# Elektroabsorptionsmodulatoren für den Einsatz in einem faseroptischen E-Feld-Sensorsystem

Vom Fachbereich Elektrotechnik der Gerhard-Mercator-Universität Duisburg zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation

von

Manuel Schmidt

aus Duisburg

Referent:Prof. Dr. rer. nat. Dieter JägerKorreferent:Prof. Dr.-Ing. P. JungTag der mündlichen Prüfung:25. Januar 2002

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachgebiet Optoelektronik des Fachbereichs Elektrotechnik an der Gerhard-Mercator-Universität Duisburg. Sie ist Teil des Verbundprojektes "Faseroptischer E-Feld-Sensor für die EMV-Meßtechnik", das aus Mitteln des BMBF (FKZ:16SV664/2) und des MWF (AZ: IV A 3-215004 97-) finanziert wurde. Neben dem Fachgebiet Optoelektronik der Gerhard-Mercator-Universität Duisburg waren hieran folgende Projektpartner beteiligt: Institut für Mobil- und Satelitenfunktechnik GmbH (Kamp Lintfort), Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik im Forschungsverbund Berlin e.V. (Berlin), Microsens GmbH & Co KG (Hamm), Siemens Nixdorf Informationssysteme AG (Paderborn), INCASES Engineering GmbH (Paderborn) und GMS GmbH (Berlin).

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Jäger, dem Leiter des Fachgebietes Optoelektronik, für die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit und für viele nützliche Diskussionen. Herrn Prof. Dr. P. Jung danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Den Angehörigen des Projektteams, Herrn Dr.-Ing. A. Stöhr, Herrn Dipl.-Ing. R. Heinzelmann, Herrn Dipl.-Ing. D. Kalinowski und Herrn Dr.-Ing. T. Alder danke ich für die intensive Zusammenarbeit im Rahmen des Projektes. Ferner danke ich Frau Dipl.-Ing. B. Neuhaus, die mich bei der Entwicklung der Modulatoren im Rahmen einer Diplomarbeit unterstützte.

Der gesamten Arbeitsgruppe des Fachgebiets Optoelektronik möchte ich herzlich für die stets gute Zusammenarbeit danken. Besonders erwähnen möchte

ich in diesem Zusammenhang Herrn Dipl.-Phys. M. Schneider, der mit seiner Diskussionsbereitschaft sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat, und Herrn Dipl.-Ing. R. Buß für seine große Hilfsbereitschaft in vielen Computerangelegenheiten.

Herrn Dr. N. Grote vom Heinrich Hertz Institut für Nachrichtentechnik Berlin GmbH danke ich für die Herstellung der Halbleiterschichtstrukturen.

Den Herren Dr. W. Heinrich und Fritz Lenk vom Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik im Forschungsverbund Berlin e.V. danke ich für die mir zur Verfügung gestellten Kenndaten des Transimpedanzverstärkers und ihre Diskussionsbereitschaft.

Für die finanzielle Förderung des Projektes danke ich dem BMBF und dem MWF.

Vor allem jedoch danke ich meiner Frau Sabine und meinen Töchtern Anika und Laura für die viele Geduld und Aufmunterung, mit der sie mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

	Formelzeichen und physikalische Konstanten	IIV
1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	7
	2.1 Der quantenunterstützte Stark-Effekt	7
	2.2 Kenngrößen	14
	2.2.1 Kenngrößen des Sensorsystems	14
	2.2.2 Kenngrößen von optischen Übertragungsstrecken	15
	2.2.3 Kenngrößen von Elektroabsorptionsmodulatoren	18
3	Entwicklung elektrooptischer Wellenleitermodulatoren für den	
	faseroptischen Feldsensor	28
	3.1 Das Materialsystem InGaAsP	
	3.2 Quantenfilmstruktur.	35
	3.3 Wellenleiterbauelemente	40
	3.4 Elektrisches Ersatzschaltbild	48
	3.5 Designvorgaben für den Modulator	50
	3.6 Reflexionsmodulator	51
4	Technologische Realisierung der Wellenleitermodulatoren	53
	4.1 Epitaxieschichten	53
	4.2 Strukturierung der Bauelemente	54
5	Meßtechnik	60
	5.1 Photolumineszenzmeßplatz	60
	5.2 Meßplatz zur optischen und elektrischen Charakterisierung	
	der Modulatoren	61
6	Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	65
	6.1 Photolumineszenzmessungen	65
	6.2 Modulationscharakteristik	67
	6.3 Elektrisches Ersatzschaltbild und Hochfrequenzverhalten	74

	Literaturverzeichnis	
7	Zusammenfassung	92
	6.7 Reflexionsmodulator	90
	6.6 Optisches Sättigungsverhalten	88
	6.5 Temperaturstabilität	86
	6.4 Empfindlichkeit, Linearität und dynamischer Bereich	

## Verzeichnis der Formelzeichen

a	Modulationssteilheit
a <sub>c</sub>	hydrostatisches Deformationspotential für das Leitungsband
a <sub>v</sub>	hydrostatisches Deformationspotential für das Valenzband
a <sub>e</sub>	Gitterkonstante der Epitaxieschicht
$a_{e\parallel}$	Gitterkonstante der Epitaxieschicht waagerecht zur Substratebene
$a_{e\perp}$	Gitterkonstante der Epitaxieschicht senkrecht zur Substratebene
a <sub>InAs</sub> , a <sub>GaAs</sub> ,	Gitterkonstanten der binären Halbleitermaterialien
a <sub>InP</sub> , a <sub>GaP</sub>	
$a_{InGaAsP}$	Gitterkonstante von InGaAsP
a <sub>s</sub>	Gitterkonstante des Substrats
В	Meßbandbreite
b	Scherdeformationspotential
С	Kapazität
C <sub>11</sub> , C <sub>12</sub>	Elastizitätskonstanten
C <sub>P</sub>	parasitäre Parallelkapazität
Cs	Sperrschichtkapazität des Modulators
d	Dicke der Quantenfilme
$d_i$	Schichtdicken im MQW-Bereich
D	optische Einfügedämpfung
D <sub>Absorption</sub>	durch Absorption des Halbleitermaterials bedingter Anteil der
	Einfügedämpfung
D <sub>Modenanpassung</sub>	durch Modenfehlanpassung verursachter Anteil der Einfügedämpfung
$D_{Wl}$	Dämpfung innerhalb des Wellenleiters
D <sub>RF</sub>	Hochfrequenzeinfügedämpfung
$DR_{1.Harm}$	1. harmonischenfreier dynamischer Bereich
DR <sub>IM3</sub>	intermodulationsfreier dynamischer Bereich
Е	Betrag der elektrischen Feldstärke

