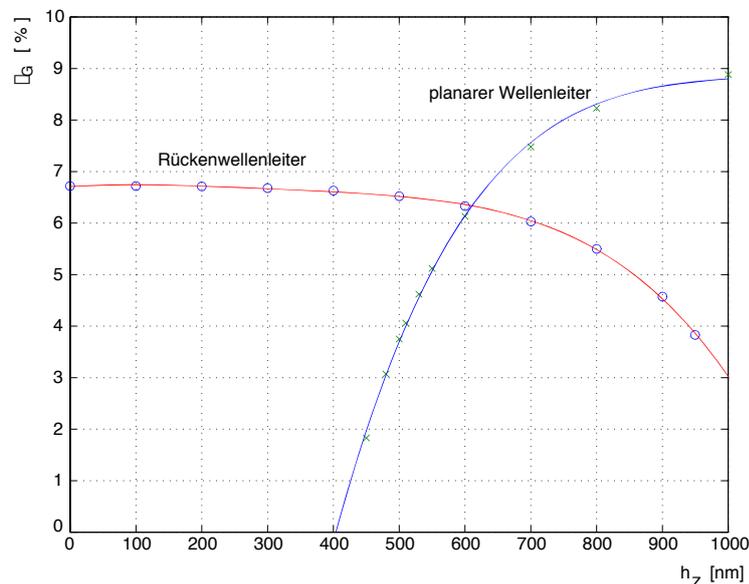


Abbildung 4.13: Confinementfaktor Γ_G des Rückenwellenleiters und des planaren Wellenleiters in Abhängigkeit der Schichtdicke h_Z für $n_{\text{SiGe}} = 3,57$ und $h_{\text{SiGe}} = 200 \text{ nm}$.

Abbildung 4.13 zeigt den Confinementfaktor Γ_G für die unter dem Rücken und die im planaren Wellenleiter geführten Wellen in Abhängigkeit der n^- Si Schichtdicke h_Z [16]. Zwar liegt im Planarwellenleiter kein Gitter vor, von besonderer Wichtigkeit ist der Confinementfaktor Γ_G jedoch für die am Ende des Planarwellenleiters in das Empfangsgitter eingekoppelte Welle.

Kapitel 5

Entwurf und Dimensionierung des Filters

5.1 Simulation

In diesem Kapitel wird zunächst ein Simulationsmodell zur Berechnung optischer Gitter mit geneigten Gitterlinien vorgestellt. Mit Hilfe der Simulation lassen sich wichtige Erkenntnisse zur Dimensionierung sowohl des **Z-** als auch des **U-Gitterpaares** gewinnen. Die Simulationsergebnisse beider Gittertypen werden im weiteren Verlauf des Kapitels vorgestellt und diskutiert.

5.1.1 Aufbau der Simulation

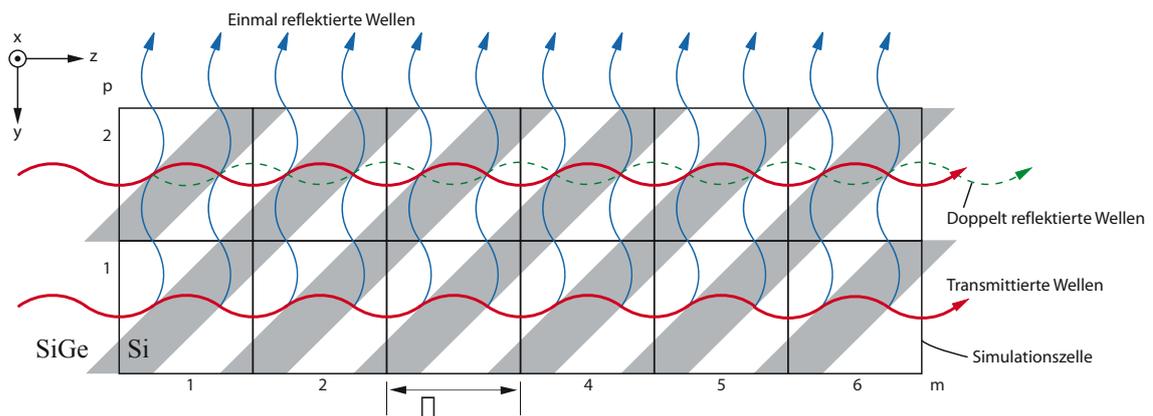


Abbildung 5.1: Gitter mit Simulationsezellen und Wellenbild bei $\lambda_0 = \lambda_{0B}$.

Zur Simulation wird das optische Gitter in P Reihen und M Spalten unterteilt (Abbildung 5.1). Dadurch ergeben sich $P \cdot M$ quadratische Simulationsezellen mit einer Kantenlänge

gleich der **Gitterperiode** Λ . Mit der Gitterbreite w_G und der Gitterlänge l_G gilt

$$P = \frac{w_G}{\Lambda} \quad \text{und} \quad M = \frac{l_G}{\Lambda} \quad (5.1)$$

P und M geben somit die gesamte Gitterbreite bzw. -länge in Simulationszellen an, während p und m den Ort einer betrachteten Simulationszelle im Gitter angeben. In jeder Simulationszelle ist je ein Materialübergang SiGe/Si und Si/SiGe vorhanden. Die Anordnung der Zellen wurde so gewählt, daß die Materialübergänge symmetrisch zueinander in der Simulationszelle liegen.

Somit sind in jeder Simulationszelle zwei Reflexionen r_1 und r_2 zu finden. Um die Simulation handhabbar zu halten, werden beide Reflexionen zu einer einzigen Reflexion r_c zusammengefasst. Der dadurch entstehende virtuelle Reflexionspunkt liegt genau mittig zwischen den beiden realen Reflexionspunkten im Zentrum der Zelle (**Abbildung 5.2**). Der Reflexionsfaktor r_c wird im folgenden Reflexionsfaktor der Zelle genannt.

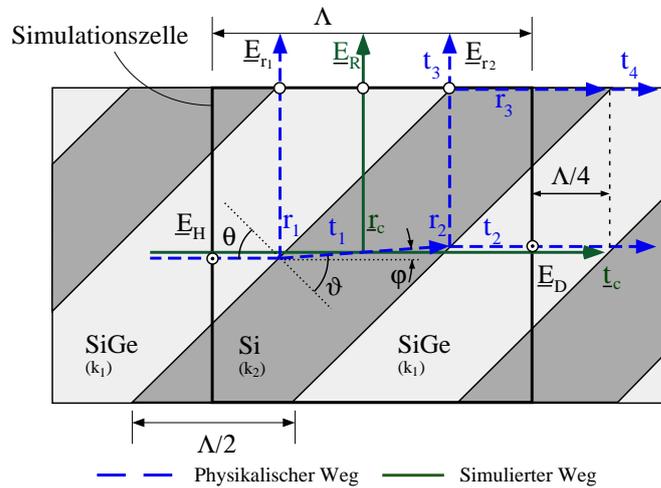


Abbildung 5.2: Detaillierte Darstellung der Simulationszelle.

Die Berechnung der Simulationszelle erfolgt mit den elektrischen Feldern an den Rändern der Simulationszelle. Das Übertragungsverhalten zwischen den Ein- und Ausgängen der Simulationszelle läßt sich entsprechend der Grabenzellenanalyse [17] durch eine S-Matrix beschreiben:

$$S_{zelle} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & t_c & r_c \\ 0 & 0 & r_c & t_c \\ t_c & r_c & 0 & 0 \\ r_c & t_c & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

r_c und t_c stellen den Reflexions- bzw. Transmissionsfaktor der Zelle dar. Da das Gitter resonanzfrei ist und in die Gitter stets nur von einer Seite Wellen eingekoppelt werden, ist in allen Gittern eine Simulationszelle zu finden, von der die elektrischen Feldstärken aller Eingänge bekannt sind. Im Gitter aus **Abbildung 5.1** trifft dies für die Simulationszelle $p = 1$, $m = 1$ zu. Mit dieser Simulationszelle beginnend, können reihen- und spaltenweise die Ein- und Ausgangsfeldstärken aller weiteren Simulationszellen berechnet werden.

Reflexionsfaktor

Zur Berechnung des Reflexionsfaktors r_c einer Zelle wird angenommen, daß die Reflexionsfaktoren r_1 und r_2 der ersten und zweiten Reflexion hinreichend klein sind, um den Winkel φ und die damit verbundene Weglängenänderung zur zweiten Reflexion vernachlässigen zu können (**Abbildung 5.2**). Ferner werden die Materialien Si und SiGe als näherungsweise verlustlos angenommen. Die unterschiedlichen Wellenvektoren im Silizium k_2 und im SiGe k_1 werden berücksichtigt

$$k_1 = 2\pi n_1 / \lambda_0 \quad (5.3)$$

$$k_2 = 2\pi n_2 / \lambda_0 \quad (5.4)$$

Entsprechend **Abbildung 5.2** gilt dann für die reflektierten E-Felder am oberen Ausgang der Simulationszelle

$$E_{r1} = r_1 E_H \cdot e^{-j\frac{3}{4}\Lambda k_1} \quad (5.5)$$

$$E_{r2} = t_1 r_2 t_3 E_H \cdot e^{-j(\frac{1}{4}\Lambda k_1 + \Lambda k_2)} \quad (5.6)$$

und für das E-Feld der zusammengefassten virtuellen Reflexion der Zelle

$$E_R = r_c E_H = (E'_{r1} + E'_{r2}) e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2)} \quad (5.7)$$

bei der E'_{r1} und E'_{r2} die E-Felder der in den virtuellen Reflexionspunkt verschobenen Reflexionen r'_1 und r'_2 darstellen. Die Reflexionen r_1 und r_2 werden unter Berücksichtigung der Phase in den virtuellen Reflexionspunkt transformiert. Daher gilt

$$E'_{r1} \cdot e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2)} = E_{r1} = r_1 E_H \cdot e^{-j\frac{3}{4}\Lambda k_1} \quad (5.8)$$

$$E'_{r2} \cdot e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2)} = E_{r2} = t_1 r_2 t_3 E_H \cdot e^{-j(\frac{1}{4}\Lambda k_1 + \Lambda k_2)} \quad (5.9)$$

woraus folgt

$$E'_{r1} = r_1 E_H \cdot e^{-j(\frac{1}{4}\Lambda k_1 - \frac{1}{2}\Lambda k_2)} \quad (5.10)$$

$$E'_{r2} = t_1 r_2 t_3 E_H \cdot e^{+j(\frac{1}{4}\Lambda k_1 - \frac{1}{2}\Lambda k_2)} \quad (5.11)$$

Mit Gl. 5.7 und Gl. 4.18 ergibt sich daraus für r_c

$$r_c = (r_1 \cdot e^{-j(\frac{1}{4}\Lambda k_1 - \frac{1}{2}\Lambda k_2)} - r_1(1 - r_1^2) \cdot e^{+j(\frac{1}{4}\Lambda k_1 - \frac{1}{2}\Lambda k_2)}) e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2)} \quad (5.12)$$

Diese Gleichung wird zur Simulation der Zelle verwendet. Zum besseren Verständnis kann die Gleichung für kleine Reflexionsfaktoren r_1 mit der Annahme $(1 - r_1^2) \approx 1$ weiter vereinfacht werden.

$$\begin{aligned} r_c &= (r_1 \cdot e^{-j(\frac{1}{4}\Lambda k_1 - \frac{1}{2}\Lambda k_2)} - r_1 \cdot e^{+j(\frac{1}{4}\Lambda k_1 - \frac{1}{2}\Lambda k_2)}) e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2)} \\ &= j \cdot 2r_1 \sin\left(\frac{1}{4}\Lambda k_1 - \frac{1}{2}\Lambda k_2\right) \cdot e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2)} \\ &= 2r_1 \sin\left(\frac{1}{4}\Lambda k_1 - \frac{1}{2}\Lambda k_2\right) \cdot e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2)} \cdot e^{j\frac{\pi}{2}} \end{aligned} \quad (5.13)$$

Der Reflexionsfaktor r_c besitzt eine Phase von $\pi/2$ wenn gilt

$$\frac{\Lambda}{2}k_1 + \frac{\Lambda}{2}k_2 = m \cdot 2\pi \quad \text{mit } m \in \mathbb{Z} \quad (5.14)$$

$$\frac{\Lambda n_1}{2m} + \frac{\Lambda n_2}{2m} = \lambda_0 \quad \text{mit } m = 1 \quad (5.15)$$

$$\Lambda\left(\frac{n_1}{2} + \frac{n_2}{2}\right) = \lambda_0 = \lambda_{0B} \quad (5.16)$$

Mit Gleichung 4.26 lässt sich nun der mittlere Brechungsindex des Gitters \bar{n}_z bestimmen zu

$$\bar{n}_z = \frac{n_1}{2} + \frac{n_2}{2} \quad (5.17)$$

Der Reflexionsfaktor r_c besitzt demnach bei erfüllter Bragg-Bedingung eine Phase von $\pi/2$. Bei Wellenlängen etwas unterhalb λ_{0B} wird die Sinusfunktion in Gl. 5.13 zu 1 und der Betrag der Reflexion maximal. Da der Frequenzgang der Gitter auf Interferenzen beruht, ist die Wirkung der Phasenverschiebung auf die Übertragungsfunktion dominant.

Der Reflexionsfaktor r_c ist auf den Wellenanteil der eingekoppelten Welle bezogen, der auf eine Zelle trifft. Um die Simulation auf die gesamte eingekoppelte Welle beziehen zu können, muß der Confinementfaktor Γ_G des Gitters berücksichtigt werden. Da der **Confinementfaktor** des Gitters energiebezogen ist, wird zu Beginn der Rechnung von der Leistung P_E der eingekoppelten Welle ausgegangen. Sie kann in einen Anteil P_{EG} , der auf das Gitter trifft, und einen Anteil P_{ES} , der am Gitter vorbei geht unterteilt werden

$$P_E = P_{EG} + P_{ES} \quad (5.18)$$

wobei

$$P_{EG} = \Gamma_G P_E \quad \text{und} \quad P_{ES} = (1 - \Gamma_G) P_E \quad (5.19)$$

Da nur P_{EG} reflektiert werden kann, gilt für die Leistung P_R der aus dem Sendegitter reflektierten Welle

$$P_R = R P_E = R_G P_{EG} \quad (5.20)$$

Hier ist der Leistungsreflexionsfaktor R auf die gesamte einfallende Leistung P_E und der Leistungsreflexionsfaktor R_G auf P_{EG} bezogen. Der Leistungsreflexionsfaktor R_G ist mit dem Feldreflexionsfaktor r_G quadratisch verkoppelt [18]

$$R_G = r_G^2 = r_c^2 \quad (5.21)$$

Hiermit ergibt sich aus Gl. 5.20

$$R = \frac{P_{EG}}{P_E} R_G = \Gamma_G r_c^2 \quad (5.22)$$

Der Feldreflexionsfaktor r einer Simulationszelle bezogen auf die in die Struktur eingekoppelte Leistung ist nun

$$r = \sqrt{\Gamma_G} \cdot r_c \quad (5.23)$$

Transmissionsfaktor

Der Transmissionsfaktor t_c einer Zelle errechnet sich auf äquivalente Weise wie r_c . In jeder Simulationszelle tragen zwei Wellenanteile zum Transmissionsfaktor der Zelle bei. Zum einen ist das der Anteil, der direkt durch die beiden Grenzflächen SiGe/Si und Si/SiGe transmittiert, zum anderen der Anteil, der zwischen den Transmissionen SiGe/Si und Si/SiGe zweimal reflektiert wird. Daher wird diese zweite Welle als doppelt reflektierte Transmission bezeichnet. Die doppelt reflektierte Transmission ist im Vergleich zur direkten Transmission bedingt durch die zweimalige Reflexion relativ klein. Sie wird in diesem Modell dennoch berücksichtigt, da sich bei erfüllter **Bragg-Bedingung** die doppelt reflektierten Transmissionen mehrerer Simulationszellen positiv überlagern und der Betrag mit wachsender Zellenanzahl, also bei langen Gittern, erheblich werden kann. Für die E-Felder E_{d1} der direkten und E_{d2} der doppelt reflektierten Transmission gilt

$$E_{d1} = t_1 t_2 E_H \cdot e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2 + \frac{1}{4}\Lambda k_1)} \quad (5.24)$$

$$E_{d2} = t_1 r_2 r_3 t_4 E_H \cdot e^{-j(\frac{1}{4}\Lambda k_1 + \frac{3}{2}\Lambda k_2)} \quad (5.25)$$

Es ist zu beachten, daß die letzte Transmission t_4 der doppelt reflektierten Transmission um $\Lambda/4$ aus der Simulationszelle herausgeschoben ist (**Abbildung 5.2**). Daher wird die komplexe Addition beider Transmissionen zellmässig $\Lambda/4$ außerhalb der Simulationszelle durchgeführt und das Ergebnis danach um $\Lambda/4$ auf die Grenze der Simulationszelle zurück transformiert. Das resultierende E-Feld der Zelle lautet dann

$$E_D = t_c E_H = (E'_{d1} + E'_{d2}) e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2 + \frac{1}{4}\Lambda k_1)} \cdot e^{+j\frac{1}{4}\Lambda k_1} \quad (5.26)$$

wobei E'_{d1} und E'_{d2} die E-Felder der direkten und doppelt reflektierten Transmission im Additionspunkt sind. Bei der Addition beider Transmissionen müssen die Phasen berücksichtigt werden:

$$E'_{d1} \cdot e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2 + \frac{1}{4}\Lambda k_1)} = E_{d1} = t_1 t_2 E_H \cdot e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2 + \frac{1}{4}\Lambda k_1)} \quad (5.27)$$

$$E'_{d2} \cdot e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2 + \frac{1}{4}\Lambda k_1)} = E_{d2} = t_1 r_2 r_3 t_4 E_H \cdot e^{-j(\frac{1}{4}\Lambda k_1 + \frac{3}{2}\Lambda k_2)} \quad (5.28)$$

Mit Gl. 5.26 und Gl. 4.18 ergibt sich daraus für t_c

$$t_c = [(1 - r_1^2) + r_1^2(1 - r_1^2)e^{-j(-\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \Lambda k_2)}] e^{-j(\frac{1}{2}\Lambda k_1 + \frac{1}{2}\Lambda k_2)} \quad (5.29)$$

Auch hier muß der Confinementfaktor Γ_G des Gitters berücksichtigt werden, um den Transmissionsfaktor auf die gesamte eingekoppelte Welle beziehen zu können. Für die transmittierte Leistung P_D ergibt sich:

$$P_D = T \cdot P_E = T_G P_{EG} + P_{ES} \quad (5.30)$$

$$T = T_G \Gamma_G + (1 - \Gamma_G) \quad (5.31)$$

$$t = \sqrt{\Gamma_G t_c^2 + (1 - \Gamma_G)} \quad (5.32)$$

Hier ist $T = t^2$ der Leistungstransmissionsfaktor bezogen auf die einfallende Leistung P_E und $T_G = t_c^2$ der Leistungstransmissionsfaktor bezogen auf P_{EG} .

5.1.2 Ergebnisse des Sendegitters

Mit Hilfe der numerischen Simulation kann die örtliche Verteilung des seitlich aus dem Sendegitter austretenden Wellenfeldes betrachtet werden. Dabei gilt stets $p = P, m = 1, 2, \dots, M$. Die örtliche Verteilung des reflektierten Wellenfeldes ist nach Be-

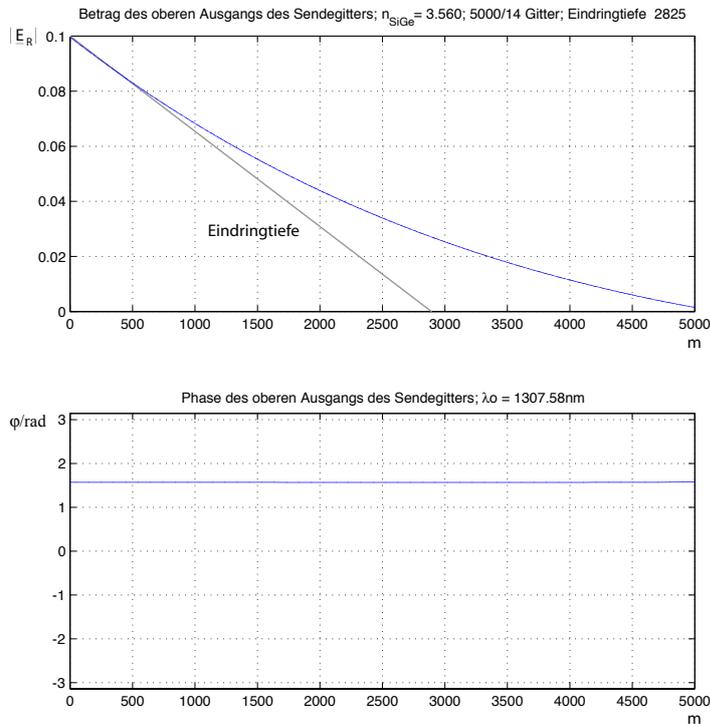


Abbildung 5.3: Örtliche Verteilung des aus dem Sendegitter reflektierten E-Feldes nach Betrag und Phase bei $\lambda_0 = \lambda_{0B}$ in Abhängigkeit des Gitterortes m .

trag und Phase für ein Sendegitter mit einer Länge von $M = 5000$ Zellen und einer Breite von $P = 14$ Zellen bei erfüllter **Bragg-Bedingung** in **Abbildung 5.3** dargestellt. Der Brechungsindex des SiGe beträgt hier 3,56.

Der Betragsverlauf des seitlich austretenden Wellenfeldes zeigt einen in z -Richtung abnehmenden Verlauf, der einer Exponentialfunktion ähnelt. Tatsächlich handelt es sich hierbei jedoch nicht um eine einfache Exponentialfunktion, da der Betragsverlauf bei langen Gittern auch **negativ** werden kann, wie noch gezeigt wird. Dennoch läßt sich eine Eindringtiefe ϵ_Z in das Sendegitter bestimmen. Sie ist definiert durch die Tangente an dem Abfall des Betragsverlaufs zu Beginn des Gitters ($p = P, m = 1$). Die Tangente schneidet die m -Achse bei $m = \epsilon_Z$. Die Eindringtiefe ist eine Funktion des Brechungsindex n_{SiGe} und der Gitterbreite P . Die Eindringtiefe ist eine charakteristische Eigenschaft des Sendegitters und kann mit geringem rechnerischen Aufwand errechnet werden. Sie eignet sich daher sehr gut als Parameter zur Dimensionierung optischer Gitter.

Anhand des Phasenverlaufs in **Abbildung 5.3** ist erkennbar, daß bei Bragg-Bedingung eine in negative y -Richtung (siehe **Abbildung 5.5**) laufende ebene Welle entsteht. Der Winkel γ

zwischen den in das Sendegitter einfallenden und den aus dem Sendegitter reflektierten Wellen beträgt überall 90° . Bei Abweichungen der Wellenlänge λ_0 von der Bragg-Wellenlänge λ_{0B} erfahren die aus dem Gitter reflektierten Wellen eine zusätzliche, vom Ort m im Sendegitter abhängige Phasendifferenz. Die reflektierten Wellen bilden nach wie vor eine ebene

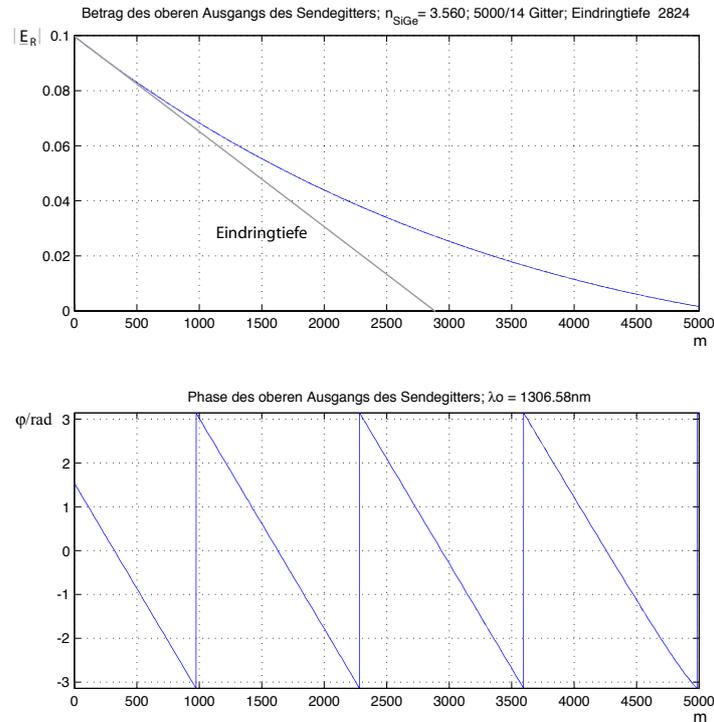


Abbildung 5.4: Örtlicher Verlauf der aus dem Sendegitter reflektierten E-Felder nach Betrag und Phase in Abhängigkeit des Gitterortes m bei geringer Abweichung von der Bragg-Wellenlänge.

Welle, die jedoch bedingt durch die Phasendifferenz unter einem Winkel $\gamma \neq 90^\circ$ aus dem Sendegitter ausgekoppelt wird. Die reflektierten Wellenkomponenten $E_{R1}, E_{R2}, \dots, E_{RM}$ erhalten somit eine Ausbreitungskomponente in $\pm z$ -Richtung. Der Reflexionswinkel γ ist in Abhängigkeit zur freien Wellenlänge λ_0 in **Abbildung 5.5** dargestellt.

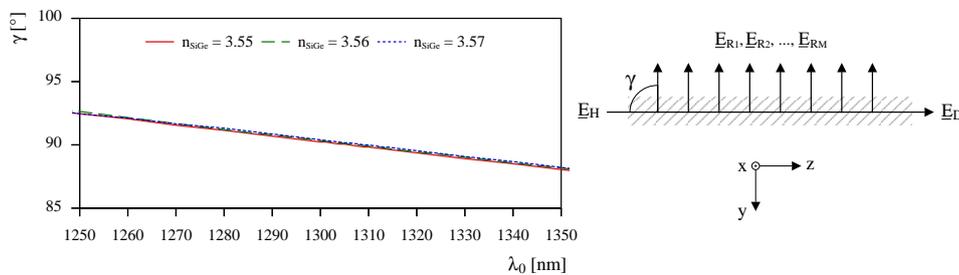


Abbildung 5.5: Reflexionswinkel γ der aus dem Sendegitter reflektierten Welle in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_0 .

Es ergibt sich bei Wellenlängen $1250 \text{ nm} < \lambda_0 < 1350 \text{ nm}$ ein linearer Zusammenhang zwischen Reflexionswinkel und der Wellenlänge λ_0 . Durch die geänderte Ausbreitungsrichtung erfahren die reflektierten Wellen auf ihrem Weg vom Senderücken zum Empfängerücken (also nach einer Länge w_Z) eine Verschiebung in z-Richtung um Δz , verglichen zu den rechtwinklig reflektierten Wellen. Dies bedeutet, daß nur ein Teil ($l_G - \Delta z$) der aus dem Sendegitter ausgekoppelten Wellen auf das Empfangsgitter trifft. Die Abweichung Δz kann berechnet werden über den Reflexionswinkel γ und den Abstand w_Z zwischen Sende- und Empfangsgitter

$$\Delta z = w_Z \tan\left(\frac{\pi}{2} - \gamma\right) \quad (5.33)$$

In der hier beschriebenen Struktur ist die Abweichung stets vernachlässigbar klein gegenüber der Gitterlänge $\Delta z \ll l_G$. Die Abweichung Δz wird daher hier nicht berücksichtigt.

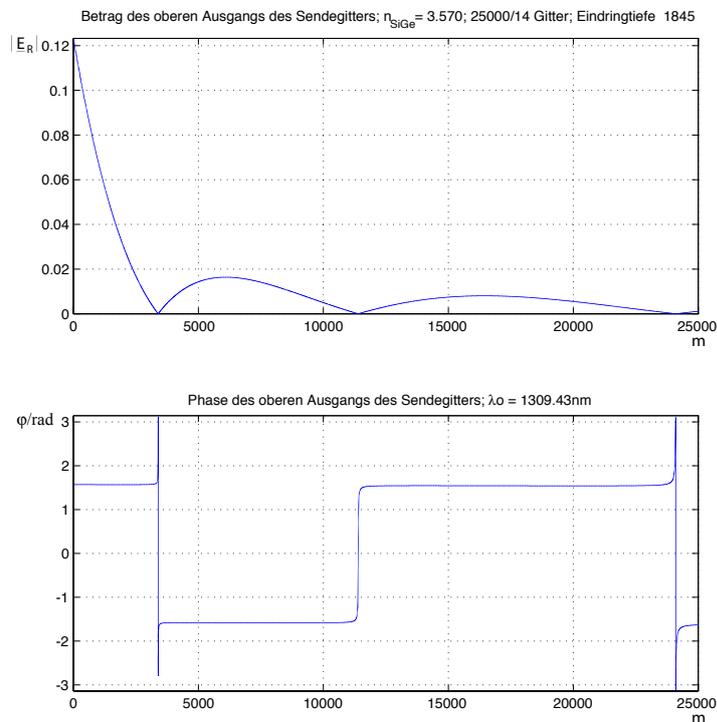


Abbildung 5.6: Örtlicher Verlauf der aus dem Sendegitter reflektierten E-Felder nach Betrag und Phase in Abhängigkeit des Gitterortes m bei $\lambda_0 = \lambda_{0B}$.

Bei ausreichender Gitterlänge kann die reflektierte Welle entlang der z-Richtung einen Phasensprung von π erfahren (Abbildung 5.6). Dies ist durch die Interferenzen im Sendegitter begründet (Kapitel 4.2.2). Beim Gitterort $m = m_\pi$ löschen sich aufgrund der Interferenzen die doppelt reflektierten und die transmittierten Wellen aus. Die Lage des Ortes m_π ist sowohl vom Reflexionsfaktor r_c als auch von der Gitterreihe p abhängig. Bei höheren Gitterreihen p tritt m_π früher auf, da mit p die doppelt reflektierten Wellenkomponenten stärker werden. In der obersten Gitterreihe P , die an die Ausgangsseite des Sendegitters grenzt, unterbleibt die Reflexion des Sendegitters (Abbildung 5.7) als erstes. Für Gitterzellen $m > m_\pi$ wird im folgenden das reflektierte elektrische Feld negativ $E_{R_m} < 0$. Dies macht sich dann auch durch

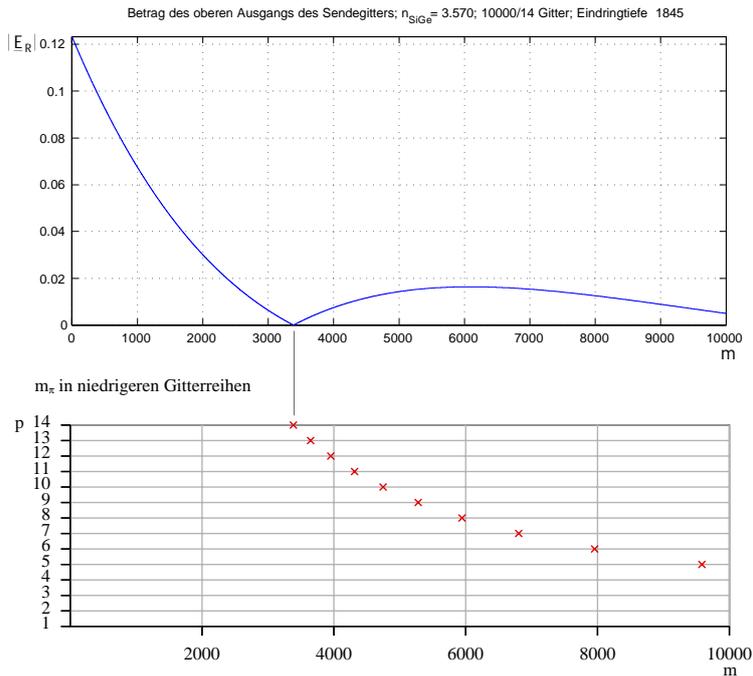


Abbildung 5.7: m_π in Abhängigkeit der Gitterreihe p und des Gitterortes m .

einen Sprung im Phasenverlauf der reflektierten Wellen bemerkbar. Der Ort m_π , an dem der Phasensprung erstmals auftritt, ist direkt mit der Eindringtiefe ϵ_Z verknüpft.

$$m_\pi = 1,835 \cdot \epsilon_Z \quad (5.34)$$

Beim Filter mit Z-Gitterpaar sollten negative E-Felder $E_{R_m} < 0$ vermieden werden, da sie die Ausgangsleistung P_A deutlich reduzieren. Für die Dimensionierung der Gitterlänge M gilt demnach

$$M < m_\pi \quad (5.35)$$

5.1.3 Ergebnisse des Z-Gitterpaares

Wie in Kapitel 4.2.2 beschrieben, kann das Z-Gitterpaar über die Gitterlänge bzw. den Brechungsindex n_{SiGe} leistungsmäßig optimiert werden. Für jeden Brechungsindex n_{SiGe} existiert eine optimierte Gitterlänge M_{opt} bzw. für jede Gitterlänge M ein optimaler Brechungsindex n_{SiGe} , in dem die aus dem Empfangsrücken ausgekoppelte Welle maximale Leistung besitzt. In Abbildung 5.8 ist die aus dem Empfangsrücken ausgekoppelte Leistung P_A relativ zu der in den Senderücken eingekoppelten Leistung P_E in Abhängigkeit vom Brechungsindex n_{SiGe} und der Gitterlänge M dargestellt.