VIII	Verzeichnis der Formelzeichen
$E_{\perp}$	elektrische Feldkomponente senkrecht zur Substratebene
f	Frequenz
$f_1, f_2$	Frequenzen zweier Wechselspannungssignale
F(W)	Normalverteilung
Ι	elektrischer Strom
I <sub>Photo</sub>	Photostrom
I <sub>Dunkel</sub>	Dunkelstrom
i <sub>RIN</sub>	Rauschstrom durch RIN-Rauschen
i <sub>Schrot</sub>	Rauschstrom durch Schrotrauschen
i <sub>thermisch</sub>	Rauschstrom durch thermisches Rauschen
K	Kontrast zwischen resonanter und antiresonanter Transmission
$\mathbf{k}_{\perp}$	Wellenzahl senkrecht zum Substrat
$\mathbf{k}_{\parallel}$	Wellenzahl waagerecht zum Substrat
L	Länge des Wellenleiters
M(W)	Übergangsmatrixelement
$M_b$	mittleres Übergangsmatrixelement
m <sup>*</sup>	effektive Masse
$m_e^*$	effektive Masse der Elektronen
${m_{hh}}^{\perp}$	effektive Masse der schweren Löcher senkrecht zur Schichtebene
${m_{hh}}^{\parallel}$	effektive Masse der schweren Löcher waagerecht zur Schichtebene
${m_{lh}}^{\perp}$	effektive Masse der leichten Löcher senkrecht zur Schichtebene
${m_{lh}}^{\parallel}$	effektive Masse der leichten Löcher waagerecht zur Schichtebene
N <sub>D</sub>	n-Dotierstoffkonzentration
N <sub>A</sub>	p-Dotierstoffkonzentration
n, n <sub>1</sub> , n <sub>2</sub>	Brechungsindizes
n <sub>Kern</sub>	Brechungsindex des Wellenleiterkerns
n <sub>Kern,eff</sub>	effektiver Brechungsindex des Wellenleiterkerns
$n_{Luft}$	Brechungsindex von Luft
n <sub>Mantel</sub>	Brechungsindex des Wellenleitermantels

$n_{\text{Mantel,eff}}$	effektiver Brechungsindex des Wellenleitermantels
n <sub>MQW</sub>	effektiver Brechungsindex des MQW-Bereichs
n <sub>WL</sub>	Brechungsindex des Wellenleiters
NA	numerische Apertur
P <sub>0</sub>	transmittierte optische Leistung ohne elektrisches Signal
P <sub>max,1.Harm</sub>	elektrische Eingangsleistung, bei der die Leistung der
	1. Harmonischen gleich dem Rauschpegel ist
P <sub>max,IM3</sub>	elektrische Eingangsleistung, bei der die Leistung des IM <sub>3</sub> -Produktes
	gleich dem Rauschpegel ist
Popt	optische Leistung
P <sub>opt,ein</sub>	eingestrahlte optische Leistung
P <sub>Rausch</sub>	elektrischer Rauschpegel
$P_{RF,1.Harm}$	elektrische Leistung der 1. Harmonischen im Ausgangssignal
P <sub>RF,aus</sub>	Leistung des elektrischen Ausgangssignals
P <sub>RF,ein</sub>	elektrische Eingangsleistung
P <sub>RF,IM3</sub>	elektrische Leistung des IM <sub>3</sub> -Produktes im Ausgangssignal
R <sub>opt</sub>	optischer Reflexionskoeffizient
R	Widerstand
R <sub>B</sub>	Bahnwiderstand
$R_{cp}$	Kontaktwiderstand des p-Kontaktes
r	radiale Entfernung von der Wafermitte
r <sub>cp</sub>	spezifischer Kontaktwiderstand des p-Kontaktes
R <sub>Det</sub>	Innenwiderstand des Detektors
RIN	Intensitätsrauschen des Lasers
S	Kantenrauhigkeit des Wellenleiters
$S_{11}$	Streuparameter
$S_{E/O}$	Umwandlungseffizienz elektrisch $\rightarrow$ optisch
$S_{O/E}$	Umwandlungseffizienz optisch $\rightarrow$ elektrisch
Т	Temperatur

t	Zeit
T <sub>A</sub>	Transmissionkoeffizient im antiresonanten Fall
T <sub>R</sub>	Transmissionkoeffizient im resonanten Fall
U	elektrische Spannung
$U_0$	elektrische Vorspannung im Arbeitspunkt
$U_{1}, U_{2}$	Amplituden verschiedener Wechselspannungssignale
$U_{\text{Mod}}$	Modulationsspannung
U <sub>Quelle</sub>	Quellenspannung
V	elektrisches Potential
W	Energie
$W_g$	Bandlückenenergie
$W_{g,b}$	Bandlückenenergie des Barrierenmaterials
$W_{g,w}$	Bandlückenenergie des Quantenfilmmaterials
$W_{h,c}$	hydrostatischer Anteil der spannungsbedingten
	Leitungsbandverschiebung
$W_{h,v}$	hydrostatischer Anteil der spannungsbedingten
	Valenzbandverschiebung
W <sub>s,c</sub>	Scheranteil der spannungsbedingten Leitungsbandverschiebung
$W_{s,v}$	Scheranteil der spannungsbedingten Valenzbandverschiebung
X	Gallium-Anteil
у	Arsen-Anteil
Z	Position senkrecht zur Substratebene
Z <sub>Mod</sub>	Impedanz des Modulators (komplex)
$Z_{Quelle}$	Impedanz des Hochfrequenzquelle (komplex)
α	Absorptionskoeffizient
$\alpha_{Band}$	Anteil der Band-Absorption am Absorptionskoeffizienten
$\alpha_{Ex}$	Anteil der Exzitonenabsorption am Absorptionskoeffizienten
$\alpha_{Streu}$	durch Streuverluste bedingter Anteil am Absorptionskoeffizient
γ <sub>1</sub> , γ <sub>2</sub> , γ <sub>3</sub>	Luttinger-Parameter

$\Delta$	Abstand zwischen Split-Off-Band und Valenzband im $\Gamma$ -Punkt
$\Delta n$	Brechungsindexdifferenz zwischen Kern und Mantel
ΔU	Spannungsdifferenz
$\Delta W_{c}$	Leitungsbanddiskontinuität
$\Delta W_{S,c}$	spannungsbedingte Leitungsbandverschiebung
$\Delta W_{S,hh}$	spannungsbedingte Verschiebung des Schwerlochbandes
$\Delta W_{S,lh}$	spannungsbedingte Verschiebung des Leichtlochbandes
$\Delta W_{\rm v}$	Valenzbanddiskontinuität
Δλ	freier (Wellenlängen-) Spektralbereich des Fabry-Perot Resonators
3	Verspannung in Richtung der Schichtebene
$\Gamma_{QW}$	optischer Füllfaktor der Quantenfilme
$\Gamma_{WL}$	optischer Füllfaktor des Wellenleiters
λ	Wellenlänge
$\mu_{\parallel}$	reduzierte Exzitonenmasse waagerecht zum Substrat
Θ	Grenzwinkel des Wellenleiters für Totalreflexion
σ	halbe Halbwertsbreite des Exzitonenpeaks
$\sigma_{Ph}$	Verbreiterung aufgrund von Streuung an Phononen
$\sigma_0$	Verbreiterung aufgrund von Materialfluktuationen
η	Modulationstiefe
$\boldsymbol{\eta}^{(n)}$	n-te Ableitung der Modulationstiefe
ω	Kreisfrequenz
$\omega_{Ex}$	Kreisfrequenz des Exzitons
$\omega_{LO}$	Kreisfrequenz des longitudinal optischen Phonons
$\omega_1, \omega_2$	Kreisfrequenzen zweier Wechselspannungssignale
Ψ	quantenmechanische Wellenfunktion
$\Psi_{ei}$	Wellenfunktion des i-ten Elektronenzustandes
$\Psi_{Ex}$	Wellenfunktion des Exzitons

XII	Verzeichnis der Formelzeichen	
$\Psi_{\text{hj}}$	Wellenfunktion des j-ten Lochzustandes	

## Physikalische Konstanten

$$\begin{aligned} k_{\rm B} &= 1,380658 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \\ \eta &= 1,05457266 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \\ e &= 1,60217733 \cdot 10^{-19} \text{ C} \\ \epsilon_0 &= 8,854187817 \cdot 10^{-12} \text{ F/m} \\ m_0 &= 9,1093897 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \\ c_0 &= 2,99792 \cdot 10^8 \text{ m/s} \\ \pi &= 3,14159265 \end{aligned}$$

Quelle: [1]

## 1 Einleitung

Durch die fortschreitende Verbreitung hochfrequenter elektronischer Systeme ist die Problematik der elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV) in den letzten Jahren zunehmend in den Blickpunkt der Öffentlichkeit geraten. Insbesondere die steigende Verbreitung von Mobiltelefonen hat zu spektakulären Schlagzeilen wie Beeinflussung von Herzschrittmachern und Cokpitinstrumenten durch elektromagnetische Strahlung geführt. Auch über die Auswirkungen auf die menschliche Gesundheit gibt viele Spekulationen. Neben es diesen spektakulären Fällen elektromagnetischer Unverträglichkeit besteht jedoch in vielen Fällen ein sehr ernsthaftes technisches Interesse an der Sicherstellung der elektromagnetischen Verträglichkeit. Da in den letzten Jahren erlassene Gesetze und Richtlinien [2, 3] eine Prüfung elektronischer Geräte in Bezug auf EMV verlangen, ist ein steigender Bedarf an entsprechender Meßtechnik zu beobachten, der sich in Zukunft noch weiter erhöhen wird.

Eine Schlüsselrolle bei EMV-Untersuchungen spielen Meßgeräte zur Detektion elektrischer Wechselfelder. Abhängig von den Anforderungen an die Messung kommt eine Vielzahl von Meßprinzipien zum Einsatz. Entscheidend sind hier die Anforderungen an Empfindlichkeit der Messung, räumliche Auflösung, Frequenzbereich, Separation der Feldkomponenten und Beeinflussung des Feldes durch die Meßapparatur. Herkömmliche Meßinstrumente bestehen aus einer Antenne, die über eine elektrische Leitung mit einer Auswerteeinheit verbunden ist. Hierbei stellt jedoch das Einbringen von Metall in das zu vermessende Feld ein Problem dar, da es zu einer Beeinflussung des zu vermessenden Feldes führt. Als Alternative bietet sich die optische Übertragung des Meßsignals über Glasfasern an. Hierzu ist eine Umsetzung des E-Feldes in ein optisches Signal auf dem Sensorkopf erforderlich, wofür verschiedene elektrooptische Effekte in Frage kommen: Im niederfrequenten Bereich kommen zum Beispiel elektrostatische Kräfte, die Verstimmung eines Interferometers zur genutzt werden [4]. oder Dämpfungsglieder auf dem Prinzip von Flüssigkristallen zum Einsatz [5]. Der in Arbeit angestrebte Einsatzbereich bei hohen Frequenzen im dieser Gigahertzbereich schränkt die Zahl der nutzbaren elektrooptischen Effekte jedoch stark ein. Hier zeigen die in Lithiumniobat und in Halbleiterquantenfilmstrukturen (Multiple Quantum Wells, MQW) auftretenden elektrooptischen Effekte ihre Vorteile. Integriert man sie in einen optischen Wellenleiter, so bietet dies den Vorteil einer großen Wechselwirkungslänge des Lichtes mit dem elektrischen Feld. Elektrooptische Modulatoren, die auf diesem Prinzip arbeiten. haben heute ihren Haupteinsatzbereich in der Kommunikationstechnik bei der schnellen Modulation von Laserlicht.

Für den Einsatz in Sensorapplikationen existieren bereits Konzepte auf Grundlage von Lithiumniobatmodulatoren [6 - 9], die jedoch die folgenden Nachteile mit sich bringen: Der vergleichsweise schwache elektrooptische Effekt in LiNbO<sub>3</sub> bedingt große Wechselwirkungslängen mit dem Licht. Daraus ergeben sich lange Bauelemente (in der Größenordnung 10 cm) und aufwendige Elektroden- und Antennenkonstruktionen. Ferner weisen die Komponenten eine hohe Polarisationsabhängigkeit auf, die den Einsatz teurer polarisationserhaltender Fasern und entsprechend aufwendiger Justageverfahren bei der Faser-Chip-Kopplung erforderlich macht [10]. Diese Nachteile können durch den Einsatz von Elektroabsorptionsmodulatoren auf Basis von Halbleitervielfachquantenfilmen vermieden werden [11]. Sie stellen für die Sensorapplikation eine sehr sinnvolle Alternative geplante zu Lithiumniobatmodulatoren dar, da sie aufgrund des stärkeren elektrooptischen Effektes bei wesentlich kleineren Bauelementgrößen niedrige entsprechendem Modulationsspannungen benötigen und bei Design polarisationsunabhängig arbeiten [12 - 15]. Für die Komunikationstechnik ist ferner die in diesem Fall mögliche monolithische Integration von Modulatoren mit Laserdioden und Detektoren von großem Interesse [14, 16].

Ziel dieser Arbeit war es, einen elektrooptischen Wellenleitermodulator auf MQW-Basis, der diese Vorteile für ein faseroptisches E-Feld-Sensorsystem

nutzbar macht, zu entwickeln, zu realisieren und meßtechnisch zu charakterisieren [63 - 68].

In Folgenden wird das Konzept des faseroptischen E-Feld-Sensorsystems beschrieben. Ausgangspunkt sind hierbei die Anforderungen an die Spezifikationen des Sensors, die sich aus den angestrebten Einsatzbereichen des Systems ergeben. Anschließend soll der Aufbau des Sensorsystems erläutert werden.

Angestrebter Haupteinsatzbereich des Sensors ist das ortsaufgelöste Vermessen von hochfrequenten elektronischen Schaltungen zur Detektion elektromagnetischer Abstrahlung. Zur genauen Lokalisierung solcher Störquellen ist eine möglichst große Ortsauflösung, d. h. die Fähigkeit, nahe beieinander liegende Strukturen im elektrischen Feld unterscheiden zu können, von besonderem Interesse. In Anbetracht der Größe der zu untersuchenden Objekte ist hier eine Auflösung von mindestens 1 cm sinnvoll. Durch den Einsatz einer 2 x 4 mm langen Dipolantenne wird eine Minimalauflösung von 8 mm garantiert, wobei die Aufbereitung der Meßdaten mit Hilfe geeigneter Rechenverfahren noch Potential für eine deutliche Verbesserung der Meßauflösung bietet [17]. Außerdem soll neben der Feldstärke auch die Frequenz der elektromagnetischen Abstrahlung bestimmt werden, um eine Charakterisierung der Abstrahlquelle zu ermöglichen. Hierbei soll ein breiter Frequenzbereich von 100 MHz bis hinauf zu 6 GHz abgedeckt werden. Dieser Bereich enthält auch die im Mobilfunkbereich verwendeten GSM-Bänder bei ca. 900 MHz und 1,8 GHz, womit der Sensor auch für Anwendungen in diesem momentan boomenden Bereich in Frage kommt. Ferner soll die Empfindlichkeit des Sensors trotz der sich aus der geforderten Ortsauflösung ergebenden geringen Antennenlänge auch zum Detektieren kleiner Signale ausreichen. Auf Grundlage dieser Anforderungen wurden die aus Tabelle 1.1 zu entnehmenden Spezifikationen als Zielvorgabe für die Entwicklung des Sensorsystems festgelegt. Da der elektrooptische Modulator als Schlüsselkomponente des sowohl auf den Frequenzbereich Sensorsystems als auch auf die Empfindlichkeit entscheidenden Einfluß hat, ergeben sich hieraus auch die wesentlichen Anforderungen, die bei der Entwicklung des Modulators zu berücksichtigen waren.