Die maximal erreichbare Ausgangsleistung P_A einer optimierten Struktur mit Z-Gitterpaar liegt stets bei ca. 48% der eingekoppelten Leistung. Die Struktur kann sinnvoll derart optimiert werden, daß die maximale Ausgangsleistung entweder bei dem durch einen Strom

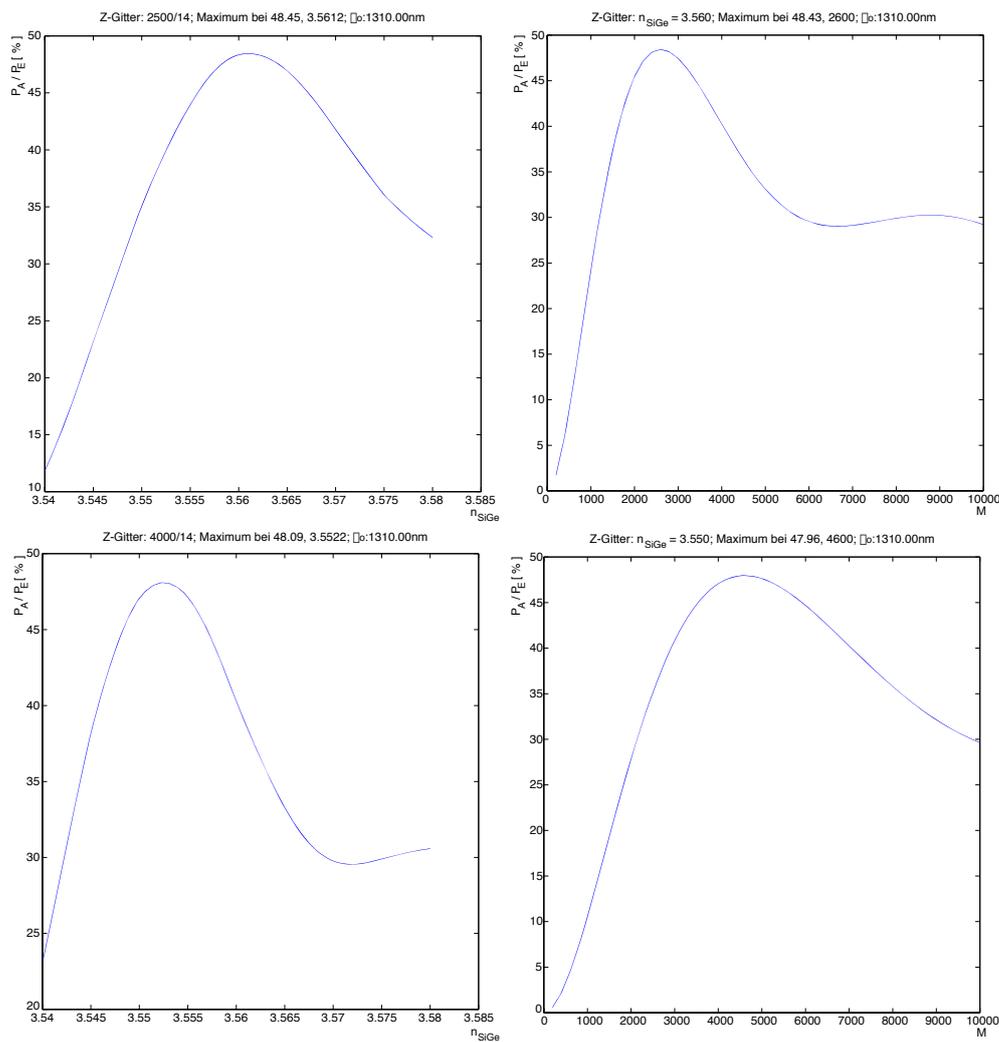


Abbildung 5.8: Ausgangsleistung P_A relativ zur Eingangsleistung P_E in Abhängigkeit zum Brechungsindex n_{SiGe} und zur Gitterlänge M .

einstellbaren kleinst- oder größtmöglichem Brechungsindex des SiGe erreicht wird. Die Grenzen für den kleinst- oder größtmöglichen Brechungsindex werden vom **Plasma-Effekt** und von der **Wellenführung** festgelegt (**Kapitel 4.1.1** und **Kapitel 4.2.4**). Wird die Struktur für den größtmöglichen Brechungsindex n_{SiGe} optimiert, so fällt die Ausgangsleistung P_A durch den **Plasma-Effekt** bei sinkendem Brechungsindex n_{SiGe} wie in **Abbildung 5.8** dargestellt. Wird die Struktur für den kleinstmöglichen Brechungsindex n_{SiGe} optimiert, so steigt die Ausgangsleistung P_A beim Anlegen des Steuerstroms, also bei sinkendem Brechungsindex n_{SiGe} . Diese Möglichkeit wirft jedoch einige Probleme auf, da die Gitterpaare hier deutlich länger sind als bei erstgenannter Möglichkeit. Die Gitter können ohne die Wirkung des Plasma-Effektes, also bei großen Brechungsindizes n_{SiGe} , als zu lang dimensioniert erscheinen. Bei großen Brechungsindizes sinkt nämlich die Eindringtiefe ϵ_Z und somit auch m_π , wodurch die Dimensionierungsrichtlinien aus Gl. 5.34 und Gl. 5.35 verletzt werden können. Hierdurch bedingt verringert sich der Bereich, in dem der Brechungsindex mit Hilfe

des Plasma-Effektes variiert werden kann, deutlich gegenüber der erstgenannten Möglichkeit.

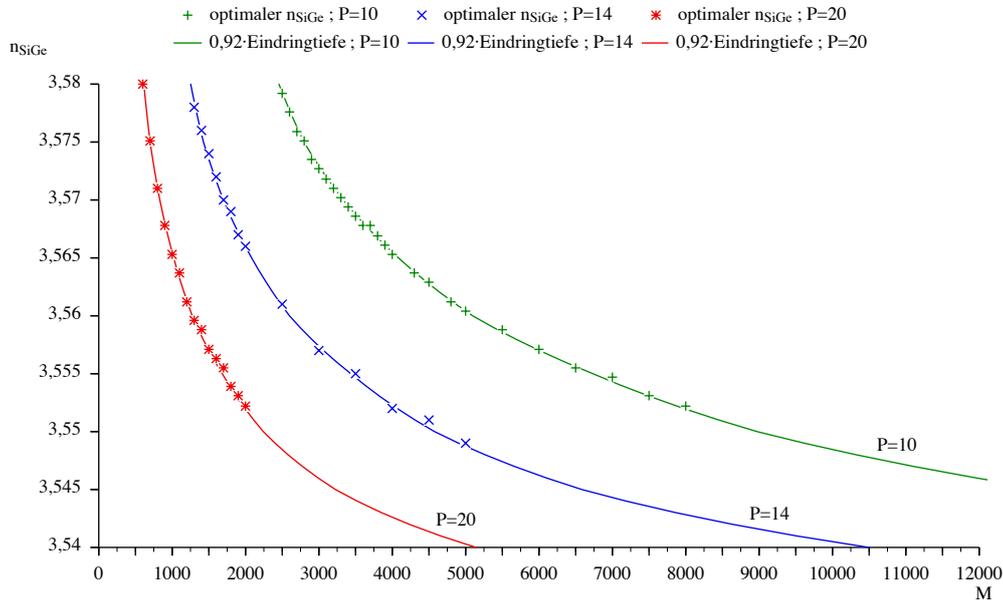


Abbildung 5.9: Optimaler Brechungsindex n_{SiGe} in Abhängigkeit der Gitterlänge M für unterschiedliche Gitterbreiten P .

Die optimale Gitterlänge M_{opt} , bei der die Ausgangsleistung maximal ist, ist eine Funktion des Brechungsindex und der Gitterbreite:

$$M_{opt} = f(n_{SiGe}, P) = f(\epsilon_Z)$$

Dieser Zusammenhang ist in **Abbildung 5.9** dargestellt. Die optimale Gitterlänge läßt sich daher sehr gut mit der Eindringtiefe ϵ_Z verkoppeln. In guter Näherung gilt der lineare Zusammenhang

$$M_{opt} = 0,92 \cdot \epsilon_Z \quad (5.36)$$

In **Abbildung 5.9** ist erkennbar, daß mit zunehmender Gitterbreite P das Z-Gitterpaar auch bei kürzeren Gitterlängen M optimiert werden kann. Dies ist vorteilhaft, da kurze Gitterlängen den zum Steuern benötigten Steuerstrom reduzieren. Die Gitterbreite kann aufgrund des **Antiguinding-Effekts** jedoch nicht beliebig erhöht werden (**Kapitel 4.2.4**). Sie ist auf die Breite des Rückens w_R begrenzt.

Abbildung 5.10 zeigt die Ausgangsleistung P_A einer optimierten Struktur mit Z-Gitterpaar in Abhängigkeit der freien Wellenlänge λ_0 und dem Brechungsindex n_{SiGe} . Bei niedrigeren Brechungsindizes des SiGe fällt die Ausgangsleistung und das Maximum der Übertragungsfunktion verschiebt sich zu niedrigeren Wellenlängen hin. Die Wellenlänge, bei der die Übertragungsfunktion für den gewählten Brechungsindex maximal wird, entspricht der jeweiligen Bragg-Wellenlänge. Die Bandbreite B_Z der Übertragungsfunktion ist mit

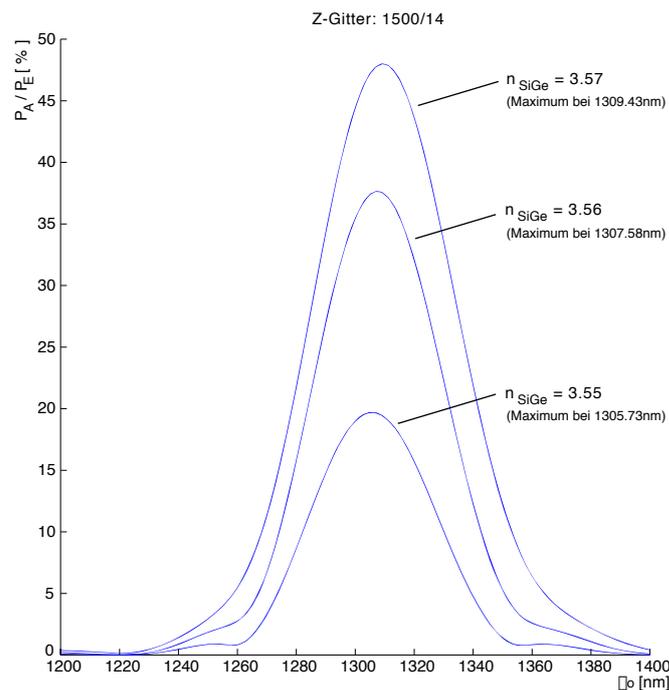


Abbildung 5.10: Ausgangsleistung P_A in Abhängigkeit der freien Wellenlänge λ_0 für unterschiedliche Brechungsindizes n_{SiGe} .

$B_Z > 40$ nm wie erwartet sehr groß. Die Verschiebung der Übertragungsfunktion bei sinkenden Brechungsindizes n_{SiGe} zu niedrigeren Wellenlängen λ_0 ist dagegen verhältnismäßig klein. Ein Verschieben der Übertragungsfunktion um ein mehrfaches der eigenen Bandbreite ist daher hier nicht möglich. Dennoch kann durch eine Variation des Brechungsindex des SiGe die Ausgangsleistung beeinflusst werden. Es gelingt jedoch selbst bei niedrigen Brechungsindizes n_{SiGe} nicht, die Ausgangsleistung gänzlich zu unterdrücken und somit die Struktur für Schaltanwendungen nutzbar zu machen. Beim kleinsten Brechungsindex des SiGe ($n_{\text{SiGe}} = 3,55$) reduziert sich die Ausgangsleistung des Z-Gitterpaares mit $M = 1500$ und $P = 14$ auf nur 20%. Die Wirkung des **Plasma-Effektes** ist jedoch zu gering, um eine Verschiebung des Brechungsindex um $> 0,03$ zu ermöglichen.

5.1.4 Ergebnisse des U-Gitterpaares

Im U-Gitterpaar existiert eine Vielzahl von möglichen Übertragungsstrecken, die nahezu alle unterschiedlich lang sind. Die kürzesten Übertragungsstrecken liegen hierbei am Anfang des Gitterpaares, also bei niedrigen Gitterorten m . Da die vom Sendegitter reflektierten Wellen ebenfalls am Gitteranfang betragsmäßig am größten sind,

$$|E_{R_1}| > |E_{R_2}| > \dots > |E_{R_M}|$$

hat der Gitteranfang einen verhältnismäßig großen Einfluß auf die Übertragungsfunktion des Gitterpaares. Der Einfluß der bei $m > m_\pi$ reflektierten Wellen auf das Übertragungsverhalten

ist im U-Gitterpaar sehr gering. Es bedarf daher sehr großen Gitterlängen um die Übertragungsfunktion nachhaltig zu **stören**. Die maximal zulässige Gitterlänge ist im U-Gitterpaar aus diesem Grund deutlich länger als im Z-Gitterpaar.

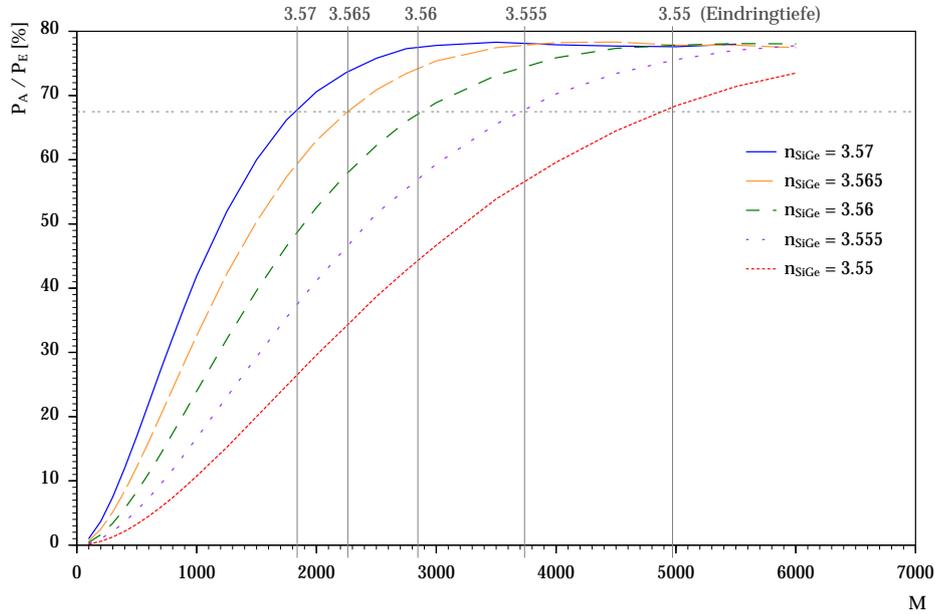


Abbildung 5.11: Maximal erreichbare Ausgangsleistung des U-Gitterpaares in Abhängigkeit der Gitterlänge M für unterschiedliche Brechungsindizes n_{SiGe} . Es ist zu beachten, daß die unterschiedlichen Wellenlängen λ_{0B} , bei der die maximalen Ausgangsleistungen erreicht werden, in dieser Abbildung nicht berücksichtigt sind.

Es ist daher leicht nachvollziehbar, daß die maximale Ausgangsleistung des U-Gitterpaares aus diesem Grund höher als die des Z-Gitterpaares ist. Die maximal erreichbare Ausgangsleistung P_{Amax} liegt hier bei ca. 78% der eingekoppelten Leistung. Die maximal erreichbare Ausgangsleistung P_{Amax} wird zudem im U-Gitterpaar bereits bei kürzeren Gitterlängen M erreicht als bei Z-Gitterpaaren. Ein steigender Brechungsindex n_{SiGe} unterstützt dieses Verhalten. Dies ist einleuchtend, da mit steigendem Brechungsindex des SiGe die Eindringtiefe ϵ_Z sinkt.

Ist $m \gg \epsilon_Z$, so hat weder eine Gitterverlängerung noch eine Brechungsindexänderung des SiGe einen wesentlichen Einfluß auf den Maximalwert der Ausgangsleistung, da im Gitterbereich $m > \epsilon_Z$ kaum noch Feldanteile im Gitter vorhanden sind. Es gilt

$$M_{PmaxU} \approx 1,8 \cdot \epsilon_Z \approx m_\pi \quad (5.37)$$

Gitterlängen mit $M = \epsilon_Z$ erreichen stets eine Ausgangsleistung P_A von ca. 68% der eingekoppelten Leistung.

Verschiebt man jedoch die Bragg-Wellenlänge durch den Brechungsindex n_{SiGe} , so läßt sich bereits bei sehr kleinen Indexänderungen die Ausgangsleistung P_A bei längeren Gittern praktisch ausschalten. Bereits Veränderungen des Brechungsindex n_{SiGe} von nur 0,002 reduzieren die Ausgangsleistung von 78% auf unter 5%, wie **Abbildung 5.12** zeigt. Das

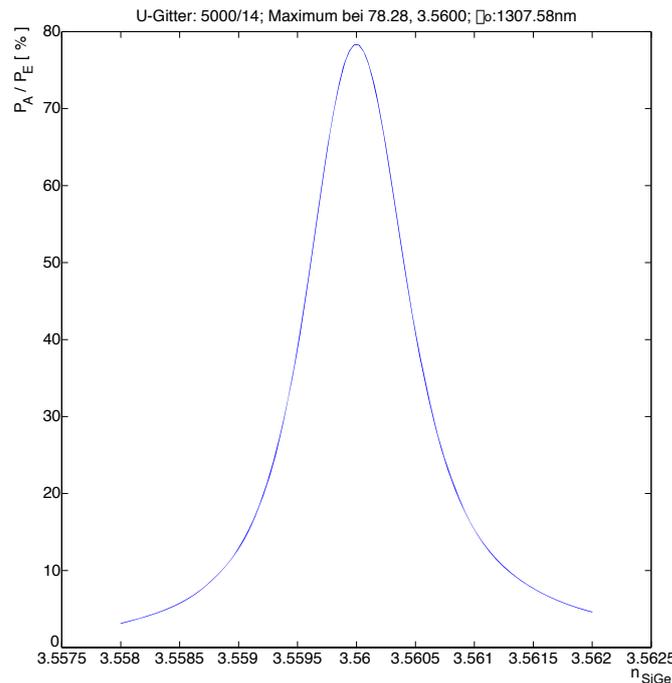


Abbildung 5.12: Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Brechungsindex n_{SiGe} bei $\lambda_0 = 1307,58$ nm.

U-Gitterpaar eignet sich daher sehr gut zum Schalten von Lichtquellen fester Wellenlänge. Nach [Abbildung 4.1](#) ist dazu eine Ladungsträgerdichte von $N = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ notwendig. Bei einer guten Qualität der SiGe Schicht ist hierzu ein Strom von wenigen mA notwendig.

Auch beim U-Gitterpaar verschiebt sich die Bragg-Wellenlänge durch den **Plasma-Effekt** zu niedrigeren Wellenlängen hin. Um die relative Größe der Verschiebung abschätzen zu können, ist die Bandbreite B_U der Übertragungsfunktion ein wichtiger Parameter. Die Bandbreite B_U ist, wie in [Kapitel 4.2.2](#) beschrieben, eine Funktion der Eindringtiefe ϵ_Z und der Gitterlänge M . [Abbildung 5.13](#) zeigt die Bandbreite B_U in Abhängigkeit der Gitterlänge M für mehrere Brechungsindizes n_{SiGe} . Hier ist ersichtlich, daß mit entsprechend langen Gittern Bandbreiten $B_U < 0,3$ nm leicht realisiert werden können.

Aus [Gl. 4.26](#) und [Gl. 5.17](#) ergibt sich, daß eine Reduzierung des Brechungsindex des SiGe von 0,005 bei Strukturen mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 370$ nm die Bragg-Wellenlänge um ca. 1 nm zu niedrigeren Wellenlängen hin verschiebt. Mit $B_U \approx 0,3$ nm ist die Bandbreite deutlich kleiner als die Verschiebung der Übertragungsfunktion. Für das U-Gitterpaar ist somit ein Schalten der Ausgangsleistung durch die Verschiebung der Übertragungsfunktion möglich.

In [Abbildung 5.14](#) sind die verschobenen Übertragungsfunktionen für drei unterschiedliche Brechungsindizes des SiGe dargestellt. Es ist deutlich erkennbar, daß die Bandbreite mit kleineren Brechungsindizes n_{SiGe} reduziert wird. Die maximale Ausgangsleistung P_A liegt bei einem Brechungsindex von $n_{SiGe} = 3,57$ bei der im U-Gitterpaar maximal erreichbaren Leistung P_{Amax} . Bei einem Brechungsindex von $n_{SiGe} = 3,56$ sinkt die maximale Aus-

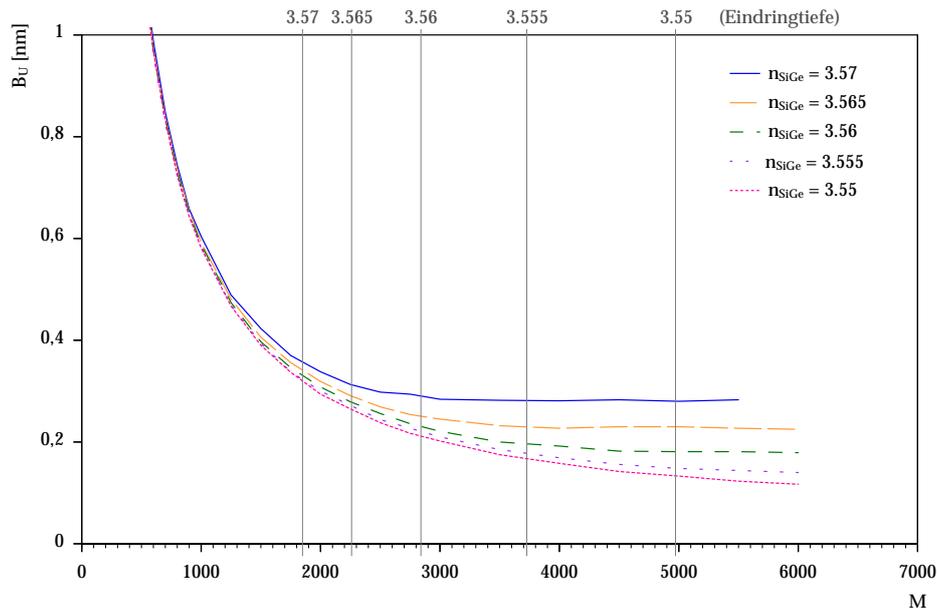


Abbildung 5.13: Bandbreite des U-Gitterpaares in Abhängigkeit der Gitterlänge M und des Brechungsindex des SiGe.

gangsleistung kaum merklich ab. Erst bei Brechungsindizes $n_{SiGe} < 3,56$ reduziert sich die maximale Ausgangsleistung P_A deutlich. Dies liegt daran, daß das Gitterpaar für solch langen Verschiebungswege nicht hinreichend lang dimensioniert worden ist. Die in [Abbildung 5.14](#) dargestellten maximalen Ausgangsleistungen entsprechen den maximal erreichbaren Ausgangsleistungen aus [Abbildung 5.11](#). Dort ist auch ersichtlich, inwieweit die Ausgangsleistung für niedrige Brechungsindizes des SiGe durch Gitterlängen $M > 4000$ Zellen weiter gesteigert werden kann.

Mit diesem Übertragungsverhalten ergeben sich neben dem Schalten optischer Strahlung mit feststehender Wellenlänge weitere Anwendungsmöglichkeiten für eine Struktur mit U-Gitterpaar. So kann die Struktur zur Kanaltrennung in DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing) Systemen eingesetzt werden. Hier können mit einer modulierbaren breitbandigen Quelle mehrere optische Übertragungskanäle zu Beginn einer Glasfaserstrecke eröffnet werden, die sich in der Wellenlänge der Übertragung unterscheiden. Mit dem U-Gitterpaar ist es möglich, zwischen den einzelnen Übertragungskanälen umzuschalten und somit gezielt Daten in jeweils einen Kanal einzuspeisen. Auf der anderen Seite der Glasfaser können aus dem Bündel von Übertragungskanälen gezielt einzelne Kanäle herausgefiltert werden. Die Anzahl der selektierbaren Kanäle hängt von der **Bandbreite** der Übertragungsfunktion des U-Gitterpaares und der Qualität der SiGe Schicht ab. Diese bestimmt die durch den **Plasma-Effekt** erreichbare Brechzahländerung wodurch sich die Weite der Verschiebung der Bragg-Wellenlänge ergibt. Mit der Annahme $\Delta n = 0,02$ und $B_U < 0,3$ nm ergeben sich 13 Übertragungskanäle. Der Schaltstrom zum Wechsel auf einen benachbarten Kanal kann wie oben beschrieben abgeschätzt werden. Mit zunehmender Gitterlänge $M > 4000$ Zellen steigt der Schaltstrom selbstverständlich an, wohingegen die Bandbreite kaum merklich sinkt. Die Gitterlänge M sollte daher nicht beliebig erhöht werden.

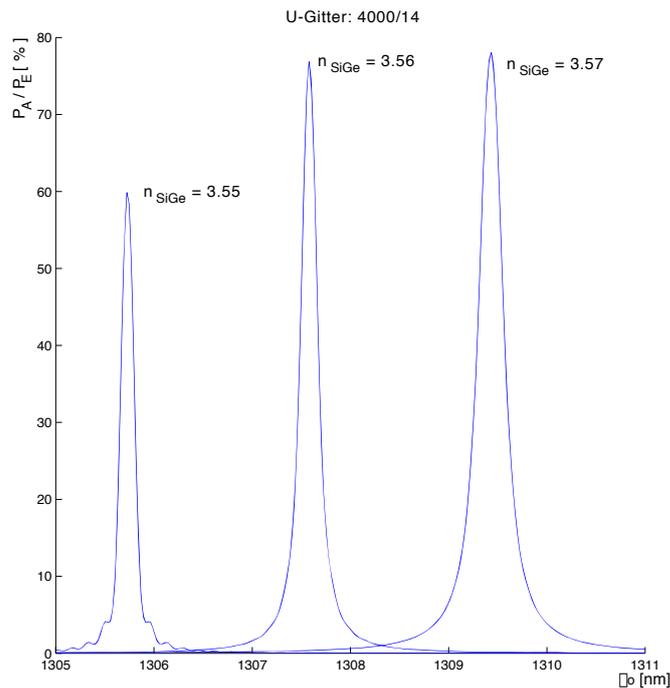


Abbildung 5.14: Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_0 für unterschiedliche Brechungsindizes n_{SiGe} eines U-Gitterpaares mit einer Länge von $M = 4000$ Zellen und einer Breite von $P = 14$ Zellen.

Für jede Gitterlänge M ist der Gitterreflexionsfaktor mit Hilfe von n_{SiGe} zu optimieren. Existiert eine falsche Optimierung $m \gg m_\pi$, so kann die Bandbreite mit wachsender Gitterlänge sogar zunehmen, wie **Abbildung 5.15** auf der nächsten Seite zeigt. Der Grund dafür ist, daß der Einfluß der bei $m > m_\pi$ aus dem Sendegitter reflektierten Wellen auf das Übertragungsverhalten bei sehr langen Gittern nicht vernachlässigt werden kann. Für die maximale Gitterlänge im U-Gitterpaar gilt

$$M < 2,7 \cdot \epsilon_Z \quad (5.38)$$

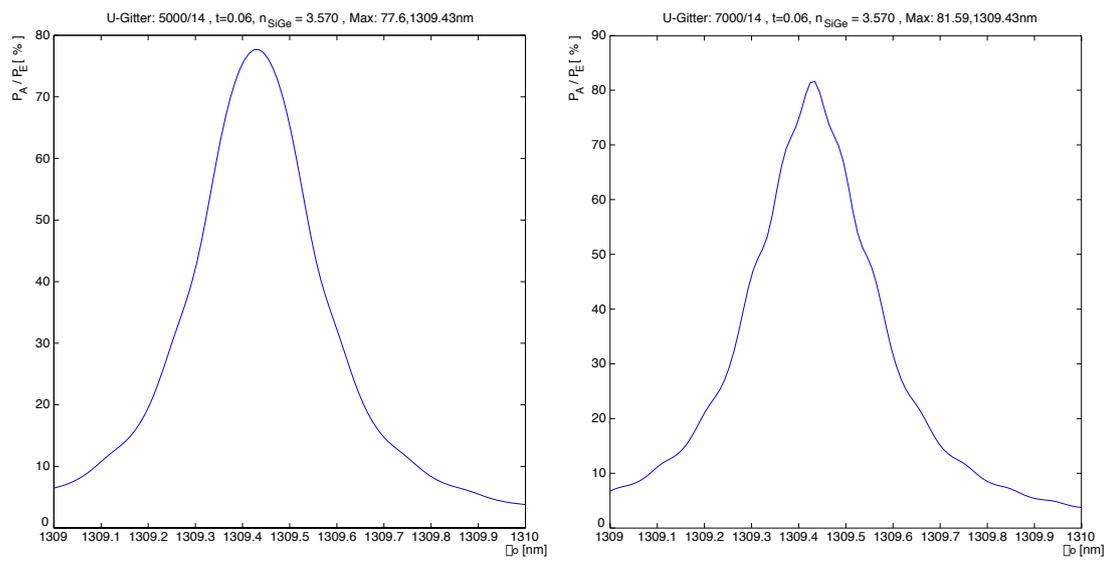


Abbildung 5.15: Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_0 für unterschiedliche Gitterlängen.

Kapitel 6

Eigenschaften von Si/SiGe Heterostrukturen

Heterostrukturen sind Halbleiterstrukturen, die nicht nur aus einem Halbleitermaterial hergestellt sind, sondern aus mehreren unterschiedlichen Halbleiterschichten bestehen. Im Falle von Si/SiGe Heterostrukturen bestehen diese aus Silizium (Si) und einer Legierung aus Silizium und Germanium (SiGe). Die Eigenschaften des Silizium-Germaniums hängen von mehreren Faktoren ab. Zunächst beeinflusst schon das **Substrat**, auf dem das SiGe gewachsen wird, entscheidend die elektrischen und optischen Eigenschaften. Ferner sind im Besonderen die Höhe des **Ge-Anteils** im SiGe und die **Temperatur** des Substrats während des Wachstums entscheidend. In dem folgenden Kapitel sollen einige wesentliche Parameter und ihre Auswirkung auf das Silizium-Germanium näher beleuchtet werden.

6.1 Das Substrat

Das Si Substrat bietet sich bevorzugt in zwei Kristallorientierungen an. Das Si $\langle 001 \rangle$ ist gut verstanden, allseits verfügbar und technologisch gut beherrscht, und das Si $\langle 110 \rangle$ weist sehr gute für das steuerbare optische Filter geeignete optische Bruchkanten auf. Silizium spaltet vorzugsweise entlang der $\langle 111 \rangle$ Ebene, welche in einem rechten Winkel zur $\langle 110 \rangle$ Ebene steht. Die $\langle 110 \rangle$ Ebene entspricht beim Si $\langle 110 \rangle$ der polierten Oberfläche des Wafers.

Die Winkel zwischen der $\langle 111 \rangle$ und der $\langle 110 \rangle$ Ebene sowie zwischen den zwei Bruchkanten ($\langle 111 \rangle$ Ebenen) lassen sich leicht über das Skalarprodukt errechnen.

$$\begin{aligned} \vec{a} \bullet \vec{b} &= ab \cdot \cos \varphi \\ \cos \varphi &= \frac{\vec{a} \bullet \vec{b}}{ab} \end{aligned} \quad \text{mit } ab = |a| \cdot |b| \quad (6.1)$$

Die Vektoren \vec{a} und \vec{b} stellen hierbei die Normalenvektoren der jeweiligen Ebene dar.