Tabelle 1.1: Spezifikationen des Sensorsystems

Minimales detektierbares Feld	100 mV/m
Frequenzbereich	100 MHz – 6 GHz
Auflösung der Feldkomponenten	ja

Neben diesen quantitativen Spezifikationen ist eine möglichst geringe Feldbeeinflussung durch das Sensorsystem von großem Interesse. Um eine Beeinflussung des zu vermessenden elektrischen Feldes durch das Meßsystem zu verhindern, ist der Anteil von elektrisch leitenden Materialien an der Meßsonde so gering wie eben möglich zu halten. Dies wird durch eine räumliche Trennung zwischen Meßkopf und Auswerteeinheit erreicht (s. Bild 1.1), wobei die Auswerteeinheit in ausreichender Entfernung zur Quelle des Feldes positioniert wird. Die einzige Verbindung zum Meßkopf erfolgt über Glasfasern, also ohne elektrisch leitende Materialien. Auf dem Meßkopf befinden sich neben einer kleinen Antenne nur sehr geringe Mengen elektrisch leitenden Materials wie Metallisierungen und Bonddrähte.



Bild 1.1: Skizze des Sensorsystems [63 – 68]

Wie in Bild 1.1 zu erkennen, befinden sich auf dem Sensorkopf neben dem Modulator eine Dipolantenne, ein Transimpedanzverstärker, eine photovoltaische Zelle und ein Bias-T. Das zu vermessende elektrische Feld wird von der Antenne in ein Spannungssignal umgesetzt. Dieses wird über einen Transimpedanzverstärker dem Modulator zur Verfügung gestellt, der das elektrische Signal in ein optisches Signal umwandelt. Da die Stromversorgung des Verstärkers nur auf optischem Wege erfolgen darf, kommt zu diesem Zweck die photovoltaische Zelle zum Einsatz. Die erforderliche elektrische Leistung für den Verstärker beträgt 50 mW bei einer Spannung von 4 V. Die so auf dem Sensorkopf zur Verfügung stehende Spannung wird außerdem über das Bias-T zur Vorspannung des Modulators genutzt.

Das von der photovoltaischen Zelle und dem Modulator benötigte Licht wird von zwei Laserdioden erzeugt, die sich in der Ausleseeinheit befinden und über Glasfasern mit dem Sensorkopf verbunden sind. Das modulierte Licht, das die Information über das zu vermessende Feld trägt, wird über eine weitere Glasfaser zur Ausleseeinheit zurückgeführt, wo es mit einer schnellen Photodiode in ein elektrisches Signal zurückkonvertiert wird. Dieses wird an einer geeigneten Schnittstelle zur Verfügung gestellt und kann mittels eines elektrischen Spektrumanalysators frequenzaufgelöst dargestellt werden.

Eine sinnvolle Variationen der Sensorsystems, auf die im Rahmen dieser Arbeit auch eingegangen wird, stellt die Verwendung eines Reflexionsmodulators dar. Der Betrieb des Modulators in optischer Transmission bringt für die Funktion des Sensorkopfes den Nachteil mit sich, daß der hierbei erforderliche Anschluß je einer Glasfaser auf beiden Seiten des Modulators zu einem hohen Platzbedarf führt. Da enge Biegeradien der Fasern mit optischen Verlusten einhergehen würden, ist es nicht möglich, den Sensorkopf in enge Höhlungen einzuführen, oder, je nachdem, welche Feldkomponente gemessen werden soll, nahe an Objekte heranzuführen. Diese Problematik läßt sich umgehen, indem man den Modulator mit nur einer Glasfaser in Reflexion betreibt, also die Einkoppelfaser auch zur Auskopplung des modulierten Lichtes benutzt. Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: Im zweiten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen dargestellt, die nötig sind, um einen den Anforderungen des Sensorsystems genügenden Modulator zu entwickeln. Hierbei wird zunächst der dem Modulationsverfahren zugrundeliegende quantenunterstützte Stark-Effekt beschrieben und ein Verfahren vorgestellt, das die Simulation des Elektroabsorptionsverhaltens erlaubt. Weiterhin wird auf die Kenngrößen des Bauelementes und deren Bedeutung für die Anwendung im Sensorsystem eingegangen. Im dritten Kapitel werden die für die Herstellung der Modulatoren erforderlichen Designparameter bestimmt, wobei sowohl die Quantenfilmstruktur als auch der optische und der elektrische Aufbau der Bauelemente behandelt werden. Anschließend wird im vierten Kapitel die technologische Realisierung der Bauelemente beschrieben. Gegenstand des fünften Kapitels sind die meßtechnischen Aufbauten, die zur Charakterisierung eingesetzt wurden. In Kapitel 6 werden die experimentellen Ergebnisse präsentiert. Abschließend werden die Ergebnisse der Arbeit im siebten Kapitel zusammengefaßt und ihre Bedeutung für das zu entwickelnde Sensorsystem diskutiert. In diesem Zusammenhang erfolgt auch ein Vergleich mit den Leistungsdaten ähnlicher, teilweise kommerziell erhältlicher Sensorsysteme.

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die für den Modulator und das Sensorsystem wichtigen physikalischen und technischen Grundlagen beschrieben. Hierbei wird zuerst der quantenunterstützte Stark-Effekt, der zur elektrooptischen Modulation genutzt werden soll, erläutert. In diesem Zusammenhang wird auch ein Rechenverfahren vorgestellt, welches eine Simulation dieses Effektes ermöglicht. Im zweiten Teil des Kapitels werden Kenngrößen des Sensorsystems und des Modulators definiert. Hierbei wird vor allem auf die Auswirkungen der Modulatoreigenschaften auf die Eigenschaften des gesamten Sensorsystems eingegangen.

#### 2.1 Der quantenunterstützte Stark-Effekt

Der quantenunterstützte Stark-Effekt (Quantum Confined Stark Effect, QCSE) ist quantenmechanischer Effekt bestimmten ein der in Halbleiterheterostrukturen auftritt. Er äußert sich in einer optischen Absorptionsänderung, die unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes im Wellenlängenbereich nahe der Absorptionskante auftritt. In der Optoelektronik kommt dieser Effekt zum Einsatz, da er die Modulation von Licht geeigneter Wellenlänge durch verhältnismäßig kleine elektrische Signale erlaubt.