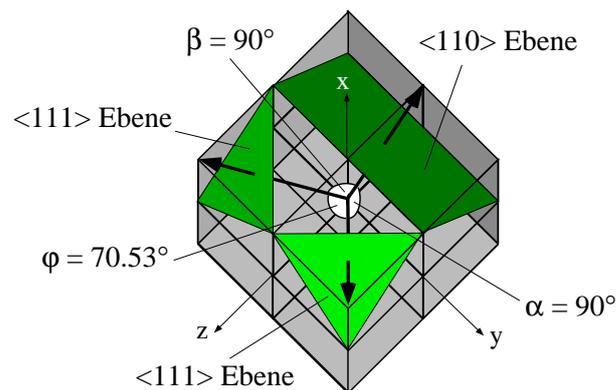


Abbildung 6.1: Gitterstruktur eines Siliziumkristalls

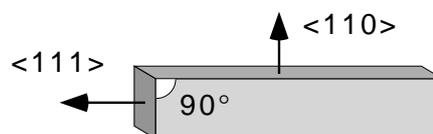
Entsprechend **Abbildung 6.1** ergeben sich dann zwischen der Ebene $\langle 110 \rangle$ und der vorderen $\langle 111 \rangle$ Ebene der Winkel α , der Ebene $\langle 110 \rangle$ und der linken $\langle 111 \rangle$ Ebene der Winkel β und zwischen beiden $\langle 111 \rangle$ Ebenen der Winkel φ :

$$\frac{\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{3}} = \cos \alpha \quad \text{somit ist } \alpha = 90^\circ \quad (6.2)$$

$$\frac{\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix}}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{3}} = \cos \beta \quad \text{somit ist } \beta = 90^\circ \quad (6.3)$$

$$\frac{\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix}}{\sqrt{3} \cdot \sqrt{3}} = \cos \varphi \quad \text{somit ist } \varphi = 70,529^\circ \quad (6.4)$$

α und β entsprechen beim $\langle 110 \rangle$ Substrat den Winkeln der beiden bevorzugten Bruchkanten zur Waferoberfläche und φ entspricht dem Winkel zwischen den beiden bevorzugten Bruchrichtungen. Der $\langle 110 \rangle$ Wafer bricht daher bevorzugt parallel und in einem Winkel $\varphi = 70,53^\circ$ Grad zu seinem Flat. Beide Bruchkanten stehen rechtwinklig zur Oberfläche des Wafers und sind wegen ihrer monokristallinen Eigenschaften atomar glatt [19] (**Abbildung 6.2**). Zur Ein- und Auskopplung von Licht sind dies die optisch günstigsten Bedingungen, da nur ein minimaler Anteil der Leistung durch Reflexion verloren geht.

Abbildung 6.2: Bruchkanten eines $\langle 110 \rangle$ Si-Wafers

Im Vergleich zum $\langle 110 \rangle$ Silizium zeigt ein $\langle 001 \rangle$ Substrat andere Bruchkanten auf. Die polierte Oberfläche des Wafers entspricht einer $\langle 001 \rangle$ Ebene, welche in **Abbildung 6.1** der Ebene $x = \text{konst.}$ entsprechen würde. Für die Winkel zwischen der Waferoberfläche und der vorderen $\langle 111 \rangle$ Ebene (α), der Waferoberfläche und der linken $\langle 111 \rangle$ Ebene (β) sowie zwischen den beiden $\langle 111 \rangle$ Ebenen (φ) ergibt sich

$$\frac{\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}}{\sqrt{1} \cdot \sqrt{3}} = \cos \alpha \quad \text{somit ist } \alpha = 54,7^\circ \quad (6.5)$$

$$\frac{\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix}}{\sqrt{1} \cdot \sqrt{3}} = \cos \beta \quad \text{somit ist } \beta = 54,7^\circ \quad (6.6)$$

$$\frac{\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}}{\sqrt{3} \cdot \sqrt{3}} = \cos \varphi \quad \text{somit ist } \varphi = 90^\circ \quad (6.7)$$

Der $\langle 001 \rangle$ Si-Wafer bricht also bevorzugt parallel und senkrecht zu beiden Flats. Die Bruchkanten bilden zur Waferoberfläche einen Winkel von $54,7^\circ$ Grad.

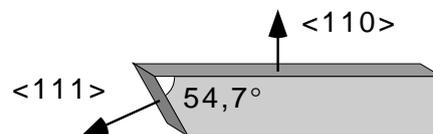


Abbildung 6.3: Bruchkanten eines $\langle 001 \rangle$ Si-Wafers

Für optische Anwendungen sind diese Bruchkanten schlecht geeignet, da nahezu die gesamte Leistung beim Ein- oder Auskoppeln reflektiert wird. Daher müssen auf $\langle 001 \rangle$ Silizium die Bruchkanten nachbearbeitet werden. Dies kann zum Beispiel durch Abschleifen und Polieren der Bruchkanten erfolgen [19]. Durch diese Maßnahme können die Ein- und Auskoppelverluste minimiert werden, jedoch wird damit nicht die optische Qualität einer Bruchkante erreicht, wie sie in $\langle 110 \rangle$ Silizium lediglich durch Brechen entsteht. Eine weitere Möglichkeit zur Optimierung der Bruchkanten haben Janz et al. [20] vorgestellt. Hiernach ist es möglich, einen $\langle 001 \rangle$ Wafer mit Hilfe eines Ritzers so zu brechen, daß eine $\langle 110 \rangle$ Bruchkante entsteht, die wiederum zur Oberfläche des $\langle 001 \rangle$ Wafers rechtwinklig ist. Die Kantenrauheit einer solchen Bruchkante wird in [20] im Mittel mit $0,252 \text{ nm}$ angegeben.

Auf den ersten Blick erscheint $\langle 110 \rangle$ Silizium als bevorzugtes Substrat. Dies muß jedoch relativiert werden, da $\langle 110 \rangle$ Silizium bei weitem nicht so gut untersucht ist wie $\langle 001 \rangle$ Silizium und Probleme aufwirft. So ist beispielsweise der Brechungsindex von SiGe Schichten auf $\langle 110 \rangle$ Si Substraten bislang unzureichend geklärt. Daneben besitzt $\langle 110 \rangle$ Si einige

bekannte Nachteile gegenüber $\langle 001 \rangle$ Si. Dies betrifft vorwiegend eine niedrigere realisierbare **Schichtdicke**. Auf beide Problemkreise wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen.

6.2 Die Wachstumstemperatur

Die Temperatur des Substrats ist während des Wachstums ein maßgeblicher Faktor für die Schichtqualität einer SiGe-Legierung. Am Walter-Schottky-Institut der Technischen Universität München wurden hierzu mehrere Untersuchungen angestellt. Diese zeigen, daß bei sehr tiefen Wachstumstemperaturen aufgrund der unzureichenden Oberflächenbeweglichkeit ein Anstieg der kristallinen Unordnung feststellbar ist [21], die sich in Defekten in der SiGe Schicht bemerkbar macht. Die Defekte sind in den **Photolumineszenz**-Spektren durch ein verbreitertes Signal bei 0,8 eV zu erkennen [22] (siehe **Abbildung 6.4**, Kurve bei 330°C). Durch ein Erhöhen der Wachstumstemperatur kann die Qualität der SiGe Schicht

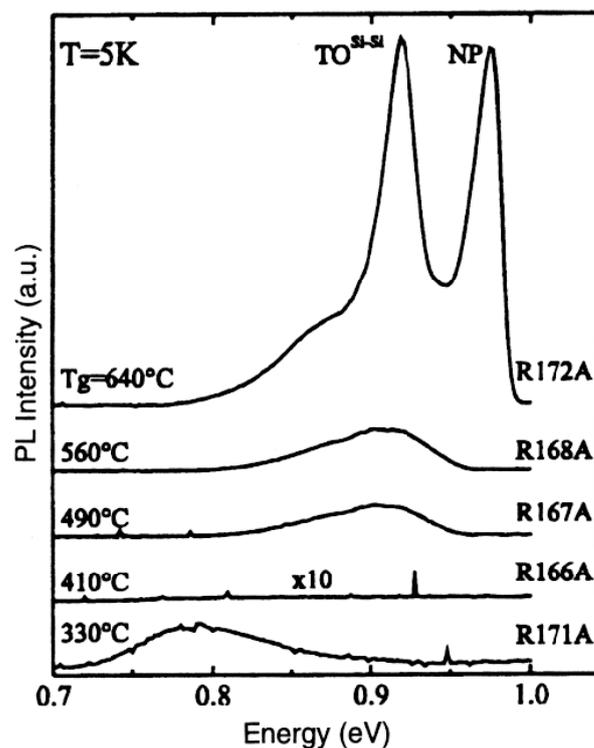


Abbildung 6.4: **Photolumineszenz**-Spektren von SiGe Schichten, die bei verschiedenen Temperaturen auf $\langle 001 \rangle$ Silizium gewachsen wurden [23]

deutlich verbessert werden, und die Defekte verschwinden. Bereits ab einer Wachstumstemperatur von etwa 350°C (anlagenspezifisch) [23] können morphologisch gute Schichten realisiert werden. Bei einem weiteren Erhöhen der Wachstumstemperatur auf 600°C - 700°C

erscheinen in den Photolumineszenz-Spektren deutliche Linien, die den Rekombinationen von freien **Exzitonen** in den SiGe Schichten zugeordnet werden können [24], [22]. Dies lässt auf eine sehr gute Qualität der aufgewachsenen SiGe Schichten schließen.

Die Wachstumstemperatur kann jedoch nicht beliebig erhöht werden, da eine hohe Temperatur einige gravierende Probleme mit sich bringt. So lässt eine hohe Temperatur verspannte SiGe Schichten bereits früh **relaxieren** [24] (siehe **Kapitel 6.3**), wodurch keine dicken, pseudomorph gewachsene Schichten mehr realisierbar sind. Desweiteren segregieren Ge-Atome während des Wachstums bei hohen Temperaturen an die Oberfläche und die Tendenz zum Inselwachstum nimmt deutlich zu, was zu einer höheren Oberflächenrauheit führt [22]. Es gilt demnach einen Kompromiss zu finden. Da die in dieser Arbeit verwendeten SiGe Schichten sehr dicht an der **kritischen Schichtdicke** nach Bean und People (siehe **Kapitel 6.3**) hergestellt wurden, wurde eine relativ niedrige Wachstumstemperatur von 450°C gewählt.

Bei SiGe Schichten auf $\langle 110 \rangle$ Silizium wird prinzipiell ein dem $\langle 001 \rangle$ Si ähnliches Temperaturverhalten beobachtet. Es können auch dort intensiv leuchtende SiGe Schichten hergestellt werden, jedoch wird eine im Vergleich zu $\langle 001 \rangle$ Silizium um 65°C höhere Wachstumstemperatur benötigt [25]. Daher ist bereits jetzt zu erwarten, daß auf $\langle 110 \rangle$ Silizium nicht so dicke SiGe Schichten erreicht werden können wie auf $\langle 001 \rangle$ Silizium (vgl. **Kapitel 6.3**).

6.3 Die kritische Schichtdicke

Als kritische Schichtdicke bezeichnet man die maximale Schichtdicke in der man SiGe gerade noch versetzungsfrei aufwachsen kann. Der Germanium-Anteil im SiGe beeinflusst neben der Wachstumstemperatur entscheidend die kritische Schichtdicke des SiGe. Sie sinkt mit höherem Ge-Anteil, d.h. mit steigendem Ge-Anteil sind nur noch dünne pseudomorph gewachsene Schichtdicken erreichbar. Die Ursache dafür ist, daß sich die natürlichen Gitterkonstanten von Si und Ge um etwa 4,2% unterscheiden. Die genauen Gitterkonstanten nach Sze [26] sind in **Tabelle 6.1** wiedergegeben. Die Gitterkonstante einer SiGe-Legierung

Tabelle 6.1: Gitterkonstanten a_0 von Si und Ge bei $T = 300$ K

Silizium	0,543095 nm
Germanium	0,564613 nm

kann in erster Näherung linear zwischen den natürlichen Gitterkonstanten von Si bzw. Ge interpoliert werden [27]. Eine genauere Abschätzung der Gitterkonstanten in Abhängigkeit des Ge-Gehalts ist in [28] beschrieben. Bei epitaktischem Wachstum von SiGe Schichten auf Si-Substrat treten aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten Verspannungen in der SiGe Schicht auf (**Abbildung 6.5**). Ist die SiGe Schicht hinreichend dünn, so passt sich die laterale (senkrecht zur Wachstumsrichtung) Gitterkonstante a_{\parallel} der SiGe-Legierung der Gitterkonstanten des Si-Substrats an. Daher wird die SiGe Schicht biaxial gestaucht. Aufgrund der elastischen Eigenschaften des SiGe wird somit die SiGe Schicht in Richtung der

Gitterkonstanten a_{\perp} , also in Wachstumsrichtung tetragonal gedehnt. Die Gitterkonstanten a_{\parallel} und a_{\perp} der SiGe Schicht ändern sich derart, daß das Volumen der Einheitszelle konstant bleibt. Unter diesen Bedingungen gewachsene Schichten bezeichnet man als verspannte oder pseudomorph gewachsene Schichten. Die Kräfte, die innerhalb der SiGe Schicht aus

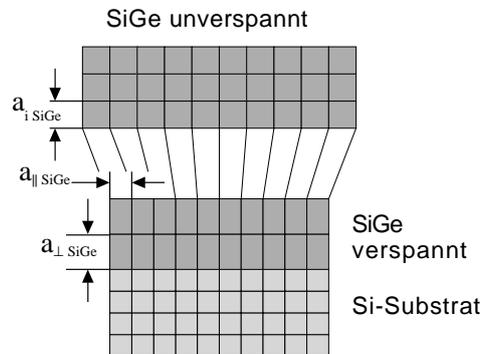


Abbildung 6.5: Änderung der Gitterkonstanten von pseudomorph gewachsenem SiGe auf einem Si-Substrat

den biaxialen und tetragonalen Verspannungen entstehen, nehmen linear mit der Dicke der SiGe Schicht zu [29]. Ab einer kritischen Schichtdicke h_c werden die Verspannungskräfte im SiGe so groß, daß es für die SiGe Schicht energetisch günstiger wird, die Kräfte durch Versetzungen in der Gitterstruktur abzubauen (Abbildung 6.6). Diesen Vorgang bezeichnet man als Relaxation.

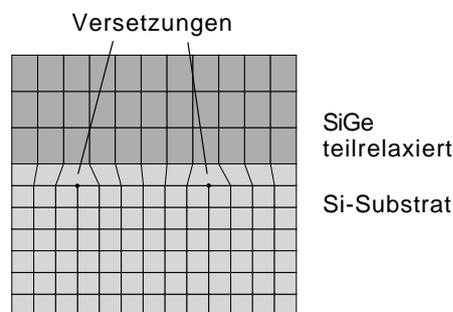


Abbildung 6.6: Abbau von Verspannungen durch Relaxationen

Nach J. W. Matthews und A. E. Blakeslee [30] (Abbildung 6.7) treten bei hohen Wachstumstemperaturen die Relaxationen auf $\langle 001 \rangle$ Si-Substrat schon ab der kritischen Schichtdicke h_c von

$$h_c \simeq \frac{b}{f} \left[\frac{1}{4\pi(1+\nu)} \right] \left[\ln \left(\frac{h_c}{b} \right) + 1 \right] \quad (6.8)$$

auf. b stellt hier den Betrag des Burgers-Vektor ($\approx 4 \text{ \AA}$ [31] bei $\langle 001 \rangle$ Si), ν das Poissonverhältnis ($\approx 0,3$ [32]), und f die Gitterfehlpassung der SiGe Schicht dar. Die Gitterfehlpassung f hängt allgemein von der Gitterkonstanten des Substrats a_s und der Gitterkon-

stanten der epitaktisch auf das Substrat abgeschiedenen Schicht a_f ab.

$$f = \frac{a_f - a_s}{a_s} \quad (6.9)$$

Eine niedrige Wachstumstemperatur eröffnet jedoch die Möglichkeit diese Grenze zu überschreiten. People [31] und Bean [33] zeigten, daß auf $\langle 001 \rangle$ Si-Substrat bei niedrigen Wachstumstemperaturen über der Grenze von J.W. Matthews und A. E. Blakeslee ein metastabiler Bereich zu finden ist, der das Aufwachsen höherer Schichtdicken ermöglicht. People und Bean geben als Näherung für die kritische Schichtdicke h_c zwischen metastabilen und instabilen Bereich

$$h_c \cong \left(\frac{1 - \nu}{1 + \nu} \right) \left(\frac{1}{20\pi\sqrt{2}} \right) \left[\frac{b^2}{\langle a(x) \rangle} \right] \left[\frac{1}{\eta^2} \ln \left(\frac{h_c}{b} \right) \right] \quad (6.10)$$

an. Dies wurde experimentell von Bean [33] bestätigt. Ein weiteres Modell, das die Grenze zwischen metastabilen und stabilen Bereich beschreibt, ist das „excess-stress“-Konzept von Dodson-Tsao [34], auf das hier nicht näher eingegangen wird.

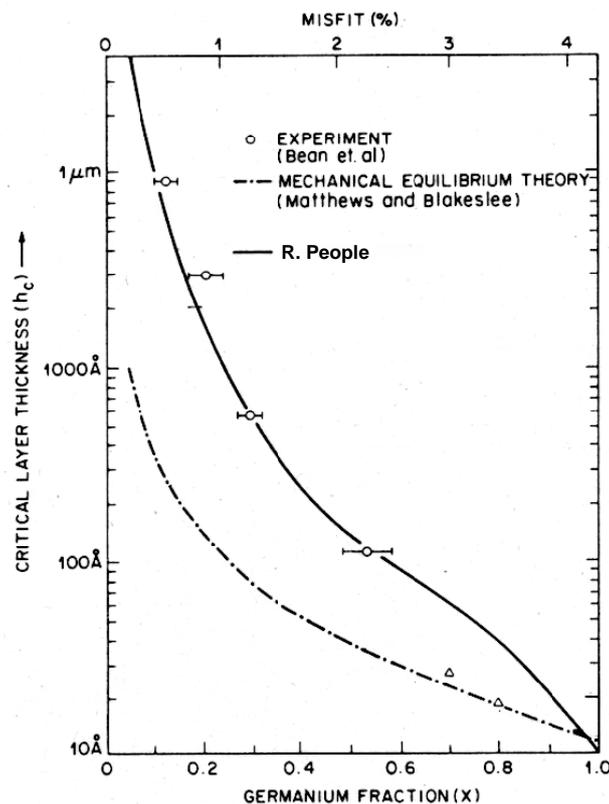


Abbildung 6.7: Kritische Schichtdicke von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ auf $\langle 001 \rangle$ Si nach People [31]

Da Relaxationen die elektrischen und optischen Eigenschaften des SiGe ungünstig beeinflussen, ist man bestrebt diese beim Wachstum zu vermeiden. Durch niedrige Wachstumstemperaturen können dicke SiGe Schichten im metastabilen Bereich gewachsen werden.

Da qualitativ hochwertige SiGe Schichten auf $\langle 110 \rangle$ Silizium einer höheren **Wachstumstemperatur** (vgl. **Kapitel 6.2**) bedürfen, ist die kritische Schichtdicke einer auf $\langle 110 \rangle$ Silizium gewachsenen SiGe Schicht deutlich geringer. Diese Vermutung wurde von R. Hull [35] näher untersucht. Nach seinen Erkenntnissen ist die wesentlich geringere kritische Schichtdicke darauf zurückzuführen, daß sich die Burger-Vektoren von $\langle 001 \rangle$ Silizium und $\langle 110 \rangle$ Silizium in Betrag und Richtung unterscheiden. Die Ergebnisse seiner Arbeit sind in **Abbildung 6.8** wiedergegeben. Dort ist der Unterschied der kritischen Schichtdicken deutlich zu erkennen.

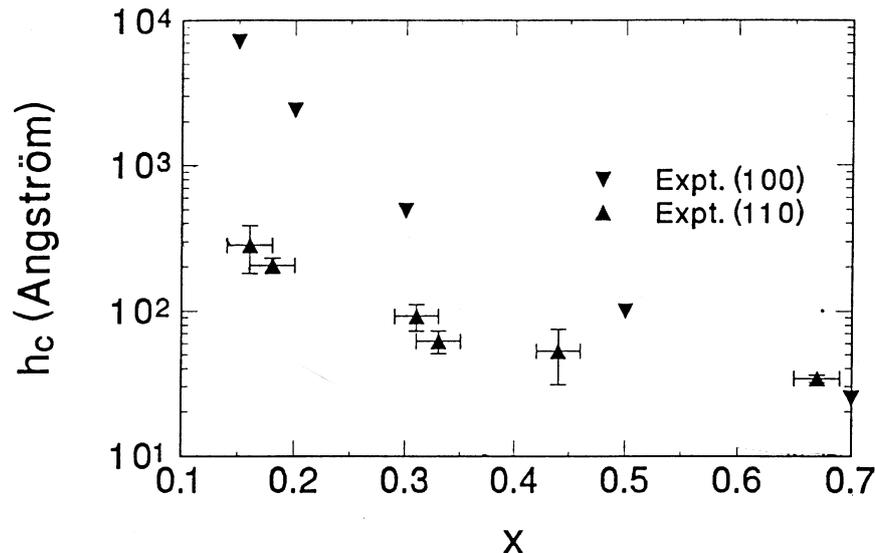


Abbildung 6.8: Kritische Schichtdicke h_c von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Schichten auf $\langle 001 \rangle$ Silizium [▼] und $\langle 110 \rangle$ Silizium [▲] im Vergleich

$\langle 110 \rangle$ Silizium eignet sich demnach ausschließlich für Komponenten, deren Funktionalität durch dünne SiGe Schichten nicht beeinträchtigt wird. In der vorliegenden Arbeit ist dies nicht der Fall.

6.4 Der Brechungsindex

Zur Dimensionierung und Realisierung optischer Wellenleiter und im besonderen optischer Gitterstrukturen ist der Brechungsindex ein essentieller Parameter. Schon geringe Abweichungen vom erwünschten Brechungsindex können die Funktion der Struktur grundlegend beeinträchtigen. Daher ist es wichtig, den Brechungsindex möglichst genau abschätzen zu können. Die Brechungsindizes von reinem Silizium und Silizium-Germanium unterscheiden sich bei $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ wie in **Tabelle 6.2** angegeben

Der Brechungsindex von SiGe nähert sich mit wachsendem Ge-Anteil nichtlinear und stetig dem Brechungsindex des Germaniums an. Der Brechungsindex unverspannter SiGe Legierungen kann relativ einfach abgeschätzt werden [36]. Verspanntes SiGe auf Siliziumsubstrat besitzt jedoch einen weit geringeren Brechungsindex als unverspanntes SiGe, da sich

Tabelle 6.2: Brechungsindizes von unverspanntem Silizium und Germanium bei $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ [36]

Silizium	$\approx 3,5$
Germanium	$\approx 4,2$

in verspanntem Zustand der Bandabstand des Halbleiters verringert [37] (siehe auch Kapitel 6.5). Daher ist die Orientierung des Substrats entscheidend, auf das das SiGe aufgewachsen werden soll. Die Abschätzung der Brechungsindizes verspannter SiGe Schichten ist kein triviales Problem. Die Erkenntnisse anderer Arbeitsgruppen unterscheiden sich zum Teil erheblich. Im folgenden soll auf die unterschiedlichen Untersuchungsergebnisse näher eingegangen werden.

Lareau und Friedmann [38] führen den Brechungsindex von verspannt aufgewachsenem SiGe (leider ohne Angabe der Substratorientierung) bei $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ auf die Bandabstände und den Ge-Gehalt x zurück:

$$n = n_{Si} + [n_{Ge} - n_{Si}] \frac{E_{g,Si} - E_g(x)}{E_{g,Si} - E_{g,Ge}} \quad (6.11)$$

$$\text{mit} \quad E_g(x) = 1,1 - 1,02 \cdot x + 0,52 \cdot x^2 \quad (6.12)$$

wobei n_{Si} und n_{Ge} die Brechungsindizes bei $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ und $E_{g,Si}$ sowie $E_{g,Ge}$ die fundamentalen Bandlücken von unverspanntem Silizium bzw. Germanium darstellen. Bei den Berechnungen wurde für den fundamentalen Bandübergang in Silizium der Wert $E_{g,Si} = 1,1 \text{ eV}$ und für den entsprechenden in Germanium der Wert $E_{g,Ge} = 0,6 \text{ eV}$ angenommen. Mit Hilfe der Angaben von J. Humlicek [36] kann die Formel für die Wellenlänge $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ angepasst werden. Die Konstanten lauten dann:

$$\begin{aligned} n_{Si}[1,55 \mu\text{m}] &= 3,48 & n_{Si}[1,3 \mu\text{m}] &= 3,505 & E_{g,Si} &= 1,1 \text{ eV} \\ n_{Ge}[1,55 \mu\text{m}] &= 4,148 & n_{Ge}[1,3 \mu\text{m}] &= 4,206 & E_{g,Ge} &= 0,6 \text{ eV} \end{aligned}$$

Der hieraus errechnete Brechungsindex ist für $0 \leq x \leq 0,3$ in Tabelle 6.3 und Abbildung 6.9 wiedergegeben.

Armin Splett [39] konnte durch eine Messung der optischen Leistungsdichte im Querschnitt eines Rippenwellenleiters und durch die Simulation des Wellenfeldes eines entsprechenden Wellenleiters ein Polynom entdecken, das den Brechungsindex des verspannten SiGe bei $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ lediglich in Abhängigkeit des Ge-Gehalts x beschreibt.

$$n_{SiGe} = n_{Si} + 0,3 \cdot x + 0,32 \cdot x^2 \quad (6.13)$$

Nach seinen Angaben wurden in seiner Arbeit mit Hilfe dieser Gleichung gute Ergebnisse erzielt. In der Arbeit wurde SiGe auf $\langle 001 \rangle$ Silizium aufgewachsen.

Einen ähnlichen Ansatz verfolgt auch S. Janz [40], der ebenfalls über Messungen und Simulationen von optischen Leistungsdichten im Wellenleiterquerschnitt eine Abhängigkeit des Brechungsindex vom Ge-Gehalt x ($x \leq 0,1$) für zwei Wellenlängen $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ und

$\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ ermitteln konnte. Seine Arbeit unterscheidet zwischen Wellentypen im TM und TE Modus und basiert auf $\langle 001 \rangle$ Silizium.

$$\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m} \quad TE - \text{Welle} : n_{\text{SiGe}}(x) = 3,508 + 0,32 \cdot x \quad (6.14)$$

$$TM - \text{Welle} : n_{\text{SiGe}}(x) = 3,508 + 0,4 \cdot x \quad (6.15)$$

$$\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m} \quad TE - \text{Welle} : n_{\text{SiGe}}(x) = 3,476 + 0,31 \cdot x \quad (6.16)$$

$$TM - \text{Welle} : n_{\text{SiGe}}(x) = 3,476 + 0,4 \cdot x \quad (6.17)$$

Damit ergibt sich im Vergleich die **Tabelle 6.3**.

Tabelle 6.3: Brechungsindizes von verspanntem SiGe in Abhängigkeit des Ge-Gehalts x auf $\langle 001 \rangle$ Si

<i>Ge-Gehalt</i> (x)	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07
1,5 μm (Lareau)	3,48	3,4936	3,507	3,5203	3,5334	3,5464	3,5593	3,572
1,3 μm (Lareau)	3,505	3,5192	3,5333	3,5473	3,561	3,5747	3,5882	3,6015
1,3 μm (Splett)	3,505	3,508	3,5111	3,5143	3,5175	3,5208	3,5242	3,5276
TE-1,3 μm (Janz)	3,508	3,5112	3,5144	3,5176	3,5208	3,524	3,5272	3,5304
TM-1,3 μm (Janz)	3,508	3,512	3,516	3,52	3,524	3,528	3,532	3,536
TE-1,5 μm (Janz)	3,476	3,4791	3,4822	3,4853	3,4884	3,4915	3,4946	3,4977
TM-1,5 μm (Janz)	3,476	3,48	3,484	3,488	3,492	3,496	3,5	3,504
<i>Ge-Gehalt</i> (x)	0,08	0,09	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35
1,5 μm (Lareau)	3,5846	3,597	3,6093	3,6688	3,7248	3,7773	3,8263	3,8718
1,3 μm (Lareau)	3,6147	3,6278	3,6407	3,7031	3,7619	3,817	3,8684	3,9162
1,3 μm (Splett)	3,5311	3,5346	3,5382	3,5572	3,5578	3,6	3,6238	3,6492
TE-1,3 μm (Janz)	3,5336	3,5368	3,54	3,556	3,572	3,588	3,604	3,62
TM-1,3 μm (Janz)	3,54	3,544	3,548	3,568	3,588	3,608	3,628	3,648
TE-1,5 μm (Janz)	3,5008	3,5039	3,507	3,5225	3,538	3,5535	3,569	3,5845
TM-1,5 μm (Janz)	3,508	3,512	3,516	3,536	3,556	3,576	3,596	3,616

Die Werte für $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ sind in **Abbildung 6.9** zur besseren Übersichtlichkeit nicht dargestellt, sie können jedoch leicht aus **Tabelle 6.3** entnommen werden. Die Unterschiede der Berechnungen von Lareau und Friedmann [38] sind hier gegenüber Splett [39] und Janz [40] deutlich zu erkennen. Da Lareau und Friedmann keine Angaben über die Substratorientierung gemacht haben, und die Berechnungen von Splett und Janz einige Jahre jünger sind, wurde in dieser Arbeit mit den Abschätzungen von Splett und Janz gearbeitet. Die Abschätzungen von Janz gelten nur für Ge-Gehalte $x \leq 0,1$. Zwecks eines besseren Vergleichs wurde die Abschätzung unter Vorbehalt auf Ge-Gehalte $0,1 \leq x \leq 0,3$ erweitert. In **Abbildung 6.9** ist erkennbar, daß auch in diesem Bereich die Abschätzungen von Splett und Janz dicht beieinander liegen. Zu beachten ist, daß die Berechnungen von Splett und Janz sich auf das $\langle 001 \rangle$ Substrat beziehen. Abschätzungen des Brechungsindex des SiGe auf $\langle 110 \rangle$ Substraten sind zur Zeit noch nicht in der Literatur zu finden. Daher fällt auf $\langle 110 \rangle$ Substrat eine Realisierung optischer Resonatoren, trotz der guten optischen Eigenschaften der Bruchkanten sehr schwer. Es scheint jedoch sicher, daß sich die Substratorientierung nicht vernachlässigen lässt. Das Substrat beeinflusst den **Bandabstand** der SiGe Schicht, was sich wiederum auf den Brechungsindex auswirkt. Auf die Bandabstände verspannt aufgewachsener SiGe Schichten wird im folgenden näher eingegangen.