Die Voraussetzung für das Auftreten des quantenunterstützten Stark-Effektes in einer Halbleiterheterostruktur ist das Vorhandensein von Quantenfilmen (Quantum Wells, QW). Diese erzeugt man durch epitaktisches Aufwachsen von Halbleiterschichtfolgen auf einem geeigneten Substrat. Ein Quantenfilm befindet sich dort, wo eine hinreichend dünne Halbleiterschicht von zwei Schichten eines Materials höherer Bandlücke umgeben ist (s. Bild 2.1). Senkrecht zur Substratebene (in Bild 2.1 als z-Richtung bezeichnet) weisen sowohl Leitungsband als auch Valenzband eine Potentialmulde auf, in der bei hinreichender Tiefe diskrete Zustände für die Ladungsträger entstehen (in Bild 2.1 für Elektronen  $e_n$  bzw. für leichte und schwere Löcher Ih<sub>n</sub> und hh<sub>n</sub>). Die energetische Lage dieser Zustände ergibt sich aus der zeitunabhängigen Schrödingergleichung.



**Bild 2.1:** Bandverlauf in einer Quantenfilmstruktur in Richtung senkrecht zur Schichtebene.

Die Tiefe der Potentialmulde wird als Valenzbanddiskontinuität  $\Delta W_c$  bzw. als Leitungsbanddiskontnuität  $\Delta W_v$  bezeichnet. Die Summe von Valenz- und Leitungsbanddiskontinuität ist gleich der Differenz zwischen der Bandlücke des Barrierenmaterials  $W_{g,b}$  und der des Filmmaterials  $W_{g,w}$ . Für das optische Absorptionsverhalten im Quantenfilm ist der energetische Abstand zwischen dem Elektronen- und Löchergrundzustand von besonderem Interesse, da er die Lage der optischen Absorptionskante bestimmt. Durch geeignete Wahl der Halbleitermaterialien und der Filmdicke d ist es möglich, die Lage der Absorptionskante in weiten Bereichen auf die jeweiligen Bedürfnisse abzustimmen.

Der Einfluß eines elektrischen Feldes äußert sich, wie in Bild 2.2 zu erkennen ist, in zwei Effekten:

 Die Energieniveaus f
ür Elektronen und L
öcher verschieben sich so, da
ß ihr Abstand kleiner wird. Hierdurch kommt es f
ür Wellenl
ängenbereiche knapp oberhalb der Absorptionskante des Filmmaterials zu einer starken Erhöhung des Absorptionkoeffizienten (s. Bild 2.3).

 Durch das elektrische Feld verlagern sich die Löcher auf die eine Seite und die Elektronen auf die andere Seite des Quantenfilmes. Hierdurch verringert sich das Überlappintegral von Elektronen- und Löcherwellenfunktion, wodurch die Absorptionswahrscheinlichkeit sinkt. Dieser unerwünschte Effekt wirkt der durch die Verschiebung der Bandkante erzielten Absorptionssteigerung entgegen und ist beim Design der Quantenfilme zu berücksichtigen.



**Bild 2.2:** Bänderdiagramm einer Quantenfilmstruktur a) ohne elektrisches Feld b) mit elektrischem Feld. Die Grundzustände für Elektronen und Löcher und die zugehörigen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten sind in fetten Linien dargestellt.

Ein weiterer Effekt, der die optischen Absorptionseigenschaften von Quantenfilmen beeinflußt, ist die Bildung von Exzitonen. Hierbei handelt es sich um durch elektrostatische Wechselwirkung gebundene Elektron-Loch-Paare. Wenn das bei der Absorption eines Photons erzeugte Elektron-Loch-Paar direkt in einen solchen gebundenen Zustand übergeht, dann verringert sich die vom Photon aufzubringende Energie um die elektrostatische Bindungsenergie des Exzitons. Hierdurch ergibt sich im Absorptionsspektrum ein der regulären Absorptionskante vorgelagerter steiler Exzitonenpeak, der eine deutlich steilere Absorptionskante zur Folge hat, als sie bei Volumenmaterial zu beobachten wäre. Dieser Umstand bringt den Vorteil mit sich, daß die Absorptionsänderung beim Anlegen eines Feldes noch stärker ausfällt. Im Gegensatz zu Volumenmaterial, wo der Einfluß der Exzitonen auf das Absorptionsspektrum nur bei tiefen Temperaturen zu beobachten ist, spielt dieser Effekt in Quantenfilmen, bedingt durch die räumliche Einschränkung der Ladungsträger, auch bei Zimmertemperatur eine Rolle. Dies ist auf die räumliche Beschränkung der Ladungsträger im Quantenfilm zurückzuführen.

Zum Entwurf einer Quantenfilmstruktur ist es erforderlich, das optische Absorptionsverhalten in Abhängigkeit von den gewählten Schichtparametern und dem angelegten elektrischen Feld simulieren zu können. Hierzu eignet sich das im Folgenden vorgestellte Verfahren [18]:

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha(\lambda)$  im Quantenfilm ergibt sich als die Summe der Absorptionskoeffizienten aller möglichen Band-zu-Band und exzitonischen Übergänge [18]:

$$\alpha(\lambda) = \sum_{i} \sum_{j} (\alpha_{Band}(\lambda, i, j) + \alpha_{Exziton}(\lambda, i, j)) .$$
(2.1)

Die Indizes i und j bezeichnen hierbei die Zustände im Valenz- und im Leitungsband. Die Absorptionskoeffizienten für die einzelnen Übergänge ergeben sich aus [18]:

$$\alpha_{Band}(\lambda) = \frac{e^2 \cdot \mu_{\parallel}}{c_0 n \varepsilon_0 m_0^2 \eta^2 d\omega} \cdot \left| M_b \right| \cdot \left| \mathbf{Z}_{ei} \psi_{hj} dz \right|^2 \cdot \sum_{0}^{\infty} \mathcal{M}(W) F(W + W_g + W_{ei} + W_{hj} - \eta \omega) dW(2.2)$$

mit

$$F(W) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{W^2}{2\sigma^2}}$$
(2.3)

und dem Übergangsmatrixelement für TE-Polarisation

$$M(W) = \begin{cases} \mathbf{X} & (e - hh - \ddot{U}bergang) \\ \mathbf{V} & (e - lh - \ddot{U}bergang) \end{cases}$$
(2.4)

und für TM-Polarisation

$$M(W) = \begin{cases} (e-hh-\ddot{U}bergang) \\ (e-lh-\ddot{U}bergang) \end{cases}$$
(2.5)

 $\Psi_{ei}$  und  $\Psi_{hj}$  bezeichnen die Wellenfunktion der Elektronen bzw. Löcher in den betreffenden Zuständen,  $M_b$  ist das mittlere Übergangsmatrixelement. Für die Exzitonenabsorption gilt [18]:

$$\alpha_{Ex}(\lambda) = \frac{2\pi \cdot e^2}{c_0 n \varepsilon_0 m_0^2 d\omega} \cdot \left| M_b \right|^2 \cdot \left| \psi_{ex}(0) \right|^2 \cdot \left| \mathbf{Z}_{ei} \psi_{hj} dz \right|^2 \cdot M(W) \cdot F(\eta \omega_{ex} - \eta \omega) dW, (2.6)$$

wobei  $\Psi_{ex}$  die Wellenfunktion des Exzitons bezeichnet.

Die halbe Halbwertsbreite  $\sigma$  des Exzitonenpeaks setzt sich aus zwei Komponenten zusammen [19]: Einerseits kommt es durch Streuung an longitudinal optischen Phononen zu einer temperaturabhängigen homogenen Verbreiterung  $\sigma_{Ph}$  des Exzitonenpeaks. Andererseits führen auch Fluktuationen der Materialkomposition und der Filmdicken zu einer inhomogenen Verbreiterung  $\sigma_0$ . Die Gesamtbreite berechnet sich nach

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{\sigma_{Ph,0}}{\exp[\frac{\omega_{LO}}{B_B T}]} .$$
(2.7)

Die Parameter für die homogene Verbreiterung werden in [19] für InGaAs mit  $\sigma_{Ph,0} = 15,3$  meV und  $\eta\omega_{LO} = 35$  meV angegeben. Hiermit ergibt sich für die homogene Verbreiterung bei Zimmertemperatur ein Wert von  $\sigma_{Ph} = 5,32$  meV. Die inhomogene Verbreiterung hängt stark von der Qualität der Schichten ab.

Zur Berechnung der Absorptionsspektren wird folgendermaßen vorgegangen: Zuerst wird für jede Ladungsträgerart der Bandverlauf senkrecht zur Schichtebene bestimmt, wofür die Kenntnis der jeweiligen Bandlücken und Banddiskontinuitäten erforderlich ist. Anschließend werden die Energieniveaus der Ladungsträger in den Quantenfilmen und die zugehörigen Wellenfunktionen berechnet. Hierzu wird die Schrödingergleichung mit Hilfe eines Transfer-Matrix-Verfahrens numerisch gelöst [20]. Dieses ermöglicht bei verhältnismäßig geringem Aufwand an Rechenzeit die Bestimmung der Zustände in willkürlich geformten Potentialfilmen. So ist es auch ohne Weiteres möglich, den Einfluß des elektrischen Feldes, der sich durch eine Verkippung des Potentialverlaufes äußert, in den Rechnungen zu berücksichtigen (s. Bild 2.2). Aus den Wellenfunktionen wird das für die Wahrscheinlichkeit der einzelnen Übergänge verantwortliche Überlappintegral berechnet. Anschießend wird die Bindungsenergie des Exzitons mittels eines Variationsverfahrens bestimmt [21]. Durch Einsetzen der so erhaltenen Parameter in (2.25) können nun die Absortionsspektren des Quantenfilms bestimmt werden. Da für den Einsatz der Quantenfilme in Elektroabsorptionsmodulatoren nur das Absorptionsverhalten in der Nähe der Bandkante von Bedeutung ist, reicht es aus, die jeweils niedrigsten Niveaus für jede Ladungsträgerart zu berücksichtigen.

Eine solche Berechnung wurde exemplarisch für eine Quantenfilmstruktur mit 12 nm  $In_{0.58}Ga_{0.42}As_{0.90}P_{0.10}$ Filmdicke, Filmmaterial dem und dem Barrierenmaterial In<sub>0.86</sub>Ga<sub>0.14</sub>As<sub>0.30</sub>P<sub>0.70</sub> durchgeführt. Diese Parameter wurden hierbei so gewählt, daß die Struktur einerseits bei 1550 nm ein deutliches Elektroabsorptionsverhalten zeigt, und andererseits sowohl Film- als auch Barrierenmaterial dieselbe Gitterkonstante aufweisen wie InP und deshalb unverspannt auf einem InP-Substrat aufgewachsen werden können. Die entsprechenden Bandlücken und Banddiskontinuitäten wurden nach einem Interpolationsverfahren berechnet, das später in Kapitel 3.1 beschrieben wird. Das Feld wurde von 0 V/m mit einer Schrittweite von 2 MV/m auf 10 MV/m erhöht. Die Ergebnisse der Berechnung sind in Bild 2.3 dargestellt.

Die Form der Absorptionskurven ist hierbei deutlich durch den der regulären Absorptionskante vorgelagerten Exzitonenpeak geprägt. Ferner erkennt man die Rotverschiebung der Absorptionskante unter dem Einfluß des elektrischen Feldes und das durch die räumliche Trennung der Ladungsträger verursachte Absinken der Absorptionswahrscheinlichkeit mit steigender Feldstärke. Es zeigt sich eine deutliche Polarisationsabhängigkeit, die daraus resultiert, daß TEpolarisiertes Licht sowohl Übergänge aus Leichtloch- als auch aus Schwerlochzuständen anregen kann, während bei TM-Polarisation nur Übergänge aus Leichtlochzuständen stattfinden.



**Bild 2.3:** Berechnete Absorptionsspektren einer unverspannten Quantenfilmstruktur (Filmdicke: 12 nm, Filmmaterial:  $In_{0,58}Ga_{0,42}As_{0,90}P_{0,10}$ , Barrierenmaterial  $In_{0,86}Ga_{0,14}As_{0,30}P_{0,70}$ ) in Abhängigkeit vom elektrischen Feld senkrecht zur Substratebene.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine auf dem hier beschriebenen Verfahren basierende Software zur Berechnung des Elektroabsorptionsverhaltens von Quantenfilmen entwickelt. Sie wurde zum Entwurf der Quantenfilmstruktur (s. Kapitel 3.2) eingesetzt.

## 2.2 Kenngrößen

#### 2.2.1 Kenngrößen des Sensorsytems

• Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit des Sensorssystems beschreibt das Verhältnis zwischen der elektrischen Spanung, die am Ausgang des Sensors (z. B. mit einem Spektrumanalysator) gemessen werden kann, und der Feldstärke des zu vermessenden Feldes.

Bedingt durch den Rauschpegel, der die am Ausgang des Sensors gemessene Leistung überlagert und damit eine untere Grenze der meßbaren Ausgangsleistung darstellt, ergibt sich auch für das meßbare elektrische Feld eine untere Grenze. Dieses minimale detektierbare Feld verhält sich reziprok zur Empfindlichkeit des Sensors, d.h. je kleinere Felder detektiert werden sollen, desto größer muß die Empfindlichkeit sein.

• Dynamischer Bereich

Als dynamischen Bereich bezeichnet man das Verhältnis des maximalen detektierbaren Feldes zum minimalen detektierbaren Feld. Eine obere Beschränkung der dynamischen Bereichs kann sich, wie in Kapitel 2.2.3 gezeigt wird, zum Beispiel durch Forderungen an die Linearität ergeben.

• Frequenzbereich

Bedingt durch die Frequenzcharakteristik der einzelnen Systemkomponenten wie Modulator, Antenne und Verstärker variiert die Empfindlichkeit bzw. das minimale detektierbare Feld mit der Frequenz des detektierten Signals. Als Frequenzbereich des Sensorsystems bezeichnet man den Bereich, innerhalb dessen die gesetzten Anforderungen an die Empfindlichkeit erfüllt werden.