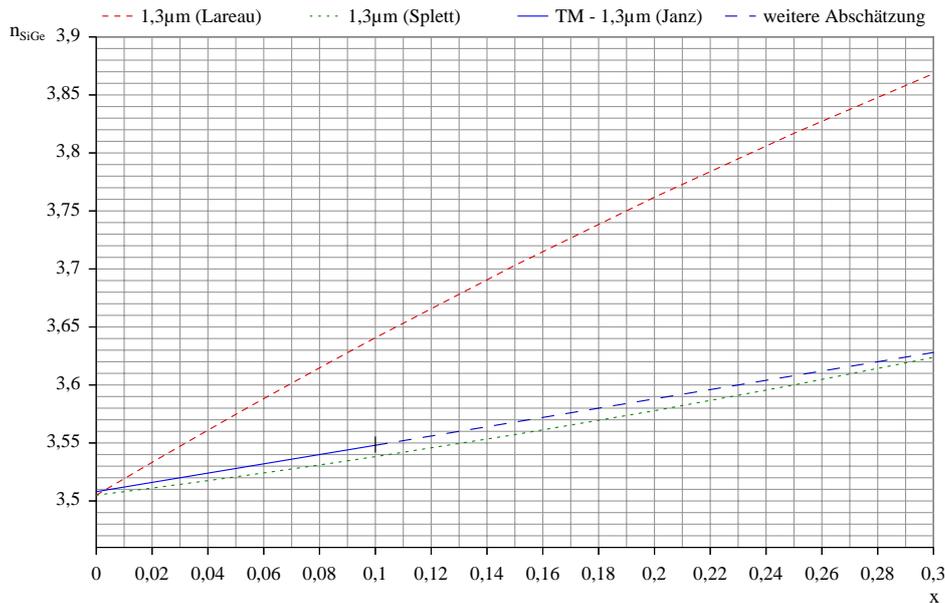


Abbildung 6.9: Graphische Darstellung des Brechungsindex von SiGe auf $\langle 001 \rangle$ Silizium unterschiedlicher Referenzen für $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

6.5 Die Bandstruktur

Silizium und Germanium sind beide indirekte Halbleiter der IV. Hauptgruppe, d.h. das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbandes liegen nicht bei gleichem K-Wert übereinander. Beide haben im Zentrum der Brillouinzone (im G Punkt) ihr Valenzbandmaximum. Für Silizium liegt der energetisch niedrigste Leitungsbandzustand in $\langle 100 \rangle$ (X) Richtung (im Δ -Punkt bei $0,85\pi/a_0$), für Germanium jedoch in $\langle 111 \rangle$ Richtung am Brillouinonenrand (am L Punkt) [41]. Da Si und Ge Halbleiter der IV. Hauptgruppe sind, lassen sich beide beliebig miteinander mischen. Die Bandstruktur der SiGe Legierung bleibt hierbei bei Ge-Gehalten von bis zu 85% Si-artig, für höhere Ge-Gehalte Ge-artig [42]. Ein im Internet zu findendes [Java-Applet](#) [43] zeigt dies sehr anschaulich. Wie bereits im [Kapitel 6.3](#) beschrieben, verursachen die beim Wachstum auftretenden Verspannungen in der SiGe Schicht eine **Verformung** der Einheitszelle. Diese hat Einfluss auf die Bandstruktur des SiGe. Die fundamentale Bandlücke des SiGe nimmt mit zunehmendem Ge-Gehalt nichtlinear ab. Der Einfluss der Verspannungen auf die Bandstruktur kann mit der linearen Deformationstheorie behandelt werden [44]. Mit den Verspannungen hat auch die Art des Substrats Einfluss auf den Bandabstand der aufgewachsenen Schichten. In [Abbildung 6.10](#) ist der Bandabstand der aufgewachsenen Schichten für drei Substrate dargestellt [45]: a) SiGe wird verspannt auf $\langle 001 \rangle$ Silizium aufgewachsen, b) Silizium wird verspannt auf $\langle 001 \rangle$ SiGe Substrat aufgewachsen und c) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ wird verspannt auf einem $\langle 001 \rangle$ $\text{Si}_{1-x/2}\text{Ge}_{x/2}$ Buffer aufgewachsen.

Die Verläufe der Valenz- und Leitungsbandkanten von SiGe Schichten sind in Abhängigkeit des Ge-Gehalts zum Vergleich mit den Substratorientierungen $\langle 001 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ in

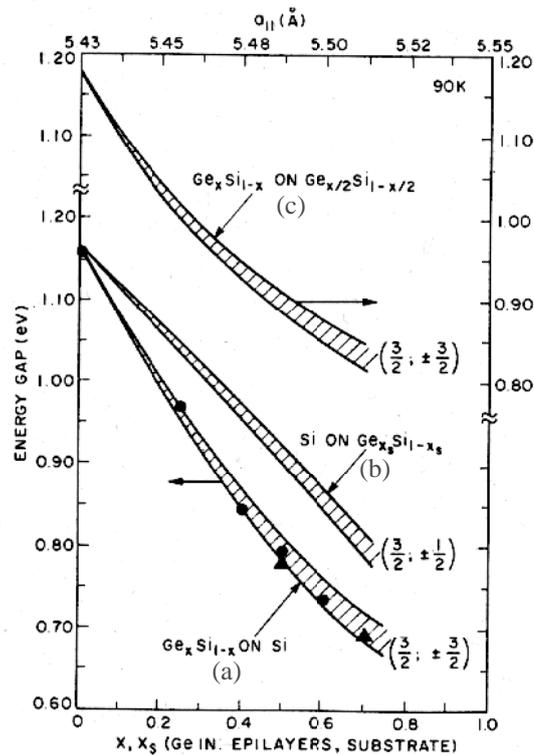


Abbildung 6.10: Fundamentaler Bandübergang von verspanntem $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ auf $\langle 001 \rangle$ Substrat [45]

Abbildung 6.11 dargestellt. Die fundamentale Bandlücke ist hier jeweils zwischen der obersten Bandkante des Valenzbandes und der untersten Bandkante des Leitungsbandes zu sehen. Durch die Verspannungen und den Elektronenspin spalten sich beide Bänder auf, was in einem gewichteten Durchschnitt in beiden Bändern berücksichtigt wird. Die gestrichelten Linien zeigen den gewichteten Durchschnitt des jeweiligen Bandes. In beiden Abbildungen wurden alle Energien auf die Oberkante des Si-Valenzbandes bezogen.

Wird ein Halbleiter auf einen anderen aufgewachsen, entstehen Bandübergänge zwischen beiden Materialien. Während der Bandabstand des jeweils für sich betrachteten Materials oben beschrieben wurde, ist auf die Lage der jeweiligen Bänder zueinander noch nicht eingegangen worden. Der Verlauf einer verspannt auf $\langle 001 \rangle$ Silizium aufgewachsenen SiGe Schicht ist in Abbildung 6.12 wiedergegeben. Es ergibt sich ein sogenannter Typ I Bandkantenverlauf, der für SiGe Schichten mit einem Ge-Gehalt von bis zu 80% zutrifft. Typisch für diesen Bandkantenverlauf ist, daß der Bandkantensprung fast ausschließlich im Valenzband stattfindet.

Mit Pseudopotentialrechnungen [46], [48] kann der Bandkantensprung im Valenzband errechnet werden. Der Sprung im Valenzband hängt linear vom Ge-Gehalt x der verspannten SiGe Schicht und vom Ge-Gehalts x_{sub} des unverspannten Substrats ab [48], [49]:

$$\Delta E_v = (0,47 - 0,06 \cdot x_{sub})(x - x_{sub})[\text{eV}] \quad (6.18)$$

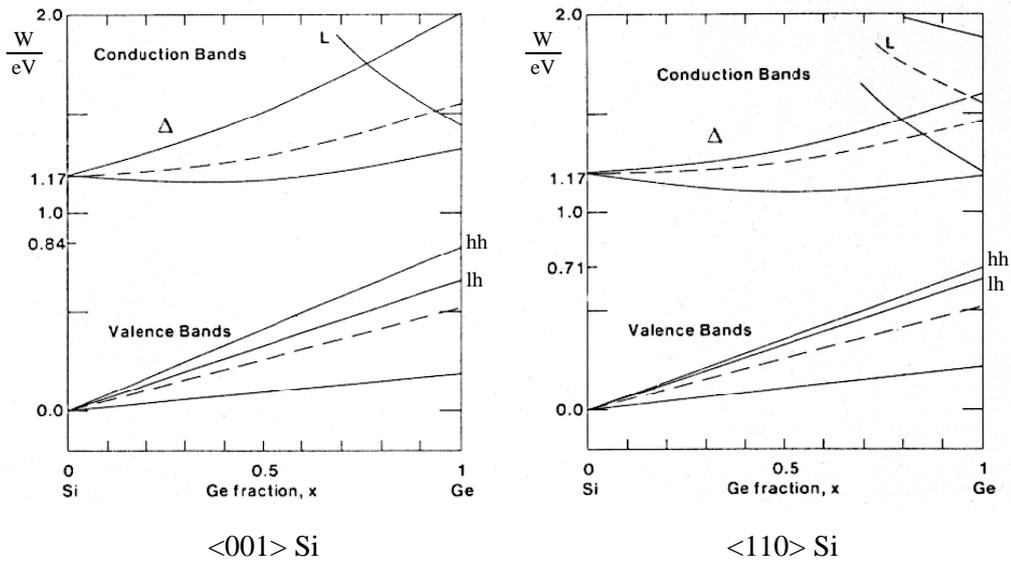


Abbildung 6.11: Valenz- und Leitungsband von verspanntem $Si_{1-x}Ge_x$ auf $\langle 001 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ Silizium [46]

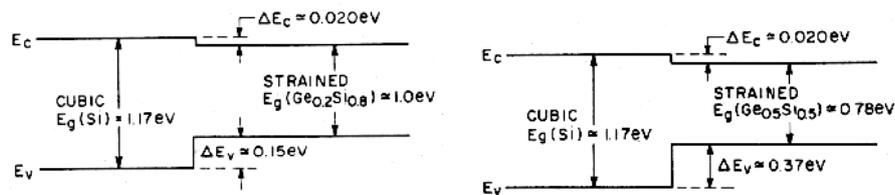


Abbildung 6.12: Bandübergänge von $\langle 001 \rangle$ Silizium auf $Si_{1-x}Ge_x$ bei $x = 0,2$ und $x = 0,5$ [47]

Für Ge-Gehalte $> 80\%$ wird der Bandübergang als Typ II klassifiziert, der hier nicht dargestellt ist. Bei diesem Typ treten aufgrund der höheren Verspannung auch Bandkantensprünge im Leitungsband auf [50]. Abschließend muß noch erwähnt werden, daß obige Betrachtung ausschließlich auf theoretischen Überlegungen basiert, die mittlerweile jedoch experimentell bestätigt wurden. Durch Ni (1987) [51] und Nauka (1992) [52] konnte zunächst die Dominanz des Bandkantensprungs im Valenzband experimentell bestätigt werden, eine genaue Verifizierung der Typ I und der Typ II Bandstruktur konnte dann durch Houghton (1995) [53] bzw. Thewalt (1997) [54] mit Hilfe von **Photolumineszenzmessungen** unter zusätzlich angewandten Spannungen in $\langle 110 \rangle$ und $\langle 001 \rangle$ Richtung erbracht werden.

6.6 Fazit

Im Vergleich zum $\langle 001 \rangle$ Silizium lassen sich auf $\langle 110 \rangle$ Silizium zum gegenwärtigen Zeitpunkt nur unter Schwierigkeiten Komponenten der integrierten Optik realisieren. Zum einen sind auf $\langle 110 \rangle$ Silizium nicht so hohe SiGe Schichtdicken realisierbar wie auf $\langle 001 \rangle$ Silizium, zum anderen sind die Brechungsindizes von auf $\langle 110 \rangle$ Silizium gewachsenen Schichten noch nicht genau abschätzbar. Daher wurden trotz der attraktiven Bruchkanten des $\langle 110 \rangle$ Siliziums alle Proben dieser Arbeit auf $\langle 001 \rangle$ Silizium gewachsen.

Kapitel 7

Herstellung von Si/SiGe Heterostrukturen

7.1 Prozeßtechnische Grundlagen

Der Herstellungsprozeß beginnt in der Regel mit einer monokristalline Siliziumscheibe (Si-Wafer), auf die in den folgenden Prozeßschritten Si- und andere Halbleiterschichten aufgebracht werden. Die Schichten werden in meisten Fällen strukturiert bevor die nächste Schicht aufgebracht wird. Durch die Strukturierung entstehen Leiterbahnen, Wellenleiter usw., die den Bauelementen ihre Funktion geben.

7.1.1 Abscheideverfahren

Bei der Abscheidung von Halbleitern der III. - IV. Hauptgruppe werden vorwiegend drei Verfahrensarten angewendet: die Gasphasenepitaxie (CVD), die Flüssigphasenepitaxie (LPE) und die Molekularstrahlepitaxie (MBE). Andere Materialien, wie z.B. Metalle werden mittels **Kathodenzerstäubung** aufgesputtert oder aufgedampft. Die hier relevanten Abscheideverfahren werden im folgenden vorgestellt.

Gasphasenepitaxie

Bei der Gasphasenabscheidung (CVD = *Chemical Vapor Deposition*) werden ausgewählte Gase einem aufgeheizten Wafer zugeführt. Die Reaktion der Gase mit der heißen Waferoberfläche lässt die gewünschten Schichten entstehen. Die nach der Reaktion verbleibenden Gase müssen vom Wafer wieder abgeführt werden. Mit der Gasphasenepitaxie können hohe Wachstumsraten (0,3 - 5 $\mu\text{m}/\text{min}$ [55]) mit einer überall gleichen Abscheiderate realisiert werden. Mit dieser Methode ist es möglich, auf mehreren Wafern gleichzeitig konforme Schichten abzuschneiden. Die Wachstumsraten hängen von der Substrattemperatur und vom Gasdruck ab. SiGe Schichten werden bei der Gasphasenepitaxie mit den Gasen Silan

(SiH₄) oder Disilan (Si₂H₆) und German (GeH₄) abgeschieden. Metastabile SiGe Schichten sind aufgrund der hohen Substrattemperatur (900 - 1200 °C) mit der herkömmlichen Gasphasenepitaxie nur schwierig herzustellen. Auch die Herstellung abrupter Übergänge ist problematisch. Dazu müssen die Gaskonzentrationen schnell geändert werden können. Zur Unterstützung wird dazu das Substrat abgekühlt (RTCVD = *Rapid Thermal Chemical Vapor Deposition*). Ein Wachstum bei geringeren Substrattemperaturen (600 °C) kann durch eine Verlagerung des Prozesses in ein UHV (*Ultra High Vakuum*) erreicht werden [56], [57], [58]. Mit einem geringen Gasdruck sinken auch die Wachstumsraten erheblich (2,3 - 6 nm/min [58]), wodurch sich scharfe Übergänge leichter realisieren lassen. Mit Hilfe der RPCVD (*Remote Plasma-enhanced Chemical Vapor Deposition*) können die Wachstumstemperaturen noch weiter verringert werden [59]. Für die Herstellung metastabiler SiGe Schichten ist unter den Gasphasenepitaxien das letztgenannte Verfahren zu bevorzugen.

Molekularstrahlepitaxie

Die Molekularstrahlepitaxie (MBE) ist ein noch relativ junges Verfahren zur Schichtabscheidung, es wird jedoch mittlerweile von vielen Wissenschaftlern und Industrieunternehmen anderen Abscheidungsverfahren vorgezogen. In der MBE werden die Schichten und Dotierstoffe aus festen Quellen (Si, Ge, B, Sb, P) aufgedampft. Dies geschieht mittels beheizten Effusionszellen, die einen auf das Substrat gerichteten Molekularstrahl erzeugen. Um den Atomen eine genügend lange freie Weglänge zu ermöglichen, findet die MBE im UHV statt. Beim Auftreffen der Atome auf dem auf 200 - 800 °C aufgeheizten Substrat bleiben diese haften und lagern sich in Kristallstufen an, was zu einem zweidimensionalen Wachstum führt. Mit Hilfe von Blenden (Shuttern) können die Molekularstrahlen innerhalb von Millisekunden unterbrochen werden, so daß auch abrupte Schichtübergänge und scharfe Dotierprofile realisierbar sind. Mittels MBE können Schichtfolgen mit einer minimalen Schichtdicke von zwei Atomlagen gewachsen werden [60]. Die Wachstumsraten sind mit 6 nm/min sehr gering. Um den Einfluß von Restatomen in der Epitaxieschicht zu vermindern wird der Druck auf 10⁻⁷ bis 10⁻⁸ Pa gesenkt. Ein großer Vorteil der MBE ist eine freie und unabhängige Wahl der Prozeßparameter. Mit der MBE lassen sich schon bei niedrigen Wachstumstemperaturen Schichten hoher Qualität wachsen. Daher ist dieses Verfahren besonders für das Aufwachsen von SiGe Schichten geeignet.

Alle Wachstumsschritte in dieser Arbeit wurden mittels MBE in einem Modularem Ultrahochvakuum Multikammer System (MUM) am Institut für Physik der Fakultät für Elektrotechnik an der Universität der Bundeswehr in München durchgeführt. Bei der Anlage handelt es sich um eine MUM545 der Firma Balzer. Nähere Angaben zur MUM sind in [61] und [62] zu finden.

Kathodenzerstäubung

Die Kathodenzerstäubung zählt zu den PVD Verfahren (*Physical Vapor Deposition*). Bei der Kathodenzerstäubung wird in einer Vakuumkammer unter Gasdruck (meist Argon) mit Hilfe einer Gleich- oder Hochfrequenzspannung zwischen einer Anode und einer mit dem Target

(z.B. SiO₂ oder Al) beschichteten Kathode ein Plasma entzündet. Bei genügend hohen Energien schlagen die positiv geladenen Argonionen Target-Atome an der Kathode heraus. Die Target-Atome wandern daraufhin zu den auf der Anode liegenden Substraten, so daß dort eine Schicht aus Target-Atomen aufwächst. Um die Qualität der abgeschiedenen Schichten zu verbessern, werden die Wafer nach dem Sputtern häufig einem Tempersschritt unterzogen.

7.1.2 Elektronenstrahlithographie

Die Elektronenstrahlithographie wird vorwiegend zur Maskenherstellung verwendet, doch auch das direkte Beschreiben von Substraten ist bei besonderen Anforderungen an die Auflösung mit kleinen Stückzahlen der Substrate nicht unüblich. Die Elektronenstrahlen eines Elektronenstrahlschreibers werden mit Hilfe von elektrischen und magnetischen Feldern gebündelt und gelenkt. Der auf dem zu strukturierenden Objekt aufgebrauchte Elektronenresist kann auf diese Weise beschrieben werden. Anschließend wird das Objekt nach der Entwicklung des Resists strukturiert. In Elektronenstrahlschreibern werden die Elektronen mit Hochspannungen in Bereichen von 5 kV bis 50 kV beschleunigt. Die Wellenlänge λ_e der erzeugten Elektronenstrahlen hängt direkt von der Beschleunigungsspannung ab [63]. Sie liegt in der Größenordnung von 0,01 nm.

$$\lambda_e[\text{nm}] = \sqrt{\frac{1,5}{U[\text{V}]}} \quad (7.1)$$

Das Auflösungsvermögen der Elektronenstrahlithographie wird jedoch nicht durch die Wellenlänge des Elektronenstrahls, sondern durch die Streuung der Elektronen beim Auftreffen auf den Resist bzw. auf das Objekt bestimmt. Man unterscheidet hier die vorwärtsgesteuerte (Naheffekt) und die rückwärtsgesteuerte Streuung (Ferneffekt). Bei der vorwärtsgesteuerten Streuung werden die Elektronen beim Auftreffen auf den Resist seitlich abgelenkt, bewegen sich jedoch weiterhin in Richtung des Elektronenstrahls. Bei der rückwärtsgesteuerten Streuung sind die Elektronen reflektiert worden und bewegen sich entgegen dem Elektronenstrahl von dem Objekt weg (Abbildung 7.1). Erwartungsgemäß fällt die rückwärtsge-

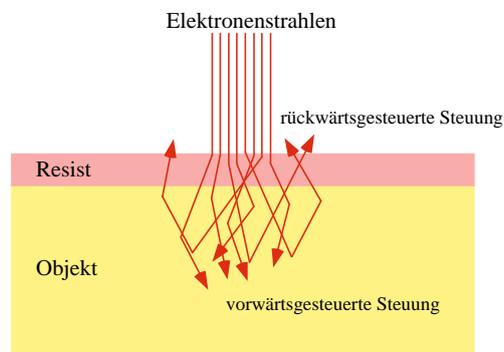


Abbildung 7.1: Vor- und rückwärtsgesteuerte Streuung bei der Elektronenstrahlithographie

gesteuerte Streuzone deutlich breiter als die vorwärtsgesteuerte. Die Breite der rückwärts-gesteuerten Streuung hängt ebenfalls von der Beschleunigungsspannung ab. Mit steigender Spannung vergrößert sich auch die Streuung. Da die rückwärtsgesteuerte Streuung nur etwa 1⁰/₀₀ der Dosis am Ort des Elektronenstrahls ausmacht, erscheint die rückwärtsgesteuerte Streuung recht unbedeutend. Der Effekt kann jedoch bemerkenswert werden für den Fall, daß sich die rückwärtsgesteuerten Streuungen benachbarter Schreibvorgänge addieren. In diesem Fall ist die Beschleunigungsspannung zu reduzieren.

Die in dieser Arbeit verwendete Elektronenstrahlolithographie wurde vom Heinrich Hertz Institut in Berlin und vom Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme in München durchgeführt. Dort steht bzw. stand eine Elektronenstrahlolithographieanlage der Firma Leica (EBPG5HR100) zur Verfügung.

Justiermarken

Während Masken unjustiert geschrieben werden können, müssen direktbeschriebene Substrate vor der Lithographie exakt justiert werden. Daher werden zu Beginn des Fertigungsprozesses Justiermarken in das Substrat hineingeätzt. Als Justiermarken dienen in der Elektronenstrahlolithographie einige μm tiefe Löcher. Durch die Justiermarken ändert sich lokal das Rückstrahlverhalten des Substrats, was vom Elektronenstrahlschreiber erkannt wird. In $\langle 001 \rangle$ Silizium lassen sich aufgrund der Kristallstruktur recht einfach pyramidenähnliche Löcher in das Silizium hineinätzen. Die Wände der Löcher entsprechen $\langle 111 \rangle$ Ebenen, was ihnen die pyramidenartige Form und ein gutes Rückstrahlverhalten verleiht. Daher werden diese Justiermarken noch sehr gut unter mehreren μm dicken Schichten erkannt. Auf $\langle 110 \rangle$ Silizium stehen diese Justiermarken nicht zur Verfügung. Hier werden statt dessen Löcher mit einer senkrechten Löcherwand realisiert. Der Elektronenstrahlschreiber kann bei diesen Justiermarken deren Kanten detektieren. Um ein Verschwinden dieser Justiermarken durch die Wachstumsschritte in den folgenden Prozeßreihen zu verhindern, müssen die Justiermarken sehr tief in das Substrat geätzt werden. Zum Ätzen sehr tiefer Marken werden **Trockenätzverfahren** angewendet. Daher lassen sich tiefe Justiermarken auch auf $\langle 001 \rangle$ Silizium realisieren.

In dieser Arbeit wurden 14 μm tiefe Justiermarken mit einer Kantenlänge von $20 \times 20 \mu\text{m}$ verwendet. Diese wurden im Elektronenstrahlschreiber stets gut erkannt. Die Justiermarken wurden am Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme in München mit einem Tiefenätzer der Firma STS strukturiert. Der Tiefenätzer arbeitet mit einem Advanced Silicon Etch (ASE) Verfahren, einem speziellen Trockenätzverfahren (**RIE**), das in [64] näher beschrieben ist.

7.1.3 Strukturierungsverfahren

Zur Strukturierung der aufgewachsenen Schichten stehen zwei Verfahrensarten zur Verfügung: das **Naßätzen** und das **Trockenätzen**.

Naßätzen

Beim Naßätzen werden die Substrate in eine Ätzlösung eingetaucht. Der Ätzprozeß ist im allgemeinen durch eine gleichmäßige Ätzrate in alle Richtungen charakterisiert und daher isotrop. Ein isotroper Ätzvorgang führt zwangsläufig zu einer Unterätzung der Ätzmaske, was gerade bei kleinen Strukturen problematisch ist. Es gibt jedoch einige Ätzlösungen, die die unterschiedlichen Kristallebenen anisotrop ätzen. Eine 44%ige KOH Lösung ätzt die Ebenen $\langle 110 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ und $\langle 111 \rangle$ bei 100 °C im Verhältnis 600:300:1 [65]. Die Eigenschaft der Kristallebenenselektivität in Silizium wird beim Ätzen der **Justiermarken** ausgenutzt. Dies hat zur Folge, daß beim anisotropen Naßätzen von Wellenleitern auf $\langle 110 \rangle$ Silizium die Wellenleiter entsprechend der $\langle 110 \rangle$ Ebene verlaufen müssen. Bei einer anderen Ausrichtung der Wellenleiter kommt es zu „Treppeneffekten“ an deren Seiten, was erhöhte Abstrahlungsverluste zur Folge hat. Zur Realisierung dieser Wellenleiter mit naßchemischen Verfahren sollten deshalb isotrope Ätzlösungen zur Anwendung kommen, wobei jedoch das Problem der Unterätzung bestehen bleibt. Ein besserer Ansatz sind hier **Trockenätzprozesse**.

Die Ätzraten in SiGe können im Vergleich zu Si je nach Ätzlösung sehr unterschiedlich ausfallen. Bei anisotropen Ätzlösungen nimmt die Ätzrate in Ge-haltigen Schichten ab [66], bei isotropen Ätzlösungen jedoch deutlich zu [67], [68]. Auch die Strukturgröße spielt eine Rolle. Daher müssen alle Ätzschritte im Prozeß auf die Anwendung hin optimiert werden.

Trockenätzen

Die Probleme der Unterätzung, der Selektivität bezüglich der Kristallrichtungen und die Problematik der unterschiedlichen Ätzraten in Si und SiGe können mit Hilfe von Trockenätzverfahren überwunden werden. Die Ätzung kann beim Trockenätzen physikalisch (z.B. durch Ionen), chemisch (durch Ätzgase) oder durch eine Kombination beider erfolgen. **Abbildung 7.2** zeigt die unterschiedlichen Verfahren [69].

Bei physikalischen Trockenätzverfahren wird die zu ätzende Schicht durch den Beschuss von Ionen, Photonen oder Elektronen abgetragen. Die Selektivität des Ätzens und die Ätzraten sind in diesem Verfahren sehr gering. Daher müssen bei diesem Verfahren sehr dicke Resistmasken verwendet werden. Problematisch bei diesem Verfahren sind auch Gräben (siehe **Abbildung 7.2a**), die durch reflektierte Ionen an den Maskenrändern entstehen (Trench-Effekt).

In chemischen Trockenätzverfahren können nur Gase Verwendung finden, die nach der Reaktion mit der zu ätzenden Schicht gasförmig bleiben. Die beim Ätzen entstehenden Reaktionsgase müssen vom Substrat abgeführt werden. Durch die isotrope Verteilung der Gaspartikel entsteht bei diesem Prozeß ein isotropes Ätzprofil (**Abbildung 7.2b**). Daher ist dies Verfahren zur Realisierung feiner Strukturen wie z.B. optischer Gitter nicht geeignet.

Das physikalisch-chemische Trockenätzverfahren kombiniert die beiden vorherigen Ätzverfahren. Der Beschuss mit Ionen, Photonen oder Elektronen löst an der Oberfläche der zu ätzenden Schicht eine chemische Reaktion mit den Ätzgasen aus. Das reaktive Ionenätzen (Reactive Ion Etching - RIE) gehört zu diesen Verfahren. Die Selektivität des Ätzens liegt

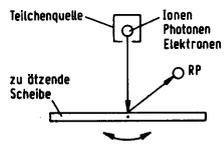
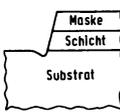
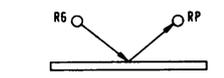
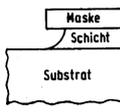
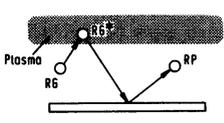
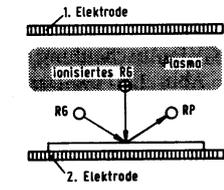
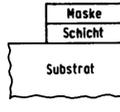
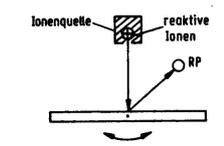
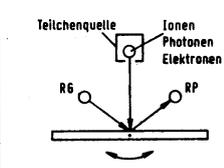
Ätzprozeß	Prinzip	Verfahren	Typische Ätzprofil
Physikalisches Trockenätzen a		<ul style="list-style-type: none"> • Ionenätzen (IBE: Ion Beam Etching; Sputter Etching) • Laserverdampfen • Elektronenstrahlverdampfen 	
Chemisches Trockenätzen b		<ul style="list-style-type: none"> • Trockenätzen mit reaktivem Gas 	
		<ul style="list-style-type: none"> • Chemisches Trockenätzen (CDE: Chemical Dry Etching) • Plasmaätzen im Barrelreaktor 	
Chemisch-Physikalisches Trockenätzen c		<ul style="list-style-type: none"> • Reaktives Ionenätzen (RIE: Reactive Ion Etching) • Plasmaätzen im Parallelplattenreaktor 	
		<ul style="list-style-type: none"> • Reaktives Ionenstrahlätzen (RIBE: Reactive Ion Beam Etching) 	
		<ul style="list-style-type: none"> • CAIBE: Chemically Assisted Ion Beam Etching • photonenunterstütztes chemisches Ätzen • elektronenunterstütztes chemisches Ätzen 	

Abbildung 7.2: Verschiedene Arten des Trockenätzens: a) physikalisch b) chemisch c) chemisch-physikalisch. RG=Reaktionsgas, RG*=angeregtes Reaktionsgas, RP=Reaktionsprodukt

zwischen der des rein physikalischen und des rein chemischen Ätzens. Wie auch beim chemischen Ätzen können nur Gase verwendet werden, die ein flüchtiges Reaktionsprodukt bilden. Die Güte der Anisotropie hängt von dem verwendeten Verfahren und dem Gasdruck ab. Mit Hilfe des chemisch-physikalischen Trockenätzens können sehr feine Strukturen mit einem hohen Tiefe/Breite Verhältnis (aspect ratio) geätzt werden. Daher eignet sich dieses Verfahren gut zur Realisierung optischer Gitter.

Alle Trockenätzschritte in dieser Arbeit wurden vom Fraunhofer Institut für Silizium Technologie in Itzehoe mit RIE durchgeführt. Dort steht eine Anlage mit Einzelscheiben-Ausführung, Parallelplatten-Anordnung der Elektroden und kapazitiver Hochfrequenzkopplung (13,56 MHz) zur Verfügung. Die zu ätzenden Substrate liegen bei dieser Anlage auf der HF-gespeisten Elektrode. Da der Reaktor zur Prozessierung von Wafern bis zu 200 mm im Durchmesser vorbereitet ist, wird zur Prozessierung von 3" Wafer die Elektrode mit ARDEL* (wärme- und plasmabeständiger Kunststoff, Polyarylat) abgedeckt, um eine mögliche Kontamination der zu ätzenden Materialien zu vermeiden.

7.1.4 Passivierung

Zur Passivierung wird meist Siliziumdioxid (SiO_2) verwendet. SiO_2 kann thermisch gewachsen, mit CVD abgeschieden oder durch Kathodenzerstäubung aufgesputtert werden.

Die einfachste Möglichkeit SiO_2 Schichten herzustellen besteht darin, eine Si Oberfläche thermisch zu oxidieren. Dazu muß dem aufgeheizten Wafer (700 - 1200 °C) lediglich Sauerstoff O_2 (trockene Oxidation) oder Wasserdampf H_2O (nasse Oxidation) zugeführt werden. Da bei diesem Verfahren Si in SiO_2 umgewandelt wird, verringert sich die Schichtdicke des Si mit wachsender Schichtdicke des SiO_2 . Ferner tritt bei thermisch oxidierten SiO_2 Schichten eine Veränderung der Störstellenverteilung in der Nähe der Grenzfläche SiO_2/Si auf. Bei Donatoren (Phosphor) ist eine Anhäufung der Dotieratome („Schneepflugeffekt“), bei Akzeptoren (Bor) eine Reduzierung der Dotieratome an der Grenzfläche festzustellen [70].

Ist es erforderlich, die Si Schicht unverändert zu belassen, oder sollen SiO_2 Schichten auf einem anderem Material erzeugt werden, so muß SiO_2 abgeschieden oder aufgesputtert werden. Das Abscheiden von SiO_2 mittels CVD ähnelt der thermischen Oxidation, jedoch wird Si in Form eines siliziumhaltigen Gases zugeführt. Die CVD wird bei etwas niedrigeren Temperaturen (350 - 700 °C) als die thermische Oxidation durchgeführt. Mit CVD abgeschiedene Schichten werden in verdünnter Flußsäure wesentlich schneller geätzt als thermisches Oxid, was auf einen lockereren Aufbau der Schichten schließen lässt. Mit einer der CVD folgenden Temperung der Scheiben kann dies jedoch überwunden werden.

Auch ist die Qualität von gesputterten SiO_2 Schichten nicht optimal, so daß solche Schichten z.B. als Gate-Oxid nicht verwendet werden können, da hier besonders gut isolierende Schichten benötigt werden. Gesputterte SiO_2 Schichten werden häufig lediglich als Deckoxid zum Schutz der Bauelemente verwendet. Durch eine Zusetzung von 40% O_2 zur Sputteratmosphäre und einem langsamen Aufwachsen können mit nachfolgendem Tempersschritt jedoch auch hochqualitative SiO_2 Schichten aufgewachsen werden [71], die den Anforderungen der MOS-Technologie genügen. An die in dieser Arbeit verwendete SiO_2 Deckschicht werden keine hochqualitativen Ansprüche gestellt, so daß ein Sputterverfahren problemlos eingesetzt werden kann.

7.1.5 Kontaktierung

Zur elektrischen Ansteuerung der Bauelemente müssen ohmsche Kontakte auf den Wafern realisiert werden. Die Kontaktierung von p-dotierten Schichten ist durch Aufwachsen von Metall relativ einfach möglich. Bei n-dotierten Schichten muß zur Vermeidung von Schottky-Kontakten die n-Schicht zuvor sehr hoch dotiert werden. Zur Kontaktierung verwendet man Aluminium oder Titan, das zumeist aufgesputtert wird. Bei Verwendung von Aluminium diffundiert im folgenden Tempersschritt Si an den Kontakten so lange in das Aluminium, bis die Löslichkeitsgrenze des Si im Al erreicht ist. Die Löslichkeitsgrenze liegt bei einer typischen Tempertemperatur bei 0,5%. Ähnlich wie beim anisotropen Ätzen (Kapitel 7.1.3) bevorzugt die Diffusion $\langle 001 \rangle$ Flächen, während $\langle 111 \rangle$ Ebenen praktisch als Diffusionsstop wirken. Daher bilden sich pyramidenähnliche Löcher (vgl. Justiermarken

in Kapitel 7.1.2), die mit Aluminium aufgefüllt werden. Die Tiefe der Löcher, auch „Spikes“ genannt, hängt von der Fläche des Kontaktlochs und dem zu sättigenden Aluminiumvolumen ab. Da Spikes sehr tief ins Substrat wachsen können, was zu Kurzschlüssen führen kann, ist man dazu übergegangen, anstatt reinem Aluminium eine siliziumhaltige Al-Legierung mit Si Anteilen in Nähe der Löslichkeitsgrenze (99% Al, 1% Si) aufzusputtern.

7.2 Charakterisierungsverfahren

Der Herstellungsprozeß sollte von Charakterisierungsmethoden begleitet werden, um Störungen im Prozeßablauf frühzeitig erkennen zu können. Daher werden üblicherweise neben den erwünschten Elementen auch Teststrukturen erzeugt, die während oder am Ende des Prozeßablaufs Einblicke in die Qualität der Prozesse erlauben. Einige der Charakterisierungsverfahren (z.B. SIMS) zerstören die Meßprobe, so daß eine Wiedereinschleusung der untersuchten Wafer in den Prozeßablauf nicht möglich ist. Bei den in dieser Arbeit im Prozeß befindlichen „scharfen“ Wafern wurde stets ein Testwafer für Optimierungs- und Testzwecke mitprozessiert. Falls die Charakterisierungsmethoden eine Zerstörung des Wafers erforderten, wurde der Testwafer durch einen neuen Wafer ersetzt, der am weiteren Prozeßablauf teilnahm. Einige der Charakterisierungsmethoden werden im folgenden beschrieben.

7.2.1 Rasterelektronenmikroskop

Das Rasterelektronenmikroskop (REM) ist ein Mikroskop, das einen Elektronenstrahl anstelle eines Lichtstrahls auf eine zu untersuchende Probe wirft. Das REM kann nur im Vakuum betrieben werden, da nur hier die mittlere freie Weglänge der Elektronen groß genug ist. Mit Hilfe von elektrischen und magnetischen Linsen wird der Elektronenstrahl gebündelt und rasterförmig über die Probe bewegt. Die durch die Probe abgelenkten Elek-

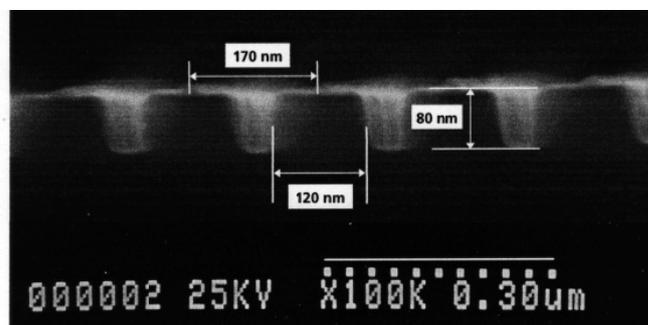


Abbildung 7.3: REM einer Teststruktur zur Optimierung der **Trockenätzparameter** der in dieser Arbeit verwendeten optischen Gitter

tronen (Primärelektronen) und die durch den Beschuss aus der Probe herausgeschlagenen Elektronen (Sekundärelektronen) werden mit entsprechenden Detektoren aufgenommen. Da Sekundärelektronen eine deutlich geringere Energie besitzen, können sie nur aus oberflächennahen Schichten (wenige nm) die Probe verlassen und eignen sich daher besonders für topographische Aufnahmen der Probe. Aufgrund der geringen Energie können die Sekundärelektronen leicht mit einem elektrischen Feld von den Primärelektronen getrennt werden. Die Dichte der detektierten Elektronen bestimmt die Helligkeit des entsprechenden Bildpunktes am Monitor. An Stufen und Kanten treten vermehrt Sekundärelektronen aus, was auf dem Monitor zu einem erhöhten Randkontrast führt, der das Bild plastischer erscheinen lässt (Abbildung 7.3).

7.2.2 Röntgendiffraktometrie

1913 entdeckte W. L. Bragg, daß die Intensität eines an einem Kristall reflektierten Röntgenstrahls abhängig vom Reflexionswinkel variiert. Er konnte dies auf Interferenzen zurückführen, die entstehen, sobald Röntgenstrahlen an unterschiedlichen Atomlagen reflektiert werden. Die Intensität der Reflexion ist abhängig vom Reflexionswinkel θ , dem Abstand d der Atomlagen und von der Wellenlänge λ des Röntgenstrahls. Ein Java-Applet [72] (Abbildung 7.4) verdeutlicht dies sehr anschaulich. Die Röntgenstrahlinterferenz wird Röntgendiffraktometrie (XRD = X-Ray Diffraction) genannt. XRD Messungen werden über

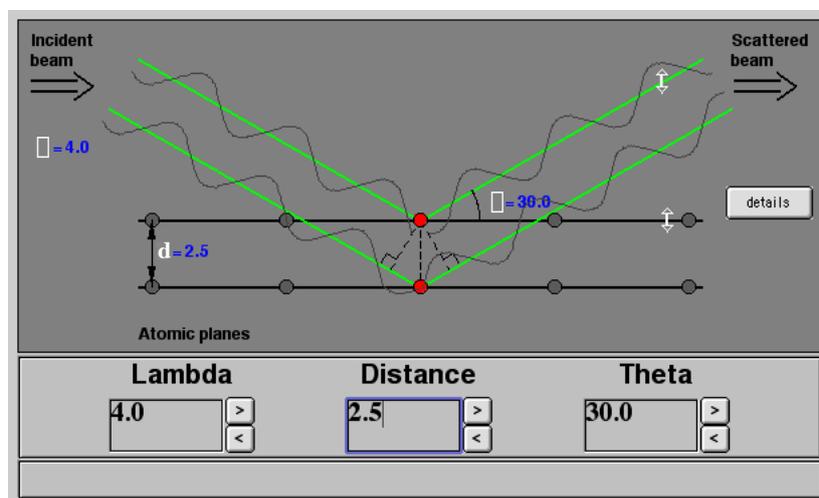


Abbildung 7.4: XRD Java-Applet

einen erwünschten Winkelbereich in Diffraktogrammen aufgetragen, auf denen Beugungsbildmaxima (peaks) unterschiedlicher Intensität und Breite erkennbar werden. **Abbildung 7.5** zeigt ein Diffraktogramm der Probe „LARS11“. Der Winkel θ ist bei diesem Diffraktogramm in Bogensekunden in Bezug zum Reflexionsmaximum des Substrats (Si peak) angegeben. Wird die gemessene Intensitätsverteilung mit bekannten (simulierten) Diffraktogrammen verglichen, lassen sich Rückschlüsse auf die Kristallstruktur des gemessenen Substrats ziehen. So lassen sich Ge-Gehalt und Schichtdicke einer auf Si aufgewachsenen

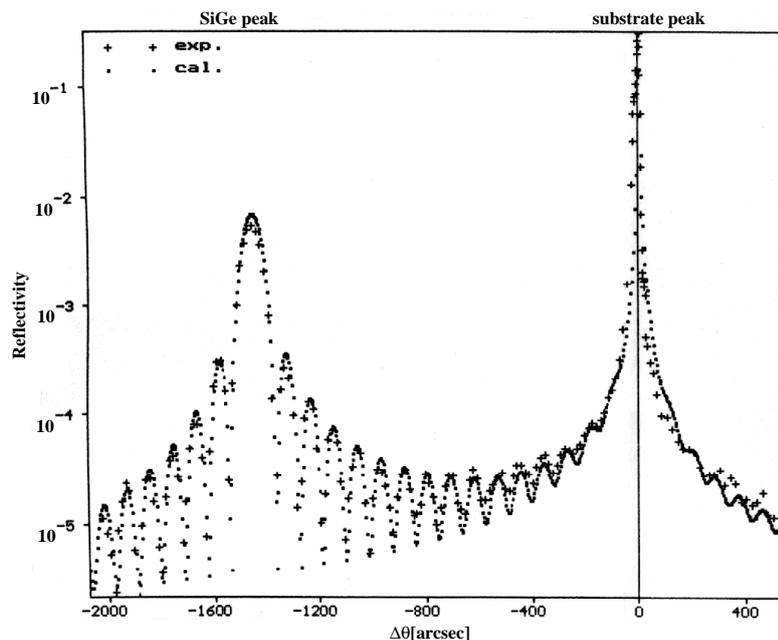


Abbildung 7.5: XRD-Diffraktogramm der Probe „LARS11“

SiGe Schicht mittels XRD ermitteln. Relaxierte SiGe Schichten können im XRD schnell erkannt werden. Zur Bestimmung des Ge-Gehalts sollte das nichtlineare Verhalten der Gitterkonstanten zum Ge-Gehalt [28] berücksichtigt werden, was bei einigen kommerziell erhältlichen Simulationsprogrammen nicht selbstverständlich ist. Die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit einem semi-kinematischen Algorithmus nach dem Modell von Kyutt et al. [73] durchgeführt. Die Anpassung zur Meßkurve erfolgte mittels eines Simplex-Algorithmus, wobei die mittleren Fehlerquadrate der Logarithmuswerte minimiert wurden [74]. Dieses Verfahren führt zu Meßgenauigkeiten bei der Messung der Schichtdicke von ± 2 nm und beim der Messung des Ge-Gehalts von $\pm 0,5\%$ [75].

Die in dieser Arbeit verwendete Röntgendiffraktometrie wurde vom Institut für Halbleiterphysik in Frankfurt (Oder) an einem Röntgen-Zweikristalldiffraktometer mit CuK(alpha)-Strahlung, 400-Reflexion, durchgeführt.

7.2.3 Photolumineszenz

Bei der Photolumineszenz (PL) wird ein Halbleiter bei tiefen Temperaturen mit Licht kurzer Wellenlänge bestrahlt. Die Energie der Lichtquanten ist höher als die der Bandlücke des Halbleiters. Dadurch werden Elektronen des Halbleiters ins Leitungsband angehoben und es entstehen Elektron-Loch-Paare (Generation). In der Regel befinden sich die Elektronen nach der Anregung nicht exakt an der Leitungsbandkante sondern je nach Energie der Strahlung mehr oder weniger weit darüber, was einer zusätzlichen kinetischen Energie entspricht (Abbildung 7.6). Die Überschußenergie geben die Ladungsträger sehr schnell (in Picosekunden [76]) durch unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse wieder ab und fallen auf die Leitungsbandkante zurück (Thermalisierung). Die Elektronen können danach in direkten

Halbleitern, wie etwas GaAs, direkt ins Valenzband „fallen“ und mit einem Loch rekombinieren. Dabei geben sie ihre Energie in der Regel in Form von Licht ab. Das Licht wird von Detektoren mit hoher Energieauflösung registriert.

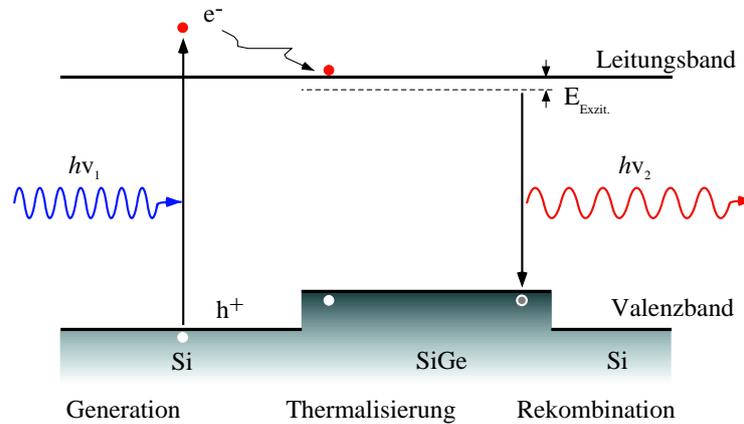


Abbildung 7.6: Generation und Rekombination im Halbleiter

Im indirekten Halbleiter können Elektronen nicht direkt mit den Löchern im Valenzband rekombinieren, da das Valenzbandmaximum und das Leitungsbandminimum nicht beim gleichen Wellenvektor k liegen. Für eine Rekombination sind zusätzliche Stoßpartner (Phononen) notwendig, was zu einer großen Lebensdauer der Ladungsträger führt. Die Elektronen haben somit ausreichend Zeit nichtstrahlende Rekombinationsmöglichkeiten zu finden, was sich in einer geringen Lumineszenzausbeute niederschlägt. In SiGe Schichten haben die Elektronen aufgrund der höheren Coulombwechselwirkung mit den dort angehäuften Löchern eine erhöhte Aufenthaltswahrscheinlichkeit. Bei tiefen Temperaturen bilden die Elektronen und Löcher im verbotenen Band der SiGe Schicht Exzitonen (Abbildung 7.6). In indirekten Halbleitern können zwei Arten der phononenbeteiligten Rekombination beobachtet werden: die Rekombination mit Beteiligung von transversal-akustischen (TA) oder transversal-optischen (TO) Phononen. In SiGe sind auch Rekombinationen ohne Phononen (no phonon - NP) möglich, da die Quasiimpulserhaltung aufgrund der statistischen Unordnung in einer Legierung teilweise verletzt werden kann. Treten im SiGe Relaxationen auf (Abbildung 6.6), so entstehen Störstellen, die zu Störstellenniveaus in der Bandlücke des SiGe führen. Elektronen, die über Störstellen rekombinieren verursachen Lumineszenzsignale, deren Photonenenergien unterhalb der Bandlückenenergie des Halbleiters liegen. In der Photolumineszenz werden diese versetzungsinduzierten Störstellenübergänge mit D_1 , D_2 , D_3 und D_4 bezeichnet. Die Photolumineszenz wird üblicherweise an Proben durchgeführt, die mit einer Deckschicht versehen wurden. Die Deckschicht verhindert eine strahlungslose Rekombination der erzeugten Ladungsträger an den an der Oberfläche befindlichen Störungen [77].

Die Photolumineszenzmessungen dieser Arbeit wurden im Physik-Department der Technischen Universität München durchgeführt.

7.2.4 Sekundärionenmassenspektroskopie

Mit Hilfe der Sekundärionenmassenspektroskopie (SIMS) kann ein Tiefenprofil von der Dotierung einer Probe präzise bestimmt werden. Dazu wird die Oberfläche der Probe rasterförmig mit einem Ionenstrahl (Primärionen, z.B. Cä, O bzw. Ar) mit Energien zwischen 1 und 20 keV beschossen, der Atome und Moleküle aus den jeweils obersten Atomlagen der Probe herausschlägt. Ein Teil der Atome und Moleküle werden beim Herausschlagen ionisiert (Sekundärionen) und mit Hilfe eines Massenspektrometers nachgewiesen. Um Verfälschungen bei der Messung zu vermeiden, wird die Sekundärionenmassenspektroskopie im Ultra Hoch Vakuum (UHV) durchgeführt. Durch die Sekundärionenmassenspektroskopie entsteht auf der Probe ein Krater, dessen Tiefe nach der Messung bestimmt wird. Legt man eine gleichmäßige Abtragrates zu Grunde, so kann den nachgewiesenen Sekundärionen und somit der Dotierung eine Tiefe zugeordnet werden. Um Randeffekte zu vermeiden, werden die Sekundärionen großflächig abgetragen, die Messung erfolgt jedoch nur, wenn sich der Primärionenstrahl in der Mitte des Kraters befindet. Eine Kalibrierung der detektierten Sekundärionenmenge erfolgt durch einen Vergleich mit Eichstandards, wie z.B. einem konstant dotierten Substrat.

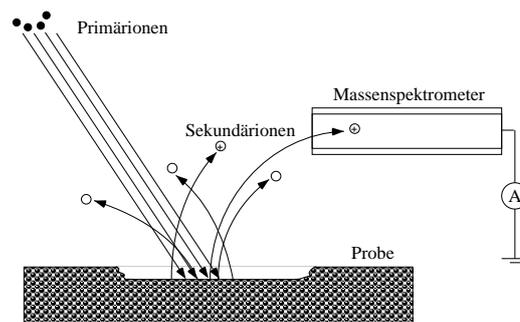


Abbildung 7.7: Schematischer Aufbau einer SIMS Anlage

7.2.5 Dioden

Der Sperrstrom von pn-Dioden oder pin-Dioden kann Aufschluß geben über die Schichtqualität der zwischen dem p und n dotierten Bereich liegenden Schicht der Diode. Wird eine Diode in Sperrichtung betrieben, so fließt ein Sperrstrom I_s durch die Diode, der abhängig von der Querschnittsfläche der Diode ist. Bei Querschnittsflächen A der Diode die größer sind als die kritische Diodenquerschnittsfläche A_{krit} fließt der Strom überwiegend durch das Volumen der Diode (I_{sV}). Bei Dioden mit einer kleineren Querschnittsfläche überwiegt der Strom nahe der Oberfläche der Diode (I_{sO}). Er fließt dort aufgrund ungesättigter Bindungen [78]. Es gilt also:

$$I_s \propto \begin{cases} I_{sO}, & \text{für } A < A_{krit} \\ I_{sV}, & \text{für } A \geq A_{krit} \end{cases} \quad (7.2)$$

Ferner gilt:

$$I_{sV} \propto A \quad ; \quad I_{sO} \propto u_A \propto \sqrt{A} \quad ; \quad I_s \propto N_{def} \quad (7.3)$$

und

$$I_{sV} \propto e^{\frac{eU_{PN}}{nk_B T}} \quad ; \quad I_{sO} \propto U_D \quad (7.4)$$

Dabei bezeichnet u_A den Umfang der Diodenquerschnittsfläche, N_{def} die Anzahl der Defekte in der Kristallstruktur zwischen p- und n-Gebiet der Diode und U_{PN} die an die Diode angelegte Spannung. Es folgt

$$I_s \propto \begin{cases} N_{def} \cdot \sqrt{A}, & \text{für } A < A_{krit} \\ N_{def} \cdot A, & \text{für } A \geq A_{krit} \end{cases} \quad (7.5)$$

und damit

$$\ln(I_s) \propto \begin{cases} \ln(N_{def}) + \frac{1}{2} \ln(A), & \text{für } A < A_{krit} \\ \ln(N_{def}) + \ln(A), & \text{für } A \geq A_{krit} \end{cases} \quad (7.6)$$

Über die Sperrströme können somit Aussagen über die Kristalldefekte in der Raumladungszone der Diode gemacht werden. Dazu ist es allerdings notwendig, die Sperrströme mehrerer Dioden mit unterschiedlicher Querschnittsfläche zu messen. Um vergleichbare Ergebnisse zu bekommen, müssen alle Dioden mit der gleichen Diodenspannung U_{PN} vermessen werden. Die gemessenen Sperrströme der Dioden werden in einem doppelt-logarithmischen Graphen aufgetragen und mit theoretischen Kennlinien verglichen. Bei konstanter Defektzahl N_{Def} in der Querschnittsfläche $A \geq A_{krit}$ ist eine Steigung mit $m = 1$ für diese Kennlinien charakteristisch. (Abbildung 7.8).

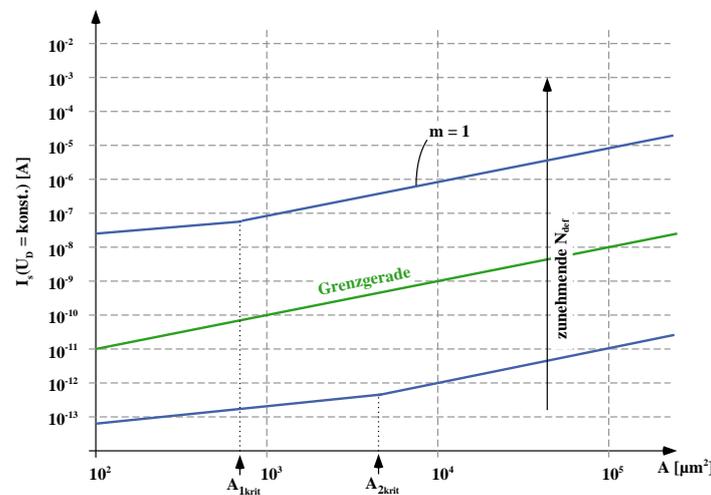


Abbildung 7.8: Sperrstrom I_D [A] in Abhängigkeit der Diodenfläche A [μm^2] [78]

Springen die gemessenen Diodenströme ab einer bestimmten Diodenquerschnittsfläche auf eine höherliegende Kennlinie, so treten ab dieser Querschnittsfläche Defekte auf, die einen höheren Strom durch die Diode verursachen. Bleiben die Sperrströme unter einer Grenzgeraden, die durch den Punkt $A = 10^3 \mu\text{m}^2$ und $I_S = 1 \cdot 10^{-10}$ A geht, so spricht man von einer guten Kristallqualität. Liegen die Sperrströme mindestens zwei Größenordnungen unter der Grenzgeraden wird die Kristallqualität als sehr gut klassifiziert.

7.3 Prozeßschritte

Zu Beginn eines jeden Fertigungsprozesses steht die RCA-Reinigung der Substrate. Als Substrat werden in allen Fertigungsprozessen dieser Arbeit p^- dotierte $\langle 001 \rangle$ Si-Wafer verwendet. Prozessiert werden jeweils drei „scharfe“ Wafer, auf denen sowohl die optischen, steuerbaren Filter als auch einige Teststrukturen, wie **pin-Dioden** und **PL-Felder**, realisiert werden. Parallel dazu wird ein Testwafer mitprozessiert, der im Fertigungsprozeß zur Optimierung der einzelnen Prozeßschritte, z.B. der Trockenätzschritte, dient. Dieser Wafer steht zerstörungsbehafteten Charakterisierungsverfahren zur Verfügung.

Nach der Reinigung der Wafer erfolgt der erste **MBE-Wachstumsschritt**. Dieser beginnt mit dem Aufwachsen eines $1 \mu\text{m}$ dicken p^- Si Puffers. Als Akzeptor dient Antimon (Sb). Auf den Puffer wird bei $T_{s, SiGe} = 450 \text{ }^\circ\text{C}$ eine 200 nm dicke SiGe Schicht mit einem Ge-Gehalt von $x = 0,16$ aufgewachsen. Die Verifizierung der Schichtdicke und der Schichtqualität der SiGe Schicht erfolgt anschließend per **Röntgendiffraktometrie**.

Im nächsten Schritt werden die **Justiermarken** strukturiert. Dies beginnt mit der Vorbereitung der Wafer auf die **Elektronenstrahlithographie**. Vor der Belackung werden die Wafer einer Reinigung mit Aceton und Isopropanol sowie einer Hydrophilisierung im Sauerstoffplasma (**Tabelle 7.1**, Prozeßschritt Nr. 5) unterzogen. Das Aufbringen eines Haftvermittlers nach der Reinigung verbessert die Haftung des Photolacks auf dem Substrat. Als Photolack wird der UVIII-05 Lack der Firma Shipley verwendet. Als Haftvermittler kommt HMDS zum Einsatz. Die Vorbereitung der Wafer verläuft bei allen anderen Lithographieschritten in gleicher Weise. Für die Ätzung der Justiermarken wird ein relativ dicker Resist benötigt, da die Justiermarken sehr tief in das Substrat geätzt werden müssen. Die Belackung erfolgt dynamisch durch Aufschleudern. Durch kurzzeitiges Erhitzen der Wafer (Pre-Exposure Bake) auf einer Kontaktplatte (Hotplate) bei ca. $150 \text{ }^\circ\text{C}$ werden die Lösungsmittel des Lacks vollständig ausgetrieben. Die Justiermarken erfordern mit Ihren Dimensionen von $20 \times 20 \mu\text{m}$ keine hohen Auflösungen in der Elektronenstrahlithographie und sind daher recht unkritisch. Nach einer erneuten Erhitzung (Post-Exposure Bake) auf der Hotplate wird der Lack in einem Tauchbad im wässrig alkalischen Entwickler (MF322) entwickelt. Zur Ätzung der Justiermarken wird ein **Tiefenätzer** mit SF_6 Prozeß angewandt. Der nach dem Ätzvorgang verbliebene Resist kann im Sauerstoffplasma verascht werden. Zum Schluß wird die Funktion der Justiermarken durch eine Detektionsprobe im Elektronenstrahlschreiber kontrolliert.

Nach der üblichen Vorbereitung erfolgt die Belackung und der Pre-Exposure Bake der Wafer für die Lithographie der optischen Gitter. Der Lack hat danach eine Dicke von ca. 340 nm . Belichtet wird mit einer Beschleunigungsspannung von 50 kV und Spotgrößen von $35\text{-}50 \text{ nm}$. Die optischen Gitter sind sehr fein strukturiert und erfordern dadurch eine hohe Auflösung des Elektronenstrahlschreibers. Der Belichtung folgt ein Post Exposure Bake auf der Hotplate für 7 s bei $140 \text{ }^\circ\text{C}$ und die Entwicklung im Tauchbad. Die Strukturierung der Gitter erfolgt mittels **RIE** bei sehr geringen Ätzraten. Durch die geringen Drücke von $5 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$ können geringe Ätzraten im SiGe von 20 nm/min realisiert werden. Dies verleiht dem Ätzprozeß die gewünscht hohe Anisotropie. Nach der Strukturierung wird der verbleibende Photoresist im Sauerstoffplasma verascht. Es wird beobachtet, daß die Intensität der

Photolumineszenzspektren vergrabener SiGe Schichten nach dem Ätzen der Si Deckschicht mit SF₆ deutlich abnehmen [79]. Dies wird auf schwefel- und fluorhaltige Verbindungen zurückgeführt, die auf der Oberfläche sitzen und deren Oberflächenpotentiale sich so weit in das Volumenmaterial auswirken, daß die Lumineszenz der SiGe Schicht gestört wird. Beim Tempern desorbieren diese Verbindungen, und die Lumineszenz der SiGe Schicht nimmt zu. Daher erholen sich die Lumineszenzspektren schon bei sehr geringer thermischer Behandlung. Defekte könnten bei derartig niedrigen Temperaturen nicht ausgeheilt werden.

Der folgende Wachstumsschritt erfolgt wieder mittels MBE. Die Schichtdicke der mit Phosphor ($N_{D,n-Si} = 5 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$) n⁻ dotierten Si Schicht liegt bei 1 µm. Um eine Interdiffusion [80] des Germaniums, also ein Zerfließen des Ge-Gehalts im Schichtprofil der Probe und eine Relaxation der SiGe Schicht beim Aufwachsen des n⁻ Si nicht zu unterstützen, wird die n⁻ Si Schicht bei einer niedrigen Temperatur $T_{s,n-Si} = 600$ °C gewachsen. Im Anschluß wird der Phosphorfluß deutlich erhöht und eine 100 nm dicke n⁺ Si Schicht mit einer Dotierung von $N_{D,n+Si} = 5 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ aufgewachsen. Diese dient der besseren Kontaktierung des Silizium mit dem zu einem späteren Zeitpunkt aufgesputterten Aluminium. Da nun die Proben mit einer Si Deckschicht versehen sind, läßt sich die Qualität der SiGe Schicht mittels Photolumineszenz ermitteln.

Die Prozeßschritte für die Kontaktflächen und den Wellenleiter unterscheiden sich nur noch marginal von den vorherigen. Die Unterschiede liegen lediglich in einigen Parametern, die aus Tabelle 7.1 entnommen werden können. Die Vorhergehensweise in den einzelnen Prozeßschritten ist jedoch identisch. Zur Realisierung der Kontaktlöcher wird ein CF₄ Prozeß angewendet.

Die Metallisierung ist das einzige naßchemisch strukturierte Layout. Dennoch kann auch für diesen Schritt der UVIII Lack in der Lithographie verwendet werden. Damit ähnelt der Prozeß den vorherigen, jedoch muß der Lack mit 780 nm sehr viel dicker aufgetragen werden. Als Ätzlösung kommt eine kommerziell erhältliche Phosphorsäureätzmischung zum Tragen. Das Ätzverfahren ist isotrop, was bei diesem Prozeßschritt jedoch unkritisch ist.

Tabelle 7.1: Prozeßschritte im Überblick

Nr.	Prozeßschritt	Methode	Parameter
1.	Reinigung	RCA-Clean	
2.	Wachstum p ⁻ Si	MBE	Dicke: $h_{pSi} = 1 \mu\text{m}$ Temperatur: $T_{s,pSi} = 700$ °C Dotierung (Sb): $N_{A,pSi} = 5 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$
3.	Wachstum SiGe	MBE	Dicke: $h_{SiGe} = 200$ nm Temperatur: $T_{s,SiGe} = 450$ °C Ge-Gehalt: $x = 0,16$
4.	Kontrolle	XRD	SiGe-Schichtdicke und Ge-Gehalt

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von der vorherigen Seite

Nr.	Prozeßschritt	Methode	Parameter
5.	Vorbereitung	→	Naßreinigung: Aceton mit Isopropanol O ₂ -Plasma 150W, t = 5 Min. Haftvermittler: HMDS
6.	Belacken	Dynamisch	Lack: UVIII-5 (Shipley) Dicke: 600 nm
7.	Belichten	E-Beam	Layer: „Justiermarken“ Beschl.-Spannung: U = 50 kV Spotgröße: 150 nm
8.	Entwickeln	Tauchbad	Entwickler: MF322 (Shipley), t = 2 Min.
9.	Strukturieren	SF ₆ (ASE)	Ätztiefe: $t_{Just} = 14 \mu\text{m}$
10.	Entlacken	O ₂ -Plasma	
11.	Kontrolle	E-Beam	Justiermarkenerkennung
12.	Vorbereitung	→	identisch mit Prozeßschritt Nr.5
13.	Belacken	Schleudern	Lack: UVIII-5 (Shipley) Dicke: 300 - 350 nm
14.	Belichten	E-Beam	Layer: „Optisches Gitter“ Beschl.-Spannung: U = 50 kV Spotgröße: 40-50 nm
15.	Entwickeln	Tauchbad	Entwickler: MF322 (Shipley), t = 90s
16.	Strukturieren SiGe	SF ₆	Ätztiefe: $t_G = 100 \text{ nm}$
17.	Entlacken	O ₂ -Plasma	
18.	Heilung SiGe	Tempern	Temperatur: $T_t = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ Zeit: 20 min
19.	Reinigung	RCA-Clean	
20.	Wachstum n ⁻ Si	MBE	Dicke: $h_{n-Si} = 1 \mu\text{m}$ Temperatur: $T_{s,n-Si} = 600 \text{ }^\circ\text{C}$ Dotierung (P): $N_{D,n-Si} = 5 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$
21.	Wachstum n ⁺ Si	MBE	Dicke: $h_{n+Si} = 100 \text{ nm}$ Temperatur: $T_{s,n+Si} = 600 \text{ }^\circ\text{C}$ Dotierung (P): $N_{D,n+Si} = 5 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$
22.	Kontrolle	PL	SiGe Schichtqualität
23.	Vorbereitung	→	identisch mit Prozeßschritt Nr.5
24.	Belacken	Schleudern	Lack: UVIII-5 (Shipley) Dicke: 500 nm
25.	Belichten	E-Beam	Layer: „Kontaktflächen“ Beschl.-Spannung: U = 50 kV Spotgröße: 70 - 90 nm
26.	Entwickeln	Tauchbad	Entwickler: MF322 (Shipley), t = 90s
27.	Strukturieren n ⁺ Si	SF ₆	Ätztiefe: $t_{n+Si} = 100 \text{ nm}$
28.	Entlacken	O ₂ -Plasma	

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von der vorherigen Seite

Nr.	Prozeßschritt	Methode	Parameter
29.	Vorbereitung	—→	identisch mit Prozeßschritt Nr.5
30.	Belacken	Schleudern	Lack: maN2405 (mrt) Dicke: 500 nm
31.	Belichten	E-Beam	Layer: „Wellenleiter“ Beschl.-Spannung: U = 50 kV Spotgröße: 70 - 90 nm
32.	Entwickeln	Tauchbad	Entwickler: MF322 (Shipley), t = 90s
33.	Strukturieren n ⁻ Si	SF ₆	Ätztiefe: $t_{n-Si} = 300$ nm
34.	Entlacken	O ₂ -Plasma	
35.	Heilung Si	Tempern	Temperatur: $T_t = 600$ °C Zeit: 20 min
36.	Vorbereitung	—→	identisch mit Prozeßschritt Nr.5
37.	Wachstum SiO ₂	Sputtern	Dicke: $h_{SiO} = 500$ nm
38.	Belacken	Schleudern	Lack: UVIII-5 (Shipley) Dicke: 500 nm
39.	Belichten	E-Beam	Layer: „Kontaktlöcher“ Beschl.-Spannung: U = 50 kV Spotgröße: 70 - 90 nm
40.	Entwickeln	Tauchbad	Entwickler: MF322 (Shipley), t = 90s
41.	Strukturieren SiO ₂	CF ₄	Ätztiefe: $t_{SiO} = 500$ nm
42.	Entlacken	O ₂ -Plasma	
43.	Vorbereitung	—→	identisch mit Prozeßschritt Nr.5
44.	Wachstum Al	Sputtern	Dicke: $h_{Al} = 500$ nm
45.	Belacken	Schleudern	Lack: UVIII-5 (Shipley) Dicke: 620 nm
46.	Belichten	E-Beam	Layer: „Metall“ Beschl.-Spannung: U = 50 kV Spotgröße: 150 nm
47.	Entwickeln	Tauchbad	Entwickler: MF322 (Shipley), t = 90s
48.	Strukturieren Al	Naßchemisch	Ätzlösung: Phosphorsäureätzmischung PES 80-16-04 (Merck) Ätztiefe: $t_{Al} = 500$ nm
49.	Entlacken	O ₂ -Plasma	
50.	Reinigung	RCA-Clean	
51.	Rückseitenkontakt	Sputtern Al	Dicke: $h_{Al} = 200$ nm

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit ist es, ein steuerbares Bandpaßfilter auf Grundlage optischer Gitter mit geneigten Gitterlinien in einem Si/SiGe Heterosystem zu entwickeln und zu optimieren. Die geneigten Gitterlinien sind in einem Wellenleiter implementiert und besitzen einen Winkel von 45° zur Ausbreitungsrichtung der Wellen im Wellenleiter. Mit dem Sendegitter ist es möglich, die im Wellenleiter geführten Wellen seitlich aus dem Wellenleiter auszukoppeln. Andererseits ist es möglich, seitlich auf den Wellenleiter zulaufende Wellen mit dem Empfangsgitter in den Wellenleiter einzukoppeln. Durch die Kombination beider Möglichkeiten kann eine Struktur realisiert werden, die Wellen von einem Wellenleiter in einen parallelen Wellenleiter überträgt. Zwei Arten der Übertragung sind hierbei denkbar: ein Z-förmiger Weg der Übertragung und ein U-förmiger Weg der Übertragung. Die Wellenlänge der übertragbaren Wellen wird durch die Gitterperiode des Gitters festgelegt. Diese wird auch durch den mittleren Brechungsindex des Wellenleiters festgelegt.