• Ortsauflösung

Die Ortsauflösung des Sensors gibt an, welchen minimalen Abstand zwei Strukturen im elektrischen Feld haben dürfen, um als getrennte Strukturen detektiert zu werden.

## 2.2.2 Kenngrößen von optischen Übertragungsstrecken

Die Funktion des faseroptischen Feldsensors beruht im Kern auf einer optischen Übertragungsstrecke, die das elektrische Signal auf dem Sensorkopf in ein optisches Signal konvertiert, dieses über Glasfaser zur Ausleseeinheit führt und dort wieder in ein elektrisches Signal umwandelt. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Kenndaten dieser Übertragungsstrecke erläutert, wobei die bei der Übertragung auftretenden Verluste und das Rauschverhalten im Vordergrund stehen.



**Bild 2.4:** Skizze einer optischen Übertragungsstrecke mit elektrooptischem Modulator

Wie in Bild 2.4 zu erkennen ist, setzt sich die optische Übertragungstrecke aus folgenden Elementen zusammen: Das von einer Hochfrequenzquelle

ausgehende elektrische Signal wird an den elektrooptischen Modulator angelegt. Die optische Speisung des Modulators erfolgt über eine Laserdiode, die über eine Glasfaser und ein geeignetes Linsensystem an den Modulator gekoppelt ist. Das modulierte Licht wird in eine zweite Glasfaser eingekoppelt und zum Photodetektor geleitet. Dort wird aus dem optischen ein elektrisches Signal zurückgewonnen und einem Hochfrequenzempfänger (z. B. Spektrumanalysator) zugeführt.

#### • Hochfrequenzeinfügedämpfung

Eine wichtige Kenngröße für das Verhalten von optischen Übertragungsstrecken ist die Hochfrequenzeinfügedämpfung  $D_{RF}$  der Übertragungsstrecke. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis der elektrischen Hochfrequenzleistung  $P_{RF,aus}$  am Ende der Strecke zur Hochfrequenzleistung  $P_{RF,ein}$  am Anfang der Strecke:

$$D_{RF} = 10 \cdot \lg \frac{P_{RF,aus}}{P_{RF,ein}} .$$
(2.8)

Die Leistungen  $P_{RF,ein}$  bzw.  $P_{RF,aus}$  beziehen sich auf eine Leistungsmessung im 50  $\Omega$  - System, wie sie bei der in dieser Arbeit angewandten meßtechnischen Charakterisierung eingesetzt wurde (s. Kapitel 5). Durch Umrechnung der gemessenen Leistung auf eine Spannung lassen sich die Meßwerte auf die Verhältnisse im Sensorsystem übertragen (s. Kapitel 6.4).

Die Hochfrequenzeinfügedämpfung hängt davon ab, mit welcher Effizienz die Umwandlung von elektrischem in optisches Signal erfolgt, welche optische Dämpfung auf der Strecke stattfindet, und mit welcher Effizienz die Rückgewinnung des elektrischen aus dem optischen Signal vollzogen wird. Das Maß hierfür sind die Umwandlungseffizienzen  $S_{E/O}$  (elektrisch  $\rightarrow$  optisch) und  $S_{O/E}$  (optisch  $\rightarrow$  elektrisch) [22]:

$$S_{E/O} = \frac{dP_{opt}}{dI}$$
(2.9)

und

$$S_{O/E} = \frac{dI}{dP_{opt}} , \qquad (2.10)$$

wobei P<sub>opt</sub> die optische Leistung und I den elektrischen Strom bezeichnet.

• Rauschverhalten

Ein weiterer wichtiger Gesichtspunkt ist das Rauschen der optischen Übertragungsstrecke. Hierfür verantwortlich sind einerseits Fluktuationen der Laserausgangsleistung, die als RIN-Rauschen (<u>R</u>elative <u>Intensity</u> <u>N</u>oise) bezeichnet werden. Bei einer Meßbandbreite B ergibt sich das durch RIN-Rauschen verursachte mittlere Rauschstromquadrat am Photodetektor aus:

$$\overline{i_{RIN}^2} = (RIN \cdot B \cdot S_{O/E} \cdot P_{opt})^2 . \qquad (2.11)$$

Durch das einzelne Auftreffen der Photonen auf den Detektor entsteht das sogenannte Schrotrauschen. Sein Anteil ist [19]

$$\overline{i_{Schrot}^2} = 2 \cdot e \cdot (I_{Photo} + I_{Dunkel}) \cdot B , \qquad (2.12)$$

wobei IPhoto der Photostrom und IDunkel der Dunkelstrom des Detektors ist.

Weiterhin tritt im Detektor durch die thermischen Bewegungen der Ladungsträger in Abhängigkeit von der Temperatur T thermisches Rauschen auf [19]:

$$\overline{i_{thermisch}^2} = \frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot B}{R_{Det}} \quad . \tag{2.13}$$

Während das RIN-Rauschen und Schrotrauschen mit der optischen Leistung ansteigen, ist das thermische Rauschen unabhängig von der optischen Leistung. Aus diesem Grund wird das Rauschverhalten optischer Übertragungsstrecken bei niedrigen optischen Leistungen vom thermischen Rauschen und bei hohen optischen Leistungen vom RIN-Rauschen dominiert.

Bei der Darstellung des Hochfrequenzsignals auf einem elektrischen Spektrumanalysator ist der interne Rauschpegel des Gerätes zu beachten. Unter Umständen kann er die oben beschriebenen Rauschquellen noch übersteigen.

Für den faseroptischen Feldsensor sind die Hochfrequenzeinfügedämpfung und das Rauschverhalten der Übertragungsstrecke insofern von großer Bedeutung, als sie direkten Einfluß auf das minimal detektierbare Feld haben. Dieses wird dadurch begrenzt, daß das empfangene Signal so gering wird, daß es nicht mehr vom Rauschen unterschieden werden kann. Die Feldstärke, bei der dies der Fall ist, sinkt, wenn die Hochfrequenzeinfügedämpfung der Übertragungsstrecke verringert wird.

### 2.2.3 Kenngrößen von Elektroabsorptionsmodulatoren

Im Folgenden werden die Größen beschrieben, die die Funktion von Elektroabsorptionsmodulatoren charakterisieren. Insbesondere wird auf die spezielle Bedeutung der jeweiligen Eigenschaften für den Einsatz der Modulatoren im Feldsensor eingegangen.

• Modulationstiefe und Modulationssteilheit

Die Modulationstiefe  $\eta$  ist definiert als das Verhältnis der Änderung der transmittierten Lichtleistung durch ein elektrisches Signal zur transmittierten Leistung in Abwesenheit des elektrischen Signals:

$$\eta = \left| \frac{P_0 - P_{Sig}}{P_0} \right| \,. \tag{2.14}$$

Hierbei ist  $P_{Sig}$  die mit und  $P_0$  die ohne elektrisches Signal transmittierte Leistung. Das angelegte Signal kann eine Gleichspannung U oder eine Wechselspannung mit Amplitude U sein.

Gewichtet mit der Spannungsänderung dU, die erforderlich ist, um eine bestimmte Modulationstiefe zu erzielen, erhält man die Modulationssteilheit a:

$$a = \left| \frac{d\eta}{dU} \right| \,. \tag{2.15}$$

Die Empfindlichkeit des faseroptischen Feldsensors ist direkt an die Modulationssteilheit des eingesetzten Modulators gekoppelt, da sie bestimmt, wie stark das bei einem gegebenen elektrischen Signal erzeugte optische Signal ist.