In dieser Arbeit sind die Gitter in den Halbleitern Silizium und Silizium-Germanium realisiert. Durch die Integration einer pin-Diode in die Struktur, mit SiGe als intrinsische Zone, ist es möglich, über den Plasma-Effekt den Brechungsindex des SiGe zu verändern, und somit den mittleren Brechungsindex im Gitterbereich zu variieren. Durch eine Erhöhung der injizierten Ladungsträger wird die Filterkurve zu niedrigeren Wellenlängen hin verschoben. Damit kann die Übertragung elektrisch gesteuert werden.

Die Übertragungsfunktion des Z-Gitterpaares besitzt mit etwa 40 nm eine große Bandbreite. Der Plasma-Effekt ist hier zu klein, um das Verschieben der Filterkurve um ein mehrfaches der Bandbreite zu gestatten. Dennoch kann das Z-Gitterpaar als breitbandiges Filter genutzt werden. Das U-Gitterpaar ist mit Bandbreiten von 0,2 - 0,3 nm deutlich schmalbandiger und eignet sich daher sehr gut, um die Filterkurve um ein mehrfaches der Bandbreite zu verschieben. Nach einer Abschätzung funktioniert das bereits bei Strömen im mA Bereich. Weitere Abschätzungen liefern Reaktionszeiten im Bereich von ns.

Es sind bereits heute optische Komponenten verfügbar, die ihre Übertragungsfunktion im Wellenlängenbereich verschieben können. Sie benötigen dazu jedoch einige ms. Die Möglichkeit, die Übertragungsfunktion in deutlich kürzeren Zeiten verschieben zu können, bietet neue Anwendungsmöglichkeiten in der optischen Nachrichtentechnik. Beispielsweise kann ein Lasersender mit fester Wellenlänge von z.B. $1,3 \mu\text{m}$ extern digital moduliert

werden. Das Einschalten der Strahlung erfolgt durch das Verschieben der Filterkurve des Modulators zur Wellenlänge der Quelle. Zum Ausschalten wird die Filterkurve von der Wellenlänge der Quelle weggeschoben. Der maximale Wellenlängenbereich, um den die Filterkurve verschoben werden muß, entspricht der Bandbreite des Modulators. Die erreichbare Bitrate kann bislang wegen der nur annähernd bekannten Schaltzeiten auch nur schwer abgeschätzt werden. Die Schaltzeit hängt jedoch sehr stark von der Wachstumsqualität der Halbleiterschichten und der Qualität der folgenden Prozeßschritte ab. Eine Messung der Zeiten ist hier unabdingbar.

Mit dem U-Gitterpaar ist es auch möglich, auf einem Lichtwellenleiter mehrere Übertragungskanäle unterschiedlicher Wellenlänge zu öffnen. Zwischen den Kanälen kann schnell umgeschaltet werden. Dies ist für optische Vermittlungen in DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing) Systemen interessant. Die z. Zt. verwendeten Vermittlungen müssen zuvor die eingehenden optischen Signale zunächst in elektrische umwandeln. Im Anschluß werden die Signale wieder optisch an den jeweiligen Adressaten weitergeleitet. Durch eine rein optische Vermittlung läßt sich das Verfahren erheblich vereinfachen. Abbildung 8.1 stellt eine solche optische Vermittlung dar. Die eintreffenden Datenpakete werden mittels

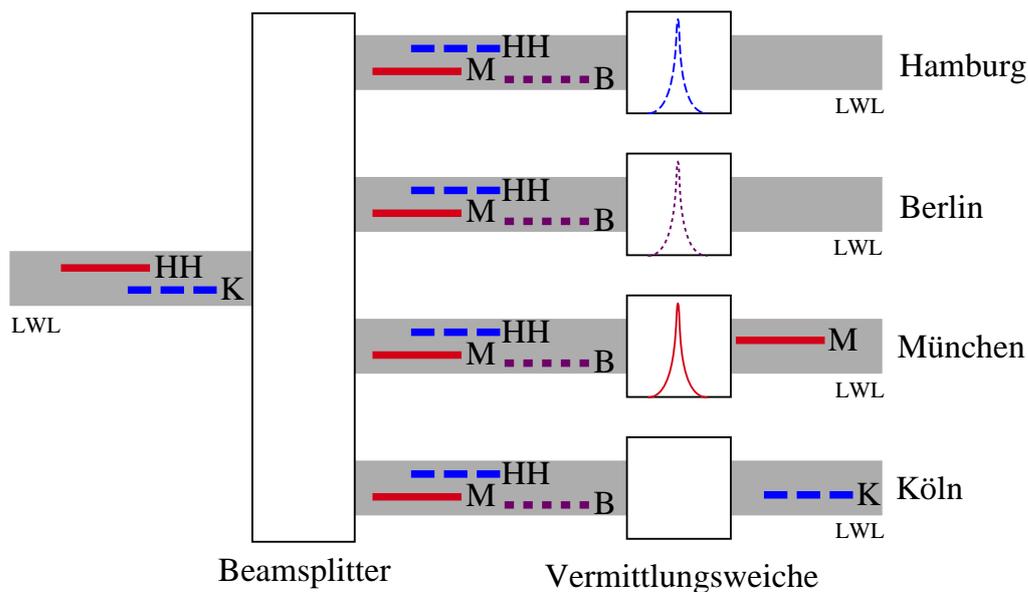


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung einer optischen Vermittlung

eines Beamsplitters auf mehrere Leitungen verteilt. Sie belegen unterschiedliche Kanäle (Wellenlängen) und sind an unterschiedliche Empfänger adressiert. Dies ist in Abbildung 8.1 durch Striche (Wellenlänge) bzw. Buchstaben (Empfänger) dargestellt. In der Vermittlung ist für jeden eingehenden Lichtwellenleiter (LWL) je eine Vermittlungsweiche einem Empfangsort zugeordnet. Die Vermittlung erfolgt durch das Verschieben der Filterkurve der zuständigen Vermittlungsweiche zu der entsprechenden Wellenlänge. Die übrigen Vermittlungsweichen haben zu dieser Zeit ihre Filterkurven bei anderen Wellenlängen und sperren somit dort die Weiterleitung des Pakets.

In dieser Arbeit ist ein Modell zur Simulation und Optimierung von Gitterlinien mit einem Winkel von 45° zur Ausbreitungsrichtung der Wellen entwickelt worden. Mit Hilfe dieses Modells kann solch eine Struktur dimensioniert und das Übertragungsverhalten berechnet werden. Der Prozeß zur Fertigung der Struktur wurde entwickelt und optimiert. Leider war es im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, diese vollständig zu produzieren. Dies ist auf Verzögerungen im Fertigungsprozeß zurückzuführen, die wesentlich dadurch entstanden, daß die einzelnen Prozeßschritte an unterschiedlichen Orten durchgeführt werden mußten. Mit einem baldigen Abschluß ist zu rechnen.

Anhang A

Abkürzungsverzeichnis

α	Winkel zwischen erster Bruchkante unter Waferoberfläche im Si Kristall
α	Winkel der Gitterlinien zur Rückenkante
α_S	Winkel der Gitterlinien des Sendegitters zur Rückenkante
α_E	Winkel der Gitterlinien des Empfangsgitters zur Rückenkante
β	Winkel zwischen zweiter Bruchkante unter Waferoberfläche im Si Kristall
ϵ_z	Eindringtiefe
ϵ	Dielektrizitätskonstante
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante im Vakuum
γ	Winkel der aus dem Sendegitter reflektierten Wellenkomponenten zur einfallenden Welle
Γ_{SiGe}	Confinementfaktor der SiGe Schicht
Γ_G	Confinementfaktor des Gitters
λ	Wellenlänge (allgemein)
λ_e	Wellenlänge des Elektronenstrahls
λ_0	Freiraumwellenlänge im Vakuum
Λ	Gitterperiode des optischen Gitters in z-Richtung
Λ_{Br}	Gitterperiode eines Bragg-Gitters
Λ_G	minimale Periodenlänge des Gitters
μ_e	Elektronenbeweglichkeit
ν	Poissonverhältnis
φ	Winkel zwischen zwei Bruchkanten im Si Kristall
τ	Ladungsträgerlebensdauer
θ	Einfallswinkel an einer Reflexionsebene
ϑ	Ausfallswinkel an einer Reflexionsebene
ϕ_i	Diffusionsspannung
a	Fläche des Modenfeldes
a_0	Gitterkonstante eines Halbleiters
a_{iSiGe}	Gitterkonstante von unverspanntem SiGe
a_f	Gitterkonstante der abgeschiedenen Schicht
a_s	Gitterkonstante des Substrats
$a_{\parallel SiGe}$	Laterale Gitterkonstante von verspanntem SiGe

$a_{\perp, SiGe}$	Transversale Gitterkonstante von verspanntem SiGe
A	Querschnittsfläche
A_{krit}	Querschnittsfläche
ASE	Advanced Silicon Etch
b	Burger Vektor
b_c	Seitliche Kantenlänge eines Filters
B_U	Bandbreite der Übertragungsfunktion beim U-Gitterpaar
B_Z	Bandbreite der Übertragungsfunktion beim Z-Gitterpaar
c_0	Lichtgeschwindigkeit
CVD	Chemical Vapor Deposition
D	Dielektrische Verschiebung
D_{SiGe}	Diffusionskonstante in SiGe
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing
E	elektrische Feldstärke
$E_{g, Ge}$	fundamentale Bandlücke von Ge
$E_{g, Si}$	fundamentale Bandlücke von Si
$E_{g, SiGe}$	fundamentale Bandlücke von SiGe
E_{R_m}	E-Feld der aus dem Sendegitter reflektierten Welle am Gitterort m
ΔE_v	Energiesprung im Valenzband
f	Gitterfehlanspassung
F_G	Querschnittsfläche des Gitters
F_{SiGe}	Querschnittsfläche der wellendurchfluteten SiGe Schicht
h_c	Kritische Schichtdicke von verspannten SiGe Schichten
h_K	Höhe der Metallisierung (Aluminium)
h_R	Höhe der n^- Schicht im Rücken
$h_{n^+ Si}$	Höhe der n^+ Schicht beim Wachstum
$h_{n^- Si}$	Höhe der n^- Schicht beim Wachstum = h_R
h_{pSi}	Höhe der p^- Si Schicht
h_{SiGe}	Höhe der SiGe Schicht
h_{SiO}	Höhe der SiO_2 Schicht
h_Z	Höhe der n^- Si Schicht zwischen den Rücken
H_U	Übertragungsfunktion des U-Gitterpaares
H_Z	Übertragungsfunktion des Z-Gitterpaares
I_s	Sperrstrom
I_{sO}	Sperrstrom über die Oberfläche einer Diode
I_{sV}	Sperrstrom durch das Volumen einer Diode
k	Bolzmannkonstante
k	Wellenvektor
k_1	Wellenvektor im SiGe
k_2	Wellenvektor im Si
k_{i_n}	Wellenvektoren der einfallenden Wellen
k_{r_n}	Wellenvektoren der reflektierten Wellen
K_G	Gittervektor
l_G	Länge der Gitter
L_{SiGe}	Diffusionslänge in SiGe

LPE	Liquid Phase Epitaxy
LWL	Lichtwellenleiter
m	Ort der laufenden Simulationszelle bezüglich der Gitterlänge
m_0	Masse des freien Elektrons
m_B	Bragg-Ordnung
m_e	Elektronenmasse
m_h	Löchermasse
m_π	Gitterort, an dem ein Phasensprung auftritt
M	Gitterlänge in Simulationszellen
M_{opt}	optimale Gitterlänge
M_{PmaxU}	Gitterlänge zum Erreichen der maximal möglichen Ausgangsleistung im U-Gitterpaar
MBE	Molecular Beam Epitaxy
n	Brechungsindex (allgemein)
n_1	Brechungsindex des Materials 1
n_2	Brechungsindex des Materials 2
n_i	Intrinsicdichte
$n_{i,Si}$	Intrinsicdichte des Si
$n_{i,SiGe}$	Intrinsicdichte des SiGe
n_{Si}	Brechungsindex des Si
n_{SiGe}	Brechungsindex des SiGe
\bar{n}_z	mittlerer Brechungsindex des Gitters
N	Ladungsträgerdichte
Δn_e	Brechungsindexänderung durch freie Elektronen
N_A	Dotierungsdichte mit Akzeptoren pro cm^3
$N_{A,pSi}$	Dotierungsdichte im p^- Si pro cm^3
N_{def}	Defektanzahl
N_D	Dotierungsdichte mit Donatoren pro cm^3
N_{D,p^-Si}	Dotierungsdichte im n^- Si pro cm^3
N_{D,p^+Si}	Dotierungsdichte im n^+ Si pro cm^3
N_e	Elektronendichte
N_h	Löcherdichte
N_L	Zustandsdichte des Leitungsbandes
N_V	Zustandsdichte des Valenzbandes
p	Ort der laufenden Simulationszelle bezüglich der Gitterbreite
P	Gitterbreite in Simulationszellen
P_{Amax}	maximal erreichbare Ausgangsleistung
P_A	Leistung der ausgekoppelten Welle
P_D	Leistung der durch das Gitter transmittierten Welle
P_E	Leistung der eingekoppelten Welle
P_{EG}	Leistung der Welle im Gitter
P_{ES}	Leistung der Welle außerhalb des Gitters
PL	Photolumineszenz
P_R	Leistung der reflektierten Welle
PVD	Physical Vapor Deposition
q	Elementarladung

Q	Ladungsmenge
r	Reflexionsfaktor
r_l	Reflexionsfaktor für lateral polarisierte Wellen
r_t	Reflexionsfaktor für transversal polarisierte Wellen
r_1	Reflexionsfaktor des SiGe/Si Übergangs in der Simulationszelle
r_2	Reflexionsfaktor des Si/SiGe Übergangs in der Simulationszelle
r_c	Reflexionsfaktor der Simulationszelle
R	Leistungsreflexionsfaktor
REM	Rasterelektronenmikroskop
RIE	Reactive Ion Etching
RPCVD	Remote Plasma-enhanced Chemical Vapor Deposition
RTCVD	Rapid Thermal Chemical Vapor Deposition
S_{zelle}	S-Matrix der Simulationszelle
Si	Silizium
SiGe	Silizium-Germanium
SIMS	Sekundär Ionen Massen Spektroskopie
t	Transmissionsfaktor
t_c	Transmissionsfaktor der Simulationszelle
t_G	Tiefe der Gitter
t_{Just}	Tiefe der Justiermarken
t_{n-Si}	Ätztiefe zur Erzeugung der Rückenwellenleiter
t_{n^+Si}	Ätztiefe zur Erzeugung der n^+ Si Kontaktflächen
t_{SiO}	Ätztiefe in die SiO_2 Schicht (Kontaktlöcher)
T	Leistungsstransmissionsfaktor
T	Wachstumstemperatur
$T_{s,n-Si}$	Substrattemperatur beim n^- Si Wachstum
T_{s,n^+Si}	Substrattemperatur beim n^+ Si Wachstum
$T_{s,SiGe}$	Substrattemperatur beim SiGe Wachstum
T_t	Temperatur beim Tempern
u_A	Umfang einer Querschnittsfläche
U_{PN}	Diodenspannung
UHV	Ultra High Vakuum
V	Volumen
w	Weite des Modenfeldes in der SiGe Schicht
w_{pn}	Weite der Raumladungszone eines direkten pn Übergangs
w_R	Breite der Rücken
w_{RLZ}	Weite der Raumladungszone
w_Z	Abstand der Wellenleiter
W_F	Ferminiveau
W_{Fn}	Quasiferminiveau im n Gebiet
W_{Fp}	Quasiferminiveau im p Gebiet
$W_{g,Si}$	Bandabstand im Si
$W_{g,SiGe}$	Bandabstand im SiGe
W_{i1}	Mitte des Bandabstandes des Halbleiters 1
WDM	Wavelength Division Multiplexing

XRD Röntgendiffraktometrie
 x_{sub} Ge-Gehalt des Substrats

Anhang B

MATLAB-Programme

Im folgenden werden die für diese Arbeit programmierten MATLAB-Programme aufgelistet und kurz beschrieben. Die Programme rufen je nach Gittertyp unterschiedliche Dateien auf. Einige gemeinsame Dateien werden jedoch sowohl von Programmen zur Berechnung U- als auch des Z-Gitterpaares aufgerufen.

B.1 Gemeinsame Dateien

Dateiname: **confinement_lin.m**

In dieser Datei wird der Confinementfaktor des Gitters errechnet. Die Berechnung basiert auf einer Linearisierung der Abbildung [4.12](#)

```
function [T] = confinement_lin(n_sige)

% Diese Datei rechnet den Confinementfaktor des Gitters durch
% Interpolation nach dem dem Gregory Newton Verfahren und den
% Stützstellen nach Rechnung von Boo:
%
% n_sige | 3,535| 3,54| 3,545| 3,55|3,555| 3,56|3,565| 3,57|3,575| 3,58| 3,585|3,59|
% T      | 2,5| 3,7| 4,4| 4,9| 5,2| 5,6| 5,8| 6| 6,1| 6| 5,6| 3,5|
% delta T| 1.2| 0,7| 0,5| 0,3| 0,4| 0,2| 0,2| 0,1| -0,1| -0,4| -2,1|
% m      | 240| 140| 100| 60| 80| 40| 40| 20| -20| -80| -420|
% b      |-845,9|-491,9|-350,1|208,1|279,2|136,8|136,8|-65,4| 77,6|292,4|1511,3|
%
% Definitionen
% T = m*n_sige + b

if n_sige >= 3.535 & n_sige < 3.54
    T_prozent = 240*n_sige -845.9;

elseif n_sige >= 3.54 & n_sige < 3.545
    T_prozent = 140*n_sige -491.9;

elseif n_sige >= 3.545 & n_sige < 3.55
    T_prozent = 100*n_sige -350.1;

elseif n_sige >= 3.55 & n_sige < 3.555
    T_prozent = 60*n_sige -208.1;
```

```
elseif n_sige >= 3.555 & n_sige < 3.56
    T_prozent = 80*n_sige -279.2;

elseif n_sige >= 3.56 & n_sige < 3.565
    T_prozent = 40*n_sige -136.8;

elseif n_sige >= 3.565 & n_sige < 3.57
    T_prozent = 40*n_sige -136.8;

elseif n_sige >= 3.57 & n_sige < 3.575
    T_prozent = 20*n_sige -65.4;

elseif n_sige >= 3.575 & n_sige < 3.58
    T_prozent = -20*n_sige +77.6;

elseif n_sige >= 3.58 & n_sige < 3.585
    T_prozent = -80*n_sige +292.4;

elseif n_sige >= 3.585 & n_sige <= 3.59
    T_prozent = -420*n_sige +1511.3;

else
    disp('No match')
end

T = T_prozent/100;
```

Dateiname: **rindex.m**

Diese Datei errechnet die Reflexions- und Transmissionsfaktoren sowie den Ausfallswinkel in Abhängigkeit des Brechungsindex des SiGe. Der Einfallswinkel ist festgelegt bei 45° .

```
function[r1,t1,fi,teta] = rindex(n_sige)

% Berechnung des Reflexionsfaktors
%
% Medium
%   e           a           e
%
%   r1 | /           r2 | /
% (fi) | / (teta) | /
% -----|/-----|/-----
%          / t1          / t2
%
%   Ne /           Na /           Ne
%
% Die Welle treffe unter einem Winkel (fi) auf die Grenz-
% flaeche von Medium e zu Medium a (Einfallen - Ausfallend)
% Der Brechungsindex des Mediums a sei Na, der des Medium e Ne.
% Los geht's

Na = 3.508;           % Si
Ne = n_sige;         % SiGe

% Einfallswinkel ( in Ne )
gfi = 45;           % Winkel fi in Grad °
fi = pi/180*gfi;   % Winkel fi in rad

% Ausfallswinkel ( in Na )
teta = asin((sin(fi)*Ne)/Na);           % Winkel teta in rad
gteta = 360/(2*pi)*teta;                 % Winkel teta in grad °

% Relfexionsfaktoren
r1 = (cos(fi)/cos(teta)-(Na/Ne))/(cos(fi)/cos(teta)+(Na/Ne));

% Transmissionsfaktoren
t1 = 1 + r1;           % Stetigkeitsbedingung fuer Tangetialkomponenten
```

B.2 Programme des Z-Gitterpaares

Dateiname: **streu.z.m**

Diese Datei errechnet alle Ausgänge des Sendegitters. Beim Aufruf werden der Datei dazu der Reflexionsfaktor 'r', der Transmissionsfaktor 't' der Simulationszelle, die Gitterlänge 'm', die Gitterbreite 'p', die freie Wellenlänge 'lo', die Periode den Gitters 'L' und die Wellenvektoren des SiGe 'k1' und des Silizium 'k2' übergeben. Die Datei errechnet dann daraus die Matrizen, die die Ausgänge und Eingänge aller Simulationszellen des Sendegitters beschreiben und übergibt sie an das aufrufende Programm.

```
function [A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_z(r,t,m,p,lo,L,k1,k2)
% In dieser Funktion werden die Ausgaenge des Sendegitters abhaengig von der Ein-
% gangsgroesse berechnet. Die Struktur besteht aus 'p' Reihen, mit 'm' Zellen pro
% Reihe. Der Eingang der Struktur entspricht 'A'. D.h. in die Struktur wird von
% links eingekoppelt.
%
%
%      [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ]
% A      p  [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ]
%      [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ]
%
%      1 .....                               ..... m
%
%
% 'r' bezeichnet den Reflexionsfaktor und 't' den Transmittionsfaktor einer Zelle.
% Am Eingang A wird an allen Zellen m=1 der Wert 1 angelegt. A,B,C,D,a,b,c,d sind
% die Ergebnisse der Berechnung. Sie koennen aus dem Hauptprogramm mit
% [A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_z(r,t,m,p,lo,L,k1,k2) aufgerufen werden. Die Ergebnisse
% sind Matrizen mit dim(p,m) und bezeichnen die Ein- bzw. Ausgaenge des Gitters 'p,m'
%
%
% ----- Streu-Gitter ----- %
% Matrix-Definitionen einer Zelle:
% GROSSBUCHSTABEN = EINGAENGE
% kleinbuchstaben = ausgaenge
%
%
%      -d-D-          -d-D-
%      A | / | c      A | / | c
%      | / |          | / |
%      a | / | C      a | / | C
%      -B-b-          -B-b-
%
%      -d-D-          -d-D-
%      A | / | c      A | / | c
%      | / |          | / |
%      a | / | C      a | / | C
%      -B-b-          -B-b-
%
%
% S-Matrix einer Zelle
S = [0 0 t r; 0 0 r t; t r 0 0; r t 0 0] *exp( -i*L/2*(k1+k2) );

%% Alle benoetigten Matrizen initialisieren und Null setzen
%% Die Matrizen sind definiert: ( Reihe , Spalte )
A = zeros(p,m+1);
B = zeros(p,m);
C = zeros(p,m);
D = zeros(p,m);

a = zeros(p,m);
b = zeros(p,m);
c = zeros(p,m);
d = zeros(p,m);
```

```

% Laufvariablen zuruecksetzen
z=0;
n=0;

%% Eingang ---- z beziffert ab nun die Reihen-Nummer in der die entsprechende
%% Zelle steht !
for z = 1:p;           % Die Reihen der Struktur werden von unten(1)
                    % nach oben(p) berechnet
    for n = 1:m;       % Nun werden alle Zellen der z-ten Reihe links
                    % beginnend(1) einzeln bis zur m-ten Zelle
                    % berechnet
        if n == 1     % Horizontale Kopplung:
            A(z,n) = 1; % Der Eingang(A) der ersten Zelle der z-ten
                    % Reihe bekommt in der 1.Spalte(1), die ganz
                    % links ist, die Eingangsgroesse(1). Hier
                    % wird der Laserstrahl in die Gitterstruktur
                    % eingekoppelt
        else
            A(z,n) = c(z,n-1); % Der Eingang(A) der Zelle n der
                    % z-ten Zeile bekommt die Eingangs-
                    % groesse c der vorherigen Zelle zugeordnet
        end

        % weitere Eingaenge
        if z == 1;    % In der untersten Reihe(z=1) gibt es keine
                    % vertikale Einkopplung
            B(z,n) = 0;
        else;         % Alle weiteren Reihen enthalten als Eingang(B)
                    % den Ausgang(d) der darunter liegenden Zelle
            B(z,n) = d(z-1,n); % -> vertikale Kopplung
        end;
        C(z,n) = 0;  % Es gibt keine Rueckkopplung von rechts
        D(z,n) = 0;  % Es gibt keine Rueckkopplung von oben

        % Rechnen der Ausgaenge
        a(z,n) = S(1,1)*A(z,n) + S(1,2)*B(z,n) + S(1,3)*C(z,n) + S(1,4)*D(z,n);
        b(z,n) = S(2,1)*A(z,n) + S(2,2)*B(z,n) + S(2,3)*C(z,n) + S(2,4)*D(z,n);
        c(z,n) = S(3,1)*A(z,n) + S(3,2)*B(z,n) + S(3,3)*C(z,n) + S(3,4)*D(z,n);
        d(z,n) = S(4,1)*A(z,n) + S(4,2)*B(z,n) + S(4,3)*C(z,n) + S(4,4)*D(z,n);

    end;
end;

```

Dateiname: **sammel_z.m**

Diese Datei errechnet alle Ausgänge des Empfangsgitters. Beim Aufruf werden der Datei dazu der Reflexionsfaktor 'r', der Transmissionsfaktor 't' der Simulationszelle, die Gitterlänge 'm', die Gitterbreite 'p', die Matrize 'd' des Sendegitters, die freie Wellenlänge 'lo', die Periode den Gitters 'L' und die Wellenvektoren des SiGe 'k1' und des Silizium 'k2' übergeben. Die Datei errechnet daraus die Matrizen, die die Ausgänge und Eingänge aller Simulationszellen des Sendegitters beschreiben und übergibt sie an das aufrufende Programm.

```
function [E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel_z(r,t,m,p,d,lo,L,k1,k2)
% In dieser Funktion werden die Ausgaenge des Empfangsgitters abhaengig von der Ein-
% gangsgroesse berechnet. Die Struktur besteht aus 'p' Reihen, mit 'm' Zellen pro
% Reihe. Der Eingang der Struktur entspricht 'd'. D.h. in die Struktur wird von
% unten parallel eingekoppelt.
%
%
%      [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ]
%      p [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ]
%      [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ]
%
%      1 .....                               ..... m
%
%      d
%
% 'r' bezeichnet den Reflexionsfaktor und 't' den Transmittionsfaktor einer Zelle.
% 'd' muss ein Vektor sein [dim(1,m)], der die Eingangsgroessen in Abhaengigkeit der
% Zellen No darstellt. E,F,G,H,e,f,g,h sind die Ergebnisse der Berechnung. Sie koennen
% aus dem Hauptprogramm mit [E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel_z(r,t,m,p,d,lo,L,k1,k2)
% aufgerufen werden. Die Ergebnisse sind ebenfalls Matrizen mit dim(p,m) und be-
% zeichnen die Ein- bzw. Ausgaenge des Gitters 'p,m' .
%
% - - - - - Sammel-Gitter - - - - -
% Matrix-Definitionen:
% GROSSBUCHSTABEN = EINGAENGE
% kleinbuchstaben = ausgaenge
%
%
%      -h-H-      -h-H-
%      E | / | g   E | / | g           Hier sind 4 Zellen mit Ein- und
%      | / | |     | / | |           Ausgaengen dargestellt, sowie die
%      e | / | G   e | / | G           Anordnung zueinander.
%      -F-f-      -F-f-
%
%      p = 2
%      m = 2
%
%      -h-H-      -h-H-
%      E | / | g   E | / | g
%      | / | |     | / | |
%      e | / | G   e | / | G
%      -F-f-      -F-f-
%
% S-Matrix einer Zelle
S = [0 0 t r; 0 0 r t; t r 0 0] *exp( -i*L/2*(k1+k2) );

%% Alle benoetigten Matrizen anlegen und Null setzen
%% Die Matrizen sind definiert: ( Reihe , Spalte )
E = zeros(p,m+1);
F = zeros(p,m);
G = zeros(p,m);
H = zeros(p,m);

e = zeros(p,m);
f = zeros(p,m);
g = zeros(p,m);
h = zeros(p,m);

%% Laufvariablen zuruecksetzen
z = 0;
n = 0;
```

```

%% Eingang --- z beziffert auch hier die Reihen-Nummer in die das entsprechende
%% Zelle steht !
for z = 1:p;           % Die Reihen der Struktur werden von unten(1) nach
                    % oben(p) berechnet

    E(z,1) = 0;       % Der Eingang(E) der Zelle der z-ten Reihe bekommt
                    % in der 1.Spalte(1), die ganz links ist, die
                    % Eingangsgroesse (0)
    for n = 1:m;     % Nun werden alle Zellen der z-ten Reihe links
                    % beginnend(1) einzeln bis zur m-ten Zelle berechnet

        % weitere Eingaenge
        if z == 1;  % In der untersten Reihe(z=1) gibt es eine vertikale
                    % Einkopplung die vom Streu-Gitter herkommt
            F(z,n) = d(p,n); % -> d(p,1:m)

        else;      % Alle weiteren Zellen enthalten als Eingang(F) den
                    % Ausgang(h) der darunter liegenden Zelle
            F(z,n) = h(z-1,n); % -> vertikale Kopplung
        end;
        G(z,n) = 0; % Es gibt keine Rueckkopplung von rechts
        H(z,n) = 0; % Es gibt keine Rueckkopplung von oben

        % Rechnen der Ausgaenge
        e(z,n) = S(1,1)*E(z,n) + S(1,2)*F(z,n) + S(1,3)*G(z,n) + S(1,4)*H(z,n);
        f(z,n) = S(2,1)*E(z,n) + S(2,2)*F(z,n) + S(2,3)*G(z,n) + S(2,4)*H(z,n);
        g(z,n) = S(3,1)*E(z,n) + S(3,2)*F(z,n) + S(3,3)*G(z,n) + S(3,4)*H(z,n);
        h(z,n) = S(4,1)*E(z,n) + S(4,2)*F(z,n) + S(4,3)*G(z,n) + S(4,4)*H(z,n);

        % horizontale Kopplung: Der Eingang der benachbarten Zelle (rechts/n+1)
        % bekommt als Eingang(E) den Ausgang(g) dieser Zelle (n) zugewiesen
        E(z,n+1) = g(z,n);

    end;
end;

```

Dateiname: **ausgaenge_z.m**

Dieses Programm zeichnet den Ausgang des Sendegitters nach Betrag und Phase. Der Ausgang wird in Abhängigkeit der Zellenpalte 'm' gezeichnet. Die Eindringtiefe in das Sendegitter wird errechnet. Das Symbol @ markiert einen Zeilenwechsel, der vor dem Start des Programms entfernt werden muß.

```
% Programm zeigt die Ausgaenge des Sendegitters der Z-Struktur

%% Abfrage Gitterlaenge
disp('Wie lang ist das Gitter ?')
m = input('m = ');
if isempty(m)
    m = 2850;
end
disp(' ')

%% Abfrage Gitterbreite
disp('Breite des Gitters ?')
p = input('p = ');
if isempty(p)
    p = 14;
end
disp(' ')

%% Abfrage Brechungsindex
disp('Brechungsindex des SiGe ?')
n_sige = input('n_sige = ');
if isempty(n_sige)
    n_sige = 3.57;
end
disp(' ')

%% Anzeige der Dimensionen
str = sprintf('Dimensionen des Gitters: p = %4.0f ; m = %4.0f',p,m);
disp(str)
disp('Die Wellenlaenge L des Gitters betraegt 370 nm')
disp(' ')

%% feste Parameter
n_si = 3.508;                % Brechungsindex des Si
L = 370;                    % Laenge einer SimZelle in nm

%% Abfrage der Wellenlaenge
disp('Bei welcher Wellenlaenge des Lasers wollen Sie rechnen ?')
lo = input('lo = ');
if isempty(lo)
    lo = 1310;
end

%% Berechnung des Confinementfaktors des Gitters nach Boo
T_14 = confinement_lin(n_sige); % Linearisiert nach Boo auf 5um
                                     % = 14 Zellen Gitterbreite.
T=(1/14*p)*T_14;                    % Umrechnung von T auf andere
                                     % Rueckenbreiten.
str = sprintf('Der Confinementfaktor betraegt %5.4f',T);
disp(str)
disp(' '),disp(' ')
disp('Beginne mit der Berechnung')

%% Berechnung des Reflexions- und Transmissionsfaktors r1,t1
[r1,t1] = rindex(n_sige);           % -> Unterprogramm rindex.m

%% Definition der Wellenparameter
k1 = (2*pi)/lo * n_sige;
k2 = (2*pi)/lo * n_si;

%% Berechnung der Reflexions- und Transmissionsfaktors der Zelle
```

```

r = sqrt(T)*( r1*t1*exp( -i*L*(k1/4-k2/2) ) - r1*(1-r1^2)*exp( i*L*(k1/4-k2/2) ) );
tzelle = (1-r1^2) + r1^2*(1-r1^2)*exp(-i*L*(-k1/2+k2));
% Confinmentfaktor des Gitters muss beruecksichtigt werden
t = sqrt( tzelle^2*(T) + (1-T) );

%% Berechnung des Sende- und Empfangsgitters: es werden die
%% Eingangswerte in den Matrizen A-D(Streu) bzw. E-H(Sammel) und
%% die Ausgangswerte in den Matrizen a-d(Streu) bzw. e-h(Sammel)
%% ausgegeben.
[A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_z(r,t,m,p,lo,L,k1,k2);
[E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel_z(r,t,m,p,d,lo,L,k1,k2);

%% Matrix zum Speichern der Ausgangswerte am Empfangsgitter links
SammelLinks = e(1:p,1);
Raus = abs(sum(SammelLinks.^2)); % Addieren der Leistungswerte

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Plotten + Drucken %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%% - - - - - Visualisierung - - - - -
%      -h-H-      Beispiel
%      E | / | g      p = 2  Reihen
%      | / |      m = 1  Spalten
%      e | / | G
%      -F-f-
%
%      -d-D-
%      A | / | c
%      | / |
%      a | / | C
%      -B-b-

% Ausgaenge des Sendegitters
AbsAusStreuTop = abs(d(p,1:m));
PhAusStreuTop = angle(d(p,1:m));
AbsAusStreuRechts = abs(c(1:p,m));
%PhAusStreuRechts = angle(c(1:p,m));
AbsEinStreuLinks = abs(A(1:p,1));
%PhEinStreuLinks = angle(A(1:p,1));

%% Berechnung der Eindringtiefe
x = 1:1:m;
% Eindringtiefe ueber Gerade: y=ager*x + bger berechnen
% Steigung der Geraden
ager = (abs(d(p,1)) - abs(d(p,2))) / (1 - 2);
% Startwert der Geraden
bger = abs(d(p,1)) - ager*1;
% Geradendefinition
y = ager * x + bger;
% Nullstelle errechnen
null = 1 - abs(d(p,1))*(1-2)/(abs(d(p,1))-abs(d(p,2)));

num = [1:m];
reihe = [1:p];
figure;

% Sendegitter zeichnen
subplot(2,1,1), plot(num,AbsAusStreuTop);
str = sprintf('Betrag des oberen Ausgangs des Sendegitters; n_sige = %4.3f; %4.0f@
/%2.0f Gitter; Eindringtiefe %4.0f',n_sige,m,p,null);
title(str);
grid;
axis([0 m 0 abs(d(p,1))]);

subplot(2,1,2), plot(num,PhAusStreuTop);
str = sprintf('Phase des oberen Ausgangs des Sendegitters; lo = %6.2f\pi',lo);
title(str);
grid;
axis([0 m -pi pi]);

```

```
% Druck in Datei vorbereiten
prpeps(20,20);
str = sprintf('print -depsc /home2/afting/matlab3/z/plots/ausgaenge_%4.1f@
_%2.1f_%6.2f_%4.3f.eps',m,p,l,o,n_sige);

% In Datei drucken
eval(str)
```

Dateiname: **eindringplot.m**

Dies Programm zeichnet die Eindringtiefe in das Sendegitter in Abhängigkeit der SiGe-Brechzahl. Die Optimale Gitterlänge wird aus der Eindringtiefe errechnet. Das Symbol @ markiert einen Zeilenwechsel, der vor dem Start des Programms entfernt werden muß.

```
% Programm zeigt die Eindringtiefe und die optimale Gitterlaenge fuer unterschiedliche
% Brechungsindizes n_sige der Z-Struktur

%% Festlegen der Gitterlaenge
m = 10;

%% Abfrage Gitterbreite
disp('Breite des Gitters ?')
p = input('p = ');
if isempty(p)
    p = 14;
end
disp(' ')

%% Abfrage der Wellenlaenge
disp('Bei welcher Wellenlaenge des Lasers wollen Sie rechnen ?')
lo = input('lo = ');
if isempty(lo)
    lo = 1310;
end

%% Eingabe des Startwertes von n_sige
disp('Bei welchem n_sige > 3.535 wollen wir anfangen ?')
Start = input('Start = ');
if isempty(Start)
    Start = 3.535;
end
disp(' ')

%% Eingabe des Stopwertes von n_sige
disp('Und bei welchem n_sige < 3.59 soll ich aufhoeren ?')
Stop = input('Stop = ');
if isempty(Stop)
    Stop = 3.59;
end
disp(' ')

%% Eingaben pruefen
while Start < 3.535
    disp(' Der Startwert von n_sige muss groesser als 3.535 sein, da sonst keine @
Wellenfuehrung moeglich ist.')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)
        Start = 3.535;
    end
end
while Stop > 3.59
    disp(' Der Startwert von n_sige muss kleiner als 3.59 sein, da sonst keine @
Wellenfuehrung moeglich ist.')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)
        Start = 3.59;
    end
end
while Start >= Stop
    disp(' Der Startwert von n_sige muss kleiner sein als der Stopwert')
    disp(' Bitte erneut eingeben:')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)
        Start = 3.535;
    end
    disp(' ')
    disp('und')
```

```

Stop = input('Stop = ');
if isempty(Stop)
    Stop = 3.59;
end
disp(' ')
disp(' ')
end
%% Eingabe der Schrittzahl
disp('OK - Wie viele Schritte sollen inclusive Start und Stop berechnet werden ?')
Step = input('Step = ');
if isempty(Step)
    Step = 0;
end
while Step <= 1
    disp('Sie muessen mindestens zwei Schritte berechnen')
    Step = input('Step = ');
    if isempty(Step)
        Step = 0;
    end
end
disp(' '),disp(' ')
disp('Beginne Berechnung')
disp(' ')

delta = (Stop - Start)/(Step-1);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Matritzen und Parameter %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%Initialisierung der Matrizen
Nutz = zeros(3,Step);
%% feste Parameter
n_si = 3.508;                % Brechungsindex des Si
L = 370;                    % Laenge einer SimZelle in nm

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Nun geht's los %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

disp(' ')
disp('+++++')
for count = 1:Step
    str = sprintf('Berechne Step %4.0f von %4.0f',count,Step);
    disp(str)

    % Setze n_sige
    n_sige = Start - delta + delta*count;
    Nutz(1,count) = n_sige;      % n_sige wird in Tabelle geschrieben

%% Berechnung des Confinmentfaktors des Gitters nach Boo
    T_14 = confinement_lin(n_sige); % Linearisiert nach Boo auf 5um
                                     % = 14 Zellen Gitterbreite.
    T=(1/14*p)*T_14;                % Umrechnung von T auf andere
                                     % Rueckenbreiten.

%% Berechnung des Reflexions- und Transmissionsfaktors r1,t1
    [r1,t1] = rindex(n_sige);      % -> Unterprogramm rindex.m

%% Definition der Wellenparameter
    k1 = (2*pi)/lo * n_sige;
    k2 = (2*pi)/lo * n_si;

%% Berechnung der Reflexions- und Transmissionsfaktors der Zelle
    r = sqrt(T)*( r1*t1*exp( -i*L*(k1/4-k2/2) ) - r1*(1-r1^2)*exp( i*L*(k1/4-k2/2) ) );
    tzelle = (1-r1^2) + r1^2*(1-r1^2)*exp(-i*L*(-k1/2+k2)) ;
    % Confinmentfaktor des Gitters muss beruecksichtigt werden
    t = sqrt( tzelle^2*(T) + (1-T) );

%% Berechnung des Send- und Empfangsgitters; es weden die
%% Eingangswerte in den Matrizen A-D(Streu) bzw. E-H(Sammel) und

```

```

%% die Ausgangswerte in den Matrizen a-d(Streu) bzw. e-h(Sammel)
%% ausgegeben.
[A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_z(r,t,m,p,lo,L,k1,k2);
[E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel_z(r,t,m,p,d,lo,L,k1,k2);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Plotten + Drucken %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%% - - - - - Visualisierung - - - - -
- -
%          -h-H-
%          E | / |g          p = 2  Reihen
%          | / |          m = 1  Spalten
%          e | / |G
%          -F-f-
%
%          -d-D-
%          A | / |c
%          | / |
%          a | / |C
%          -B-b-
%%% Berechnung der Eindringtiefe
x = 1:l:m;
% Eindringtiefe ueber Gerade: y=ager*x + bger berechnen
% Steigung der Geraden
ager = (abs(d(p,1)) - abs(d(p,2))) / (1 - 2);
% Startwert der Geraden
bger = abs(d(p,1)) - ager*1;
% Geradendefinition
y = ager * x + bger;
% Nullstelle errechnen
null = 1 - abs(d(p,1))*(1-2)/(abs(d(p,1))-abs(d(p,2)));
Nutz(2,count) = null;          % Eindringtiefe wird in Tabelle geschrieben
Nutz(3,count) = null*0.92;    % optimale Gitterlaenge wird in Tabelle geschrieben
end

% Plotten
plot(Nutz(2,1:Step),Nutz(1,1:Step),'b--');
xlabel('Gitterlaenge');
ylabel('n_SiGe');
str = sprintf('Z-Gitter: Eindringtiefe und optimale Gitterlaenge bei lo=%6.2f und @
einer Gitterbreite von p=%2.0f',lo,p);
title(str);
grid;
hold on;
plot(Nutz(3,1:Step),Nutz(1,1:Step),'r');

% Drucken
prpeps(20,20);
str = sprintf('print -depsc /home2/afting/matlab3/z/plots/eindringplot_z_%6.2f_%2.1@
f.eps',lo,p);
eval(str);

```

Dateiname: nsigeplot_z.m

Das Programm zeichnet die Ausgangsleistung des Z-Gitterpaares in Abhängigkeit des Brechungsindex des SiGe bei festen Gitterdimensionen p/m und fester Wellenlänge. Das Symbol @ markiert einen Zeilenwechsel, der vor dem Start des Programms entfernt werden muß.

```

%%% Die Nutzleistung in Abhaengigkeit des Brechungsindex des SiGe beim Z-Gitterpaar
%%% bei Braggwellenlaenge
clc
clear
home

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Begrueessung + Dialog %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
disp('Diese Struktur besitzt ein Z-Gitterpaar')
disp('Es wird die Nutzleistung zum Brechungsindex des SiGe bei lambda=1308nm auftragen')
disp(' ')
disp('So sei es'),disp('+++++')
disp(' ')

%% Eingabe der Gitterlaenge
disp('Wie lang ist das Gitter ?')
m = input('m = ');
if isempty(m)
    m = 1000;           % Anzahl der horizontalen Gitter
end
disp(' ')

%% Eingabe der Gitterbreite
disp('Wie breit ist die Struktur ?')
p = input('p = ');
if isempty(p)
    p = 14;           % Anzahl der vertikalen Gitter
end
disp(' ')

%% Eingabe des Startwertes von n_sige
disp('Bei welchem n_sige > 3.535 wollen wir anfangen ?')
Start = input('Start = ');
if isempty(Start)
    Start = 3.535;
end
disp(' ')

%% Eingabe des Stopwertes von n_sige
disp('Und bei welchem n_sige < 3.59 soll ich aufhoeren ?')
Stop = input('Stop = ');
if isempty(Stop)
    Stop = 3.59;
end
disp(' ')

%% Eingaben pruefen
while Start < 3.535
    disp(' Der Startwert von n_sige muss groesser als 3.535 sein, da sonst keine @
    Wellenfuehrung moeglich ist.')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)
        Start = 3.535;
    end
end
while Stop > 3.59
    disp(' Der Startwert von n_sige muss kleiner als 3.59 sein, da sonst keine @
    Wellenfuehrung moeglich ist.')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)
        Start = 3.59;
    end
end

```

```

    end
end
while Start >= Stop
    disp(' Der Startwert von n_sige muss kleiner sein als der Stopwert')
    disp(' Bitte erneut eingeben:')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)
        Start = 3.535;
    end
    disp(' ')
    disp('und')
    Stop = input('Stop = ');
    if isempty(Stop)
        Stop = 3.59;
    end
    disp(' ')
    disp(' ')
end

%% Eingabe der Schrittzahl
disp('OK - Wie viele Schritte sollen inclusive Start und Stop berechnet werden ?')
Step = input('Step = ');
if isempty(Step)
    Step = 0;
end
while Step <= 1
    disp('Sie muessen mindestens zwei Schritte berechnen')
    Step = input('Step = ');
    if isempty(Step)
        Step = 0;
    end
end
disp(' '),disp(' ')
disp('Beginne Berechnung')
disp(' ')
str = sprintf('Dimensionen des Gitters: p = %4.0f ; m = %4.0f',p,m);
disp(str)

delta = (Stop - Start)/(Step-1);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Matritzen und Parameter %%%%%%%%%

%Initialisierung der Matritzen
Nutz = zeros(2,Step);
%% feste Parameter
n_si = 3.508;
L = 370;
lo = 1310;          % Wellenlaenge des Lasers

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Nun geht's los %%%%%%%%%
disp(' ')
disp('+++++')
for count = 1:Step
    str = sprintf('Berechne Step %4.0f von %4.0f',count,Step);
    disp(str)

    % Setze n_sige
    n_sige = Start - delta + delta*count;
    %Wellenparameter
    k1 = (2*pi)/lo * n_sige;
    k2 = (2*pi)/lo * n_si;
    Nutz(1,count) = n_sige;          % n_sige wird in Tabelle geschrieben

    %% Berechnung des Confinmentfaktors des Gitters nach Boo
    T_14 = confinement_lin(n_sige);
    T=(1/14*p)*T_14;          % Umrechnung von T auf andere
                            % Rueckenbreiten.

    %% Berechnung des Reflexionsfaktors

```

```

[r1,t1] = rindex(n_sige);      % -> Unterprogramm rindex.m

%Gitterparameter;
r = sqrt(T)*( r1*t1*exp( -i*L*(k1/4-k2/2) ) - r1*(1-r1^2)*exp( i*L*(k1/4-k2/2) ) );
tzelle = (1-r1^2) + r1^2*(1-r1^2)*exp(-i*L*(-k1/2+k2)) ;
% Confinmentfaktor des Gitters muss beruecksichtigt werden
t = sqrt( tzelle^2*(T) + (1-T) );

%% Berechnung des Sende und Empfangsgitters; es weden die
%% Eingangswerte in den Matrizen A-D(Streu) bzw. E-H(Sammel) und
%% die Ausgangswerte in den Matrizen a-d(Streu) bzw. e-h(Sammel)
%% ausgegeben.
[A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_z(r,t,m,p,lo,L,k1,k2);
[E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel_z(r,t,m,p,d,lo,L,k1,k2);

AusSammelRechts = g(1:p,m);
Raus = abs(sum(AusSammelRechts.^2)); % Addieren der Leistungswerte
Nutz(2,count) = Raus/p*100;         % Leistung wird in Tabelle
                                   % geschrieben und normiert in Prozent
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% So, und jetzt wird gemalt %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
figure;
hold off;
% Maximalwerte bestimmen
[y,x1] = max(Nutz(2,1:Step));
x = Nutz(1,x1);

% Plotten
plot(Nutz(1,1:Step),Nutz(2,1:Step));
xlabel('n_sige');
ylabel('Nutzleistung in %');
str = sprintf('Z-Gitter: %4.0f/%2.0f , Maximum bei %5.4f|%5.4f , @
lo:%6.2fnm',m,p,y,x,lo);
title(str);
prpeps(20,20);
str = sprintf('print -depsc /home2/afting/matlab3/z/plots/nsigeplot_z@
_%4.1f_%2.1f.eps',m,p);
eval(str);

```

Dateiname: **mplot.z.m**

Das Programm zeichnet die Ausgangsleistung des Z-Gitterpaares in Abhängigkeit der Gitterlänge 'm' bei festem Brechungsindex des SiGe, fester Wellenlänge 'lo' und fester Gitterbreite 'p'. Das Symbol @ markiert einen Zeilenwechsel, der vor dem Start des Programms entfernt werden muß.

```

%%% Die Nutzleistung in Abhaengigkeit der Gitterlaenge bei konst. n_sige im Z-Gitterpaar
%%%
clc
clear
home

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Begrueßung + Dialog %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
disp('Diese Struktur besitzt ein Z-Gitterpaar')
disp('Es wird die Nutzleistung zur Gitterlaenge bei fester Wellenlaenge @
festem Brechungsindex des SiGe auftragen')
disp(' ')
disp('So sei es'),disp('+++++')
disp(' ')

% Start und Stopwerte der Gitterdimensionen
mStart = 200;
mStop = 10000;
mDelta = 200;
mStep= (mStop - mStart)/mDelta + 1
p = 14;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Matrizen und Parameter %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Initialisierung der Matrizen
Nutz = zeros(2,mStep);

%% feste Parameter
n_si = 3.508;
n_sige = 3.55;
L = 370;
lo = 1310;           % Wellenlaenge des Lasers

%% Wellenparameter
k1 = (2*pi)/lo * n_sige;
k2 = (2*pi)/lo * n_si;

%% Berechnung des Confinmentfaktors des Gitters nach Boo
T_14 = confinement_lin(n_sige);
T=(1/14*p)*T_14;      % Umrechnung von T auf andere
                    % Rueckenbreiten.

%% Berechnung des Reflexionsfaktors
[r1,t1] = rindex(n_sige);      % -> Unterprogramm rindex.m
r = sqrt(T)*( r1*t1*exp( -i*L*(k1/4-k2/2) ) - r1*(1-r1^2)*exp( i*L*(k1/4-k2/2) ) );
tzelle = (1-r1^2) + r1^2*(1-r1^2)*exp(-i*L*(-k1/2+k2) ) ;
% Confinmentfaktor des Gitters muss beruecksichtigt werden
t = sqrt( tzelle^2*(T) + (1-T) );

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Nun geht's los %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
disp(' ')
disp('+++++')
for count = 1:mStep
    m = mStart + count*mDelta - mDelta;
    str = sprintf('Dimensionen des Gitters: p = %4.0f ; m = %4.0f',p,m);
    disp(str)
    str = sprintf('Berechne Step %4.0f von %4.0f',count,mStep);
    disp(str)

    Nutz(1,count) = m;           % Gitterlaenge wird in Tabelle geschrieben

    %% Berechnung des Send- und Empfangsgitters: es werden die

```

```

%% Eingangswerte in den Matrizen A-D(Streu) bzw. E-H(Sammel) und
%% die Ausgangswerte in den Matrizen a-d(Streu) bzw. e-h(Sammel)
%% ausgegeben.
[A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_z(r,t,m,p,lo,L,k1,k2);
[E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel_z(r,t,m,p,d,lo,L,k1,k2);

AusSammelRechts = g(1:p,m);
Raus = abs(sum(AusSammelRechts.^2)); % Addieren der Leistungswerte
Nutz(2,count) = Raus/p*100; % Leistung wird in Tabelle
% geschrieben und normiert in Prozent

end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% So, und jetzt wird gemalt %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
figure;
hold off;
% Maximalwerte bestimmen
[y,x1] = max(Nutz(2,1:mStep));
x = Nutz(1,x1);

% Drucken vorbereiten
plot(Nutz(1,1:mStep),Nutz(2,1:mStep));
xlabel('m');
ylabel('P_A / P_E [%]');
str = sprintf('Z-Gitter: n_SiGe = %4.3f , Maximum bei %5.4f|%5.4f , lo:%6.2fnm',n_sige,y,x,lo);
title(str);
prpeps(20,20);
% Drucken in Datei
str = sprintf('print -depsc /home2/afting/matlab3/z/plots/mplot_z_%4.3f_%5.4f.eps',n_sige,lo);
eval(str);

```

Dateiname: powerplot.z.m

Dies Programm zeichnet die Ausgangsleistung des Z-Gitterpaares in Abhängigkeit der freien Wellenlänge bei konstanten Gitterdimensionen für drei Brechungsindizes: 3.57, 3.56 und 3.55. Das Symbol @ markiert einen Zeilenwechsel, der vor dem Start des Programms entfernt werden muß.

```
% Programm zeichnet die Ausgangsleistung der Z-Struktur in Abhaengigkeit
% der freien Wellenlaenge

%% Abfrage Gitterlaenge
disp('Wie lang ist das Gitter ?')
m = input('m = ');
if isempty(m)
    m = 2850;
end
disp(' ')

%% Abfrage Gitterbreite
disp('Breite des Gitters ?')
p = input('p = ');
if isempty(p)
    p = 14;
end
disp(' ')

%% Abfrage Startwellenlaenge
disp('Bei welcher Wellenlaenge des Lasers wollen Sie beginnen ?')
Start = input('Start = ');
if isempty(Start)
    Start = 0;
end
disp(' ')

%% Abfrage Stopwellenlaenge
disp('Bei welcher Wellenlaenge des Lasers wollen Sie aufhoeren ?')
Stop = input('Stop = ');
if isempty(Stop)
    Stop = 0;
end
disp(' ')
while Start >= Stop
    disp('Der Startwert muss kleiner sein als der Stopwert')
    disp(' Also noch einmal:')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)
        Start = 0;
    end
    disp(' ')
    disp('und')
    Stop = input('Stop = ');
    if isempty(Stop)
        Stop = 0;
    end
    disp(' ')
end

%% Abfrage Anzahl der Rechenschritte
disp('Wie viele Schritte soll ich inclusive Start und Stop machen')
Step = input('Step = ');
if isempty(Step)
    Step = 0;
end
while Step <= 1
    disp('Step muss groesser Eins sein ! - Logisch ')
    Step = input('Step = ');
    if isempty(Step)
```

```

    Step = 0;
end
end
disp(' ')

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% feste Parameter %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
n_si = 3.508;           % Brechungsindex des Si
L = 370;               % Laenge einer SimZelle in nm

str = sprintf('Dimensionen des Gitters: p = %4.0f ; m = %4.0f',p,m);
disp(str)
disp('Die Wellenlaenge L des Gitters betraegt 370 nm')
disp(' ')

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Nun geht's los %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for ncount = 1:3           % fuer n_sige = 3.57, 3.56, 3.55
    n_sige = 3.58 - 0.01*ncount

    %% Berechnung des Confinmentfaktors des Gitters nach Boo
    T_14 = confinement_lin(n_sige); % Linearisiert nach Boo auf 5um
                                           % = 14 Zellen Gitterbreite.
    T=(1/14*p)*T_14; % Umrechnung von T auf andere
                                           % Rueckenbreiten.
    str = sprintf('Der Confinementfaktor betraegt %5.4f',T);
    disp(str)

    %% Berechnung des Reflexions- und Transmissionsfaktors r1,t1
    [r1,t1] = rindex(n_sige); % -> Unterprogramm rindex.m

    delta = (Stop - Start)/(Step-1);
    Nutz = zeros(3,Step);

    for count = 1:Step
        str = sprintf('Berechne Step %4.0f von %4.0f',count,Step);
        disp(str)
        lo = Start - delta + delta*count;
        Nutz(1,count) = lo;

        %Wellenparameter
        k1 = (2*pi)/lo * n_sige;
        k2 = (2*pi)/lo * n_si;

        %Gitterparameter;
        r = sqrt(T)*( r1*t1*exp( -i*L*(k1/4-k2/2) ) - r1*(1-r1^2)*exp( i*L*(k1/4-k2/2) ) );
        tzelle = (1-r1^2) + r1^2*(1-r1^2)*exp(-i*L*(-k1/2+k2) ) ;
        % Confinmentfaktor des Gitters muss beruecksichtigt werden
        t = sqrt( tzelle^2*(T) + (1-T) );

        %% Berechnung des Sende- und Empfangsgitters; es weden die
        %% Eingangswerte in den Matrizen A-D(Streu) bzw. E-H(Sammel) und
        %% die Ausgangswerte in den Matrizen a-d(Streu) bzw. e-h(Sammel)
        %% ausgegeben.
        [A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_z(r,t,m,p,lo,L,k1,k2);
        [E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel_z(r,t,m,p,d,lo,L,k1,k2);

        AusSammelRechts = g(1:p,m);
        Raus = abs(sum(AusSammelRechts.^2)); % Addieren der Leistungswerte
        Nutz(2,count) = Raus/p*100; % Leistung wird in Tabelle
                                           % geschrieben und normiert in Prozent

        AusStreuRechts = c(1:p,m);
        Durch = abs(sum(AusStreuRechts.^2));
        Nutz(3,count) = Durch/p*100;
    end

    %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Plotten %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
    % Maximalwerte bestimmen - bei Bedarf aktivieren

```

```
% [y,x1] = max(Nutz(2,1:Step));
% x = Nutz(1,x1);
hold on;
plot(Nutz(1,1:Step),Nutz(2,1:Step));

end %fuer n_sige count

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Drucken %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
xlabel('lo');
ylabel('Nutzleistung in %');
str = sprintf('Z-Gitter: %4.0f/%2.0f , t=%5.4f , n_sige=%4.3f , Max bei %5.4f@
|%5.4f',m,p,T,n_sige,y,x);
title(str);
prpeps(20,20);
str = sprintf('print -depsc /home2/afting/matlab3/z/plots/power_z_%4.1f_%2.1f@
_%4.3f.eps',m,p,n_sige);
eval(str);
```

B.3 Programme des U-Gitterpaares

Dateiname: **streu_u.m**

Dieses Programm errechnet alle Ausgänge des Sendegitters. Beim Aufruf werden der Datei dazu der Reflexionsfaktor 'r', der Transmissionsfaktor 't' der Simulationszelle, die Gitterlänge 'm', die Gitterbreite 'p', die freie Wellenlänge 'lo', die Periode den Gitters 'L' und die Wellenvektoren des SiGe 'k1' und des Silizium 'k2' übergeben. Das Programm errechnet daraus Matrizen, die die Ausgänge und Eingänge aller Simulationszellen des Sendegitters beschreiben und übergibt sie an das aufrufende Programm.

```
function [A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_u(r,t,m,p,lo,L,k1,k2)

% In dieser Funktion werden die Ausgaenge des U-Gitterpaares abhaengig von der Ein-
% gangsgroesse berechnet. Die Struktur besteht aus 'p' Reihen, mit 'm' Zellen pro
% Reihe. Der Eingang der Struktur entspricht 'A'. D.h. in die Struktur wird von
% links eingekoppelt.
%
%
%           [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ]
% A   p   [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ]
%           [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ] [ / ]
%
%           1 .....                               ..... m
%
%
% 'r' bezeichnet den Reflexionsfaktor und 't' den Transmittionsfaktor einer Zelle.
% Am Eingang A wird an der Zelle No 1 der Wert 1 angelegt
% A,B,C,D,a,b,c,d sind die Ergebnisse der Berechnung. Sie koennen aus dem Haupt-
% programm mit [A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_u(r,t,m,p,lo,L,k1,k2)
% aufgerufen werden. Die Ergebnisse sind Matrizen mit dim(p,m) und bezeichnen die
% Ein- bzw. Ausgaenge des Gitters 'p,m'
%
%
% - - - - - Streu-Gitter - - - - - %
% Matrix-Definitionen:
% GROSSBUCHSTABEN = EINGAENGE
% kleinbuchstaben = ausgaenge
%
%
%           -d-D-           -d-D-
% A | / | c   A | / | c
% | / |   |   | / |   |
% a | / | C   a | / | C
% -B-b-       -B-b-
%
%           -d-D-           -d-D-
% A | / | c   A | / | c
% | / |   |   | / |   |
% a | / | C   a | / | C
% -B-b-       -B-b-
%
% S-Matrix eines Gitters
S = [0 0 t r; 0 0 r t; t r 0 0; r t 0 0] *exp( -i*L/2*(k1+k2) );

%% Alle benoetigten Matrizen anlegen und Null setzen
%% Die Matrizen sind definiert: ( Reihe , Spalte )
A = zeros(p,m);
B = zeros(p,m);
C = zeros(p,m);
D = zeros(p,m);

a = zeros(p,m);
b = zeros(p,m);
c = zeros(p,m);
d = zeros(p,m);
```

```

% Laufvariablen zuruecksetzen
z=0;
n=0;

%% Eingang ---- z beziffert ab nun die Reihen-Nummer in der das
%% entsprechende Gitter steht !
for z = 1:p;           % Die Reihen der Struktur werden von unten(1)
                    % nach oben(p) berechnet

    for n = 1:m;       % Nun werden alle Zellen der z-ten Reihe links
                    % beginnend(1) einzeln bis zur m-ten Zelle
                    % berechnet

        if n == 1     % Horizontale Kopplung:
            A(z,n) = 1; % Der Eingang(A) der ersten Zelle der z-ten
                    % Reihe bekommt in der 1.Spalte(1), die ganz
                    % links ist, die Eingangsgroesse (1)
                    % Hier wird der Laserstrahl in die Gitterstruktur
                    % eingekoppelt

        else
            A(z,n) = c(z,n-1); % Der Eingang(A) der Zelle n der z-ten Zeile
                    % bekommt die Eingangsgroesse c der links
                    % liegenden Zelle zugeordnet

        end

        % weitere Eingaenge
        if z == 1;     % In der untersten Reihe(z=1) gibt es keine
            B(z,n) = 0; % vertikale Einkopplung

        else;
            B(z,n) = d(z-1,n); % Alle weiteren Reihen erhalten als Eingang(B) den
                    % Ausgang(d) der darunter liegenden Zelle
                    % -> vertikale Kopplung

        end;

        C(z,n) = 0;   % Es gibt keine Rueckkopplung von rechts
        D(z,n) = 0;   % Es gibt keine Rueckkopplung von oben

        % Rechnen der Ausgaenge
        a(z,n) = S(1,1)*A(z,n) + S(1,2)*B(z,n) + S(1,3)*C(z,n) + S(1,4)*D(z,n);
        b(z,n) = S(2,1)*A(z,n) + S(2,2)*B(z,n) + S(2,3)*C(z,n) + S(2,4)*D(z,n);
        c(z,n) = S(3,1)*A(z,n) + S(3,2)*B(z,n) + S(3,3)*C(z,n) + S(3,4)*D(z,n);
        d(z,n) = S(4,1)*A(z,n) + S(4,2)*B(z,n) + S(4,3)*C(z,n) + S(4,4)*D(z,n);

    end;

end;

```

Dateiname: **sammel_u.m**

Dieses Programm errechnet alle Ausgänge des Empfangsgitters. Beim Aufruf werden der Datei dazu der Reflexionsfaktor 'r', der Transmissionsfaktor 't' der Simulationszelle, die Gitterlänge 'm', die Gitterbreite 'p', die Matrize 'd' des Sendegitters, die freie Wellenlänge 'lo', die Periode den Gitters 'L' und die Wellenvektoren des SiGe 'k1' und des Silizium 'k2' übergeben. Das Programm errechnet daraus Matrizen, die die Ausgänge und Eingänge aller Simulationszellen des Sendegitters beschreiben und übergibt sie an das aufrufende Programm.

```
function [E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel_u(r,t,m,p,d,lo,L,k1,k2)
% In dieser Funktion werden die Ausgaenge einer Gitterstruktur abhaengig von der Ein-
% gangsgroesse berechnet. Die Struktur besteht aus 'p' Reihen, mit 'm' Zellen pro
% Reihe. Der Eingang der Struktur entspricht 'd'. D.h. in die Struktur wird von
% unten parallel eingekoppelt.
%
%
%      [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\]
%      p  [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\]
%      [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\] [\]
%      1 .....                ..... m
%
%
%      d
%
% 'r' bezeichnet den Reflexionsfaktor und 't' den Transmittionsfaktor einer Zelle.
% 'd' muss ein Vektor sein [dim(1,m)], der die Eingangsgroessen in Abhaengigkeit der
% Zellen No darstellt.
% E,F,G,H,e,f,g,h sind die Ergebnisse der Berechnung. Sie koennen aus dem Haupt-
% programm mit
% [E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel(r,t,m,p,d)
% aufgerufen werden. Die Ergebnisse sind ebenfalls Matrizen mit dim(p,m) und be-
% zeichnen die Ein- bzw. Ausgaenge des Gitters 'p,m' .
%
%
% l ist die Wellenlaenge des Lichtes in der Struktur.
%
% - - - - - Sammel-Gitter - - - - -
% Matrix-Definitionen:
% GROSSBUCHSTABEN = EINGAENGE
% kleinbuchstaben = ausgaenge
%
%
%      -h-H-      -h-H-
%      E |      | g   E |      | g           Hier sind 4 Zellen mit Ein- und
%      |      |      |   |      |           Ausgaengen dargestellt, sowie die
%      e |      | G   e |      | G           Anordnung zueinander.
%      -F-f-      -F-f-
%
%
%      p = 2
%      m = 2
%
%      -h-H-      -h-H-
%      E |      | g   E |      | g
%      |      |      |   |      |
%      e |      | G   e |      | G
%      -F-f-      -F-f-
%
% S-Matrix einer Zelle
S = [0 r t 0;r 0 0 t;t 0 0 r;0 t r 0] *exp( -i*L/2*(k1+k2) );

%% Alle benoetigten Matrizen anlegen und Null setzen
%% Die Matrizen sind definiert: ( Reihe , Spalte )
E = zeros(p,m);
F = zeros(p,m);
G = zeros(p,m);
H = zeros(p,m);

e = zeros(p,m);
f = zeros(p,m);
g = zeros(p,m);
h = zeros(p,m);

%% Laufvariablen zuruecksetzen
```

```

z = 0;
n = 0;

%% Eingang --- z beziffert auch hier die Reihen-Nummer in der die entsprechende
%% Zelle steht !

for z = 1:p;           % Die Reihen der Struktur werden von unten(1) nach oben(p)
                    % berechnet
  for n = m:-1:1;     % Nun werden alle Zellen der z-ten Reihe rechts beginnend(m)
                    % einzeln bis zur ersten Zelle berechnet
    if n == m
      G(z,n) = 0;     % Der Eingang(G) des Gitters der z-ten Reihe bekommt in der
                    % letzten Spalte(m), die ganz rechts ist, die Eingangsgroesse (0)
    else
      G(z,n) = e(z,n+1); % Alle anderen Zellen bekommen am Eingang(G) des Gitters den
                    % Ausgang(e) der rechts liegenden (n+1) Zelle zugeordnet.
    end
    % weitere Eingaenge
    if z == 1;
      F(z,n) = d(p,n); % Einkopplung die vom Streu-Gitter herkommt -> d(p,1:m)
    else;
      F(z,n) = h(z-1,n); % Alle weiteren Reihen erhalten als Eingang(F) den
                    % Ausgang(h) der darunter liegenden Zelle
                    % -> vertikale Kopplung
    end;

    E(z,n) = 0;      % Es gibt keine Rueckkopplung von rechts
    H(z,n) = 0;      % Es gibt keine Rueckkopplung von oben

    % Rechnen der Ausgaenge
    e(z,n) = S(1,1)*E(z,n) + S(1,2)*F(z,n) + S(1,3)*G(z,n) + S(1,4)*H(z,n);
    f(z,n) = S(2,1)*E(z,n) + S(2,2)*F(z,n) + S(2,3)*G(z,n) + S(2,4)*H(z,n);
    g(z,n) = S(3,1)*E(z,n) + S(3,2)*F(z,n) + S(3,3)*G(z,n) + S(3,4)*H(z,n);
    h(z,n) = S(4,1)*E(z,n) + S(4,2)*F(z,n) + S(4,3)*G(z,n) + S(4,4)*H(z,n);

  end;
end;
end;

```

Dateiname: nsigeplot_u.m

Das Programm zeichnet die Ausgangsleistung des U-Gitterpaares in Abhängigkeit des Brechungsindex des SiGe bei festen Gitterdimensionen p/m und fester Wellenlänge. Das Symbol @ markiert einen Zeilenwechsel, der vor dem Start des Programms entfernt werden muß.

```

%%% Die Nutzleistung in Abhaengigkeit des Brechungsindex des SiGe beim U-Gitterpaar
%%% bei Braggwellenlaenge
clc
clear
home

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Begruessung + Dialog %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
disp('Diese Struktur besitzt ein U-Gitterpaar')
disp('Es wird die Nutzleistung zum Brechungsindex des SiGe bei
konstanter freier Wellenlaenge lo auftragen')
disp(' ')
disp('So sei es'),disp('+++++')
disp(' ')

%% Eingabe der Gitterlaenge
disp('Wie lang ist das Gitter ?')
m = input('m = ');
if isempty(m)
    m = 1000;           % Anzahl der horizontalen Gitter
end
disp(' ')

%% Eingabe der Gitterbreite
disp('Wie breit ist die Struktur ?')
p = input('p = ');
if isempty(p)
    p = 14;           % Anzahl der vertikalen Gitter
end
disp(' ')

%% Eingabe des Startwertes von n_sige
disp('Bei welchem n_sige > 3.535 wollen wir anfangen ?')
Start = input('Start = ');
if isempty(Start)
    Start = 3.535;
end
disp(' ')

%% Eingabe des Stopwertes von n_sige
disp('Und bei welchem n_sige < 3.59 soll ich aufhoeren ?')
Stop = input('Stop = ');
if isempty(Stop)
    Stop = 3.59;
end
disp(' ')

%% Eingaben pruefen
while Start < 3.535
    disp(' Der Startwert von n_sige muss groesser als 3.535 sein, da sonst keine @
Wellenfuehrung moeglich ist.')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)
        Start = 3.535;
    end
end
while Stop > 3.59
    disp(' Der Startwert von n_sige muss kleiner als 3.59 sein, da sonst keine @
Wellenfuehrung moeglich ist.')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)

```

```

    Start = 3.59;
    end
end
while Start >= Stop
    disp(' Der Startwert von n_sige muss kleiner sein als der Stopwert')
    disp(' Bitte erneut eingeben:')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)
        Start = 3.535;
    end
    disp(' ')
    disp('und')
    Stop = input('Stop = ');
    if isempty(Stop)
        Stop = 3.59;
    end
    end
    disp(' ')
    disp(' ')
end

%% Eingabe der Schrittzahl
disp('OK - Wie viele Schritte sollen inclusive Start und Stop berechnet werden ?')
Step = input('Step = ');
if isempty(Step)
    Step = 0;
end
while Step <= 1
    disp('Sie muessen mindestens zwei Schritte berechnen')
    Step = input('Step = ');
    if isempty(Step)
        Step = 0;
    end
end
disp(' '),disp(' ')
disp('Beginne Berechnung')
disp(' ')

delta = (Stop - Start)/(Step-1);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Matritzen und Parameter %%%%%%%%%
%Initialisierung der Matrizen
Nutz = zeros(2,Step);

str = sprintf('Dimensionen des Gitters: p = %4.0f ; m = %4.0f',p,m);
disp(str)

% feste Parameter
n_si = 3.508;
L = 370;
lo = 1307.58;          % Wellenlaenge des Lasers

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Nun geht's los %%%%%%%%%
disp(' ')
disp('+++++')
for count = 1:Step
    str = sprintf('Berechne Step %4.0f von %4.0f',count,Step);
    disp(str)

    % Setze n_sige
    n_sige = Start - delta + delta*count;
    % Wellenparameter
    k1 = (2*pi)/lo * n_sige;
    k2 = (2*pi)/lo * n_si;

    Nutz(1,count) = n_sige;          % n_sige wird in Tabelle geschrieben

    % Berechnung des Confinmentfaktors des Gitters nach Boo
    T_14 = confinement_lin(n_sige);

```

```

T=(1/14*p)*T_14;           % Umrechnung von T auf andere
                           % Rueckenbreiten.

[r1,t1] = rindex(n_sige);   % -> Unterprogramm rindex.m

% Gitterparameter;
r = sqrt(T)*( r1*t1*exp( -i*L*(k1/4-k2/2) ) - r1*(1-r1^2)*exp( i*L*(k1/4-k2/2) ) );
tzelle = (1-r1^2) + r1^2*(1-r1^2)*exp(-i*L*(-k1/2+k2)) ;
% Confinmentfaktor des Gitters muss beruecksichtigt werden
t = sqrt( tzelle^2*(T) + (1-T) );

%% Berechnung des Send- und Empfangsgitters es weden die
%% Eingangswerte in den Matrizen A-D(Streu) bzw. E-H(Sammel) und
%% die Ausgangswerte in den Matrizen a-d(Streu) bzw. e-h(Sammel)
%% ausgegeben.
[A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_u(r,t,m,p,lo,L,k1,k2);
[E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel_u(r,t,m,p,d,lo,L,k1,k2);

AusSammelLinks = e(1:p,1);
Raus = abs(sum(AusSammelLinks.^2)); % Addieren der Leistungswerte
Nutz(2,count) = Raus/p*100;        % Leistung wird in Tabelle
                                   % geschrieben und normiert in Prozent

end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% So, und jetzt wird gemalt %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
figure;
hold off;
% Maximalwerte bestimmen
[y,x1] = max(Nutz(2,1:Step));
x = Nutz(1,x1);

% Plotten
plot(Nutz(1,1:Step),Nutz(2,1:Step));
xlabel('n_sige');
ylabel('Nutzleistung in %');
str = sprintf('U-Gitter: %4.0f/%2.0f , Maximum bei %5.4f|%5.4f , @
lo:%6.2fnm',m,p,y,x,lo);
title(str);
prpeps(20,20);
str = sprintf('print -depsc /home2/afting/matlab3/u/plots/nsigeplot_u@
_%4.1f_%2.1f.eps',m,p);
eval(str);

```

Dateiname: powerplot.u.m

Dies Programm zeichnet die Ausgangsleistung des U-Gitterpaares in Abhängigkeit der freien Wellenlänge bei konstanten Gitterdimensionen für drei Brechungsindizes: 3.57, 3.56 und 3.55. Das Symbol @ markiert einen Zeilenwechsel, der vor dem Start des Programms entfernt werden muß.

```
% Programm zechnet die Ausgangsleistung der U-Struktur in
% Abhaengigkeit der Frequenz

%% Abfrage Gitterlaenge
disp('Wie lang ist das Gitter ?')
m = input('m = ');
if isempty(m)
    m = 2850;
end
disp(' ')

%% Abfrage Gitterbreite
disp('Breite des Gitters ?')
p = input('p = ');
if isempty(p)
    p = 14;
end
disp(' ')

%% Abfrage Anzeige der Dimensionen
str = sprintf('Dimensionen des Gitters: p = %4.0f ; m = %4.0f',p,m);
disp(str)
disp('Die Wellenlaenge L des Gitters betraegt 370 nm')
disp(' ')

%% Abfrage Startwellenlaenge
disp('Bei welcher Wellenlaenge des Lasers wollen Sie beginnen ?')
Start = input('Start = ');
if isempty(Start)
    Start = 0;
end
disp(' ')

%% Abfrage Stopwellenlaenge
disp('Bei welcher Wellenlaenge des Lasers wollen Sie aufhoeren ?')
Stop = input('Stop = ');
if isempty(Stop)
    Stop = 0;
end
disp(' ')
while Start >= Stop
    disp('Der Startwert muss kleiner sein als der Stopwert')
    disp(' Also noch einmal:')
    Start = input('Start = ');
    if isempty(Start)
        Start = 0;
    end
    disp(' ')
    disp('und')
    Stop = input('Stop = ');
    if isempty(Stop)
        Stop = 0;
    end
    disp(' ')
end

%% Abfrage Anzahl der Rechenschritte
disp('Wie viele Schritte soll ich inclusive Start und Stop machen')
Step = input('Step = ');
if isempty(Step)
    Step = 0;
```

```

end
while Step <= 1
    disp('Step muss groesser Eins sein ! - Logisch ')
    Step = input('Step = ');
    if isempty(Step)
        Step = 0;
    end
end
disp(' ')

%% Abfrage Brechungsindex des SiGe
disp('Wie gross soll der simulierte Brechungsindex des SiGe sein')
n_sige = input('n_sige = ');
if isempty(n_sige)
    n_sige = 3.56;
end
while n_sige <= 3.508
    disp('n_sige muss groesser als n_si = 3.508 sein! ')
    n_sige = input('n_sige = ');
    if isempty(n_sige)
        n_sige = 3.56;
    end
end
disp(' ')

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% feste Parameter %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
n_si = 3.508;                % Brechungsindex des Si
L = 370;                    % Laenge einer SimZelle in nm

str = sprintf('Dimensionen des Gitters: p = %4.0f ; m = %4.0f',p,m);
disp(str)
disp('Die Wellenlaenge L des Gitters betraegt 370 nm')
disp(' ')

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Nun geht's los %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for ncount = 1:3            % fuer n_sige = 3.57, 3.56, 3.55
    n_sige = 3.58 - 0.01*ncount

    %% Berechnung des Confinementfaktors des Gitters nach Boo
    T_14 = confinement_lin(n_sige); % Linearisiert nach Boo auf 5um
                                         % = 14 Zellen Gitterbreite.
    T=(1/14*p)*T_14;                % Umrechnung von T auf andere
                                         % Rueckenbreiten.
    str = sprintf('Der Confinementfaktor betraegt %5.4f',T);
    disp(str)

%% Berechnung des Reflexions- und Transmissionsfaktors r1,t1
[r1,t1] = rindex(n_sige); % -> Unterprogramm rindex.m

delta = (Stop - Start)/(Step-1);
Nutz = zeros(3,Step);

for count = 1:Step
    str = sprintf('Berechne Step %4.0f von %4.0f',count,Step);
    disp(str)
    lo = Start - delta + delta*count;
    Nutz(1,count) = lo;

    %Wellenparameter
    k1 = (2*pi)/lo * n_sige;
    k2 = (2*pi)/lo * n_si;

    %Gitterparameter;
    r = sqrt(T)*( r1*t1*exp( -i*L*(k1/4-k2/2) ) - r1*(1-r1^2)*exp( i*L*(k1/4-k2/2) ) );
    tzelle = (1-r1^2) + r1^2*(1-r1^2)*exp(-i*L*(-k1/2+k2) );
    % Confinementfaktor des Gitters muss beruecksichtigt werden
    t = sqrt( tzelle^2*(T) + (1-T) );

```

```

%% Berechnung des Sende- und Empfangsgitters: es werden die
%% Eingangswerte in den Matrizen A-D(Streu) bzw. E-H(Sammel) und
%% die Ausgangswerte in den Matrizen a-d(Streu) bzw. e-h(Sammel)
%% ausgegeben.
[A,B,C,D,a,b,c,d] = streu_u(r,t,m,p,lo,L,kl,k2);
[E,F,G,H,e,f,g,h] = sammel_u(r,t,m,p,d,lo,L,kl,k2);

AusSammelLinks = e(1:p,1);
Raus = abs(sum(AusSammelLinks.^2)); % Addieren der Leistungswerte
Nutz(2,count) = Raus/p*100; % Leistung wird in Tabelle
% geschrieben und normiert in Prozent

AusStreuRechts = c(1:p,m);
Durch = abs(sum(AusStreuRechts.^2));
Nutz(3,count) = Durch/p*100;
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Plotten + Drucken %%%%%%%%%
% figure;
hold on;
% Maximalwerte bestimmen
[y,x1] = max(Nutz(2,1:Step));
x = Nutz(1,x1);

% Plotten
plot(Nutz(1,1:Step),Nutz(2,1:Step));

end %fuer n_sige count

xlabel('lo');
ylabel('P_A / P_E [%]');
str = sprintf('U-Gitter: %4.0f/%2.0f , t=%5.4f , n_sige=%4.3f , Max bei %5.4f@
|%5.4f',m,p,T,n_sige,y,x);
title(str);
prpeps(20,20);
str = sprintf('print -depsc /home2/afting/matlab3/u/plots/power_u_%4.1f_%2.1f@
_%4.3f.eps',m,p,n_sige);
eval(str)

```


Literaturverzeichnis

- [1] Herter and Graf, *Optische Nachrichtentechnik*. Hanser Verlag, p. 91, 1994.
- [2] A. Hirano *et al.*, “640 Gbit/s (16 channel x 42.7 Gbit/s) WDM L-band DSF transmission experiment using 25nm bandwidth AWG dispersion slope compensator”, *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 1638–1639, 2000.
- [3] S. Afting and U. Barabas, “Electronic Controllable Wavelengthsensitive Switch on SiGe Heterostructures”, in *Symposium on Opto- and Microelectronic Devices and Circuits*, pp. 61–64, Nanjing, China, 10.-15.4.2000.
- [4] H. Ibach and H. Lüth, *Festkörperphysik*. Springer Verlag, 4 ed., p. 310, 1995.
- [5] U. Fischer, “Entwicklung und Optimierung eines integriert-optischen Schaltmoduls in Silizium”. *Dissertation, Fachbereich 12 für Elektrotechnik, TU-Berlin*, p. 20f, 1995.
- [6] R. Soref and B. Bennett, “Electrooptical effects in silicon”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-23 (No.1), pp. 123–129, 1987.
- [7] H. Jorke, “Injection across a Si/SiGe heterojunction” in *Properties of strained and relaxed Silicon Germanium*, p. 158, INSPEC, 1995. ISBN 0 85296 826 4.
- [8] E. Renz, *PIN und Schottky Dioden*. Dr. Alfred Hüthig Verlag Heidelberg, p. 31f, 1976. ISBN 3-7785-0387-1.
- [9] U. Fischer, “Entwicklung und Optimierung eines integriert-optischen Schaltmoduls in Silizium”. *Dissertation, Fachbereich 12 für Elektrotechnik, TU-Berlin*, p. 107, 1995.
- [10] L. Riley, “The separation of generation lifetimes of Si and SiGe using capacitance-transient measurement on MOS capacitors formed by plasma anodisation of Si:Si_{0.9}Ge_{0.1}:Si substrates”, *Solid State Electronics*, vol. 43, pp. 2247–2250, 1999.
- [11] H. Jorke, “Injection across a Si/SiGe heterojunction” in *Properties of strained and relaxed Silicon Germanium*, p. 152, INSPEC, 1995. ISBN 0 85296 826 4.
- [12] S. Sze, *Physics of semiconductor devices*. John Wiley & Sons, New York, 1 ed., p. 40, 1969.
- [13] T. Suhara and H. Nishihara, “Integrated Optic Components and Devices Using Periodic Structures”, *Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22 (No.6), pp. 845–867, 1986.

- [14] P. C. Hruschka, "Entwicklung eines integriert-optischen Wellenfilters mit um 45° geneigten Gitterlinien im Materialsystem InP/InGaAsP". *Dissertation, Institut für Informationstechnik (ET3), Universität der Bundeswehr München*, noch unveröffentlicht.
- [15] H. Matthews, *Surface Wave Filters*. John Wiley & Sons, 1977. ISBN 0 471 58030 9.
- [16] S. Boo, "Analyse optischer Wellenleiter mit diagonalen Gitterlinien zur Anwendung in optischen Filtern und Schaltern". *Dissertation, Institut für Informationstechnik (ET3), Universität der Bundeswehr München*, noch unveröffentlicht.
- [17] U. Barabas, "Groove-Cell Analysis of Distributed Feedback Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 5, 1992.
- [18] Klein and Furtak, *Optik*. Springer Verlag, p. 64, 1988. ISBN 3 540 18911 4.
- [19] J. Brunner, "Herstellung und optische Charakterisierung von Si/SiGe Heterostrukturen". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 66, 1995.
- [20] S. Janz *et al.*, "Silicon-Based Monolithic and Hybrid Optoelectronic Devices", *SPIE (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers)*, vol. 3007, p. 178, 1997.
- [21] E. Frieß, "Molekularstrahl-Epitaxie von dotierten Si/SiGe-Schichtsystemen: Grundlagen für neue Heterostrukturbauelemente". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 83, 1992.
- [22] U. Menczgar, "Optische Eigenschaften von Si/SiGe Heterostrukturen und Si_mGe_n Übergittern". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 52, 1993.
- [23] M. Gail, "Optische Interbandübergänge in Si/Ge Heterostrukturen". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 27, 1995.
- [24] J. Brunner, "Herstellung und optische Charakterisierung von Si/SiGe Heterostrukturen". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 49, 1995.
- [25] J. Brunner, "Herstellung und optische Charakterisierung von Si/SiGe Heterostrukturen". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 69, 1995.
- [26] S. Sze, *Physics of semiconductor devices*. John Wiley & Sons, New York, 2 ed., p. 848, 1981.
- [27] M. Gail, "Optische Interbandübergänge in Si/Ge Heterostrukturen". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 6, 1995.
- [28] J. Dismukes, L. Ekstrom, and R. Paff *Journal of Physical Chemistry*, vol. 68, p. 3021, 1964.
- [29] A. Splett, "Integriert optische Wellenleiter-Photodetektor-Kombinationen in Silizium-Germanium-Legierungen". *Dissertation, Fachbereich 12 für Elektrotechnik, TU-Berlin*, p. 26, 1994.

- [30] J. Matthews and A. Blakeslee, "Defects in epitaxial multilayers", *Journal of Crystal Growth*, vol. 27, p. 118, 1974.
- [31] R. People, "Physics and applications of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained-layer heterostructures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22 (No.9), p. 1696, 1986.
- [32] J. Nützel, "Modulationsdotierte Silizium-Germanium Heterostrukturen". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 72, 1995.
- [33] J. Bean *et al.*, " $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained-layer superlattice grown by molecular beam epitaxy", *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. A2, p. 436, 1984.
- [34] B. Dodson and J. Tsao *Applied Physics Letters*, vol. 51, p. 1352, 1987.
- [35] R. Hull, "Equilibrium theories of misfit dislocation networks in the SiGe/Si system" in *Properties of strained and relaxed Silicon Germanium*, p. 17, INSPEC, 1995. ISBN 0 85296 826 4.
- [36] J. Humlicek, "Optical functions of the relaxed SiGe alloy and influence of strain" in *Properties of strained and relaxed Silicon Germanium*, p. 121, INSPEC, 1995. ISBN 0 85296 826 4.
- [37] R. People *Physical Review B (USA)*, vol. 32, p. 1405, 1985.
- [38] R. Laureau and L. Friedmann, "Waveguided electro-optical intensity modulation in a Si/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ heterojunction bipolar transistor", *Electronics Letters*, vol. 26, No.20, pp. 1653–1655, 1990.
- [39] A. Splett, "Integriert optische Wellenleiter-Photodetektor-Kombinationen in Silizium-Germanium-Legierungen". *Dissertation, Fachbereich 12 für Elektrotechnik, TU-Berlin*, p. 17, 1994.
- [40] S. Janz *et al.*, "Optical Properties of Pseudomorphic $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ for Si-Based Waveguides at the $\lambda = 1300\text{nm}$ and 1550nm Telecommunications Wavelength Bands", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 4, No.6, pp. 990–996, 1998.
- [41] J. Nützel, "Modulationsdotierte Silizium-Germanium Heterostrukturen". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 81, 1995.
- [42] M. Gail, "Optische Interbandübergänge in Si/Ge Heterostrukturen". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 5, 1995.
- [43] <http://jas.eng.buffalo.edu/education/semicon/SiGe/index.html>. Department Electrical Engineering, School of Engineering and Applied Science, State University of New York at Buffalo.
- [44] U. Menczigar, "Optische Eigenschaften von Si/SiGe Heterostrukturen und Si_mGe_n Übergittern". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 8, 1993.

- [45] R. People, "Physics and applications of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained-layer heterostructures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22 (No.9), p. 1701, 1986.
- [46] Walle, "Theoretical calculations of heterojunction discontinuities in the Si/Ge system", *Physical Review B (USA)*, vol. 34, No.8, p. 5621, 1986.
- [47] R. People, "Physics and applications of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained-layer heterostructures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22 (No.9), p. 1702, 1986.
- [48] L. Colombo, R. Resta, and S. Baroni *Physical Review B (USA)*, vol. 44, p. 5572, 1991.
- [49] M. Gail, "Optische Interbandübergänge in Si/Ge Heterostrukturen". *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 10, 1995.
- [50] G. Abstreiter, H. Brugger, and T. Wolf *Physical Review Letters*, vol. 54, p. 2441, 1985.
- [51] W.-X. Ni, J. Knall, and G. Hansson *Physical Review B*, vol. 36, p. 7744, 1987.
- [52] K. Nauka, T. Kamins, J. Turner, C. A. King, J. Hoyt, and J. Gibbons *Applied Physics Letters*, vol. 60, p. 195, 1992.
- [53] D. Houghton, G. Aers, S.-R. Yang, E. Wang, and N. Rowell, "Type I Band Alignment in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ Quantum Wells: Photoluminescence under Applied [110] and [100] Uniaxial Stress", *Physical Review Letters*, vol. 75, No.5, p. 866, 1995.
- [54] M. Thewalt, D. Harrison, C. Reinhart, J. Wolk, and H. Lafontaine, "Type II Band Alignment in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ Quantum Wells: The Ubiquitous Type I Luminescence Results from Band Bending", *Physical Review Letters*, vol. 79, No.2, p. 269, 1997.
- [55] T. Rupp, "Silizium-Germanium-Heterostrukturbauelemente für die Nanoelektronik". *Dissertation, Institut für Physik (ET9), Universität der Bundeswehr München*, p. 4, 1996.
- [56] B. Meyerson, "Low temperature silicon epitaxy by ultrahigh vacuum/chemical vapor deposition", *Applied Physics Letters*, vol. 48, pp. 797–799, 1986.
- [57] M. Racanelli and D. Greve, "Ultrahigh-vacuum CVD epitaxy of silicon and $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ ", *Journal of Metals*, vol. 43, pp. 32–37, 1991.
- [58] D. Greve, R. Misra, M. Capano, and T. Schlesinger, "Growth and characterization of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ multiple quantum well structures", *Materials Research Society Symposium Proceedings*, vol. 263, pp. 365–370, 1992.
- [59] D. Kinosky, R. Qian, T. Hsu, J. Irby, A. Mahajan, S. Thomas, S. Banerjee, A. Taqsch, C. Magee, and C. Grove, "The dependence of defect density in $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ heterostructures grown by remote plasma-enhanced chemical vapor depositions on deposition parameters", *Materials Research Society Symposium Proceedings*, vol. 263, pp. 445–449, 1992.

- [60] E. Kasper, H. Herzog, H. Jorke, and G. Abstreiter, “Strained layer Si/SiGe superlattices”, *Superlattices and Microstructures*, vol. 3, pp. 141–146, 1992.
- [61] T. Rupp, “Silizium-Germanium-Heterostrukturbauelemente für die Nanoelektronik”. *Dissertation, Institut für Physik (ET9), Universität der Bundeswehr München*, p. 40, 1996.
- [62] J. Schulze, “Silizium (111) Bor Oberflächenphasen in vertikalen Silizium- und Silizium-Germanium-Schichtstrukturen”. *Dissertation, Institut für Physik (ET9), Universität der Bundeswehr München*, 2000.
- [63] D. Widmann, H. Mader, and H. Freidrich, *Technologie hochintegrierter Schaltungen*. Springer, 2 ed., p. 156, 1996. ISBN 3-540-59357-8.
- [64] S. Vogel, U. Schaber, K. Kühl, *et al.*, “Novel Microstructuring Technologies in Silicon”, in *Mikrosystemtechnik-Symposium zur Productronica*, 11.11.1997. <http://www.stsystems.com/publication/nica97.html>.
- [65] W. von Münch, *Einführung in die Halbleitertechnologie*. B.G. Teubner Stuttgart, p. 167, 1993. ISBN 3-519-06167-8.
- [66] H. Seidel, “Der Mechanismus des Siliziumätzens in alkalischen Lösungen”. *Dissertation, Freie Universität Berlin*, 1986.
- [67] G. Chang, T. Carns, S. Rhee, and K. L. Wang, “Selective etching of SiGe on SiGe/Si heterostructures”, *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 138(1), pp. 202–204, 1991.
- [68] A. Krist, D. Godbey, and N. Green, “Selective removal of a Si_{0.7}Ge_{0.3} layer from Si(100)”, *Applied Physics Letters*, vol. 58, pp. 1899–1901, 1991.
- [69] D. Widmann, H. Mader, and H. Freidrich, *Technologie hochintegrierter Schaltungen*. Springer, 2 ed., p. 156, 1996. ISBN 3-540-59357-8.
- [70] W. von Münch, *Einführung in die Halbleitertechnologie*. B.G. Teubner Stuttgart, p. 137, 1993. ISBN 3-519-06167-8.
- [71] H. Beneking, *Halbleitertechnologie*. B.G. Teubner Stuttgart, p. 189, 1991. ISBN 3-519-06133-3.
- [72] <http://www.journey.sunysb.edu/ProjectJava/Bragg/home.html>. Department of Earth & Space Sciences, State University of New York at Stony Brook.
- [73] R. Kyutt and P. Petrashen *Physica Status Solidi A*, vol. 60, p. 381, 1980.
- [74] Persönlicher Kontakt: P. Zaumseil, IHP, Im Technologiepark 25, D-15236 Frankfurt (Oder), email: zaumseil@ihp-microelectronics.com, phone: +49-335-5625-540.
- [75] P. Zaumseil, “High Resolution Determination of the Ge Depth Profile in SiGe Heterobipolar Transistor Structures by X-Ray Diffractometry”, *Physica Status Solidi A*, vol. 165, pp. 195+204, 1998.

- [76] J. Nützel, “Modulationsdotierte Silizium-Germanium Heterostrukturen”. *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 32, 1995.
- [77] T. Rupp, “Silizium-Germanium-Heterostrukturbauelemente für die Nanoelektronik”. *Dissertation, Institut für Physik (ET9), Universität der Bundeswehr München*, p. 30, 1996.
- [78] J. Schulze, “Silizium (111) Bor Oberflächenphasen in vertikalen Silizium- und Silizium-Germanium-Schichtstrukturen”. *Dissertation, Institut für Physik (ET9), Universität der Bundeswehr München*, p. 77, 2000.
- [79] T. Köster, “Spektroskopische Untersuchungen an Sub-Mikrometer-Strukturen im Si/SiGe Halbleitersystem”, Diplomarbeit, Institut für Halbleitertechnik II, RWTH Aachen, 1994.
- [80] E. Frieß, “Molekularstrahl-Epitaxie von dotierten Si/SiGe-Schichtsystemen: Grundlagen für neue Heterostrukturbauelemente”. *Dissertation, Walter Schottky Institut, TU München*, p. 98f, 1992.