• Optische Einfügedämpfung

Bedingt durch verschiedene Verlustmechanismen erleidet das Licht beim Passieren des Modulators Verluste. Diese werden als optische Einfügedämpfung D bezeichnet:

$$D = 10 \cdot \lg \frac{P_0}{P_{opt,ein}}$$
 (2.16)

Die eingestrahlte Leistung ist mit  $P_{opt,ein}$  bezeichnet und die im Arbeitspunkt ohne elektrisches Signal transmittierte Leistung mit  $P_0$ . Da die Empfindlichkeit des Feldsensors mit steigender optischer Einfügedämpfung abnimmt, ist es beim Design des Modulators wichtig, diesen Wert so klein wie möglich zu halten.

Die optische Einfügedämpfung setzt sich aus folgenden Einzelverlustmechanismen zusammen:

Modenkoppelverluste:

Zu Modenkoppelverlusten kommt es, falls die optischen Modenfelder der Glasfaser und des Modulators nicht exakt übereinstimmen. In diesem Fall koppelt bei beiden Übergängen ein Teil des Lichtes in nicht geführte Moden ein und geht somit verloren. Um diese Verluste gering zu halten, ist es erforderlich, die Modenfelder so gut wie möglich aneinander anzupassen. Dies erreicht man einerseits durch eine geeignete Wahl von Geometrie und Brechungsindexverteilung des Modulatorwellenleiters. Andererseits läßt sich das Feld der Glasfaser mit Hilfe von Linsenoptiken [23, 24] oder einer Taperung [25, 26] umformen.

Reflexionsverluste:

Durch Brechungsindexsprünge beim Übergang zwischen Glasfaser und Modulator kommt es zu Reflexionen an den Oberflächen (Faser-Luft, Modulator-Luft). den hohen Bedingt durch Brechungsindex des Halbleitermaterials treten beim Übergang zwischen Luft und dem Modulator Verluste von jeweils ungefähr 30 % auf. Zusätzlich führt der Übergang Glas-Luft zu Verlusten von ca. 4 % pro Grenzfläche. Durch Aufdampfen geeigneter Entspiegelungsschichten (z.B.  $\lambda/4$ -Schichten aus SiO<sub>x</sub>) auf die Stirnflächen des Modulators können die Reflexionsverluste jedoch nahezu eliminiert werden. (Eine Ausnutzung des Brewster-Winkels kommt hier nicht in Frage, da die hierdurch erzielte Entspiegelung polarisationsabhängig ist.)

Absorptionsverluste:

Eine weitere Ursache für optische Verluste ist die Absorption des Wellenleitermaterials. Diese kommt zustande, da es zur Ausnutzung des QCSE erforderlich ist, den Modulator bei einer Wellenlänge im langwelligen Ausläufer der Absorptionskante zu betreiben (s. Kapitel 2.1). Außerdem tragen Störstellen und Dotierungen im Halbleitermaterial zur Absorption bei.

Streuverluste an Kanten

Eine weitere Ursache für optische Verluste sind Rauhigkeiten an den seitlichen Kanten des Wellenleiters, die zu Streuungen führen. Sie können z. B. bei der seitlichen Strukturierung des Wellenleiters mittels eines Ätzverfahrens entstehen. Das Ausmaß der Streuverluste hängt im Wesentlichen vom Grad der Rauhigkeit s, von der optischen Feldstärke  $E_s$  an der Grenzfläche und vom Brechungsindexunterschied  $\Delta n$  an der Grenzfläche

ab [27]. Nach theoretischen Berechnungen [28] verhalten sich die Verluste proportional zum Quadrat der Rauhigkeit , des Brechungsindexsprunges und zum normierten optischen Feldstärkequadrat an der Grenzfläche.

Aus (2.9) ergibt sich mit (2.14), (2.15) und (2.16) die folgende Abhängigkeit der elektrooptischen Umwandlungseffizienz  $S_{E/O}$  von der optischen Einfügedämfung D und die Modulationssteilheit a des Modulators:

$$S_{E/O} = P_{opt,ein} \cdot 10^{\frac{D}{10}} \cdot a \cdot \left| Z_{Mod} \right| \cdot \frac{U_{Mod}}{U_{Ouelle}}$$
(2.17)

Sie ist proportional zur optischen Eingangsleistung  $P_{opt,ein}$ , zu den Verlusten durch optische Einfügedämpfung, zur Modulationssteilheit a und zum Anteil der Quellenspannung U<sub>Quelle</sub>, der über dem Quantenfilmbereich des Modulators als Modulationsspannung U<sub>Mod</sub> abfällt.

• Optische Bandbreite

Wie bereits in Kapitel 2.1 gezeigt, weisen die durch den quantenunterstützten Stark-Effekt bedingten Änderungen des Absorptionskoeffizienten und damit die Modulationstiefe eine starke Wellenlängenabhängigkeit auf. Die Differenz zwischen der unteren und der oberen Grenzwellenlänge, bei der die Modulationstiefe auf die Hälfte ihres Maximalwertes abgefallen ist, bezeichnet man als optische Bandbreite.

Während in der Nachrichtentechnik eine große optische Bandbreite wünschenswert ist, um in WDM-Systemen verschiedene Wellenlängenkanäle mit dem selben Modulatortyp modulieren zu können, ist die optische Bandbreite für den faseroptischen Feldsensor von geringerer Bedeutung. Die wichtigste Bedingung besteht darin, daß der Modulator bei einer Wellenlänge die maximale Modulationstiefe aufweist, die für gebräuchliche Laserdioden zugänglich ist.

#### • Elektrische Bandbreite

Die elektrische Bandbreite definiert den Frequenzbereich, in dem die Modulationstiefe um höchstens die Hälfte des Maximalwertes abfällt. Die Anforderungen an die elektrische Bandbreite ergeben sich aus den Spezifikationen des Sensorsystems, die einen Meßbereich von 100 MHz bis 6 GHz vorsehen.

#### • Linearität

Idealerweise besteht für Modulation um einen Arbeitspunkt U<sub>0</sub> zwischen elektrischem Signal (d. h. Spannungsänderung  $\Delta U$ ) und Modulationstiefe  $\eta$  ein exakt linearer Zusammenhang, d. h. außer der ersten Ableitung der Modulationstiefe nach der Spannung  $\eta^{(1)}$  sind alle weiteren Ableitungen null. In Realität treten jedoch auch Terme höherer Ordnung auf, so daß sich in der Darstellung als Taylorreihe folgender Zusammenhang ergibt:

$$\eta = \eta(U_0) + \frac{1}{1!} \eta^{(1)}(U_0) \cdot \Delta U + \frac{1}{2!} \eta^{(2)}(U_0) \cdot \Delta U^2 + \frac{1}{3!} \eta^{(3)}(U_0) \cdot \Delta U^3 + \dots \quad (2.18)$$

Bei Anlegen einer cosinusförmigen Modulationsspannung

$$\Delta U = U \cdot \cos(\omega t) \tag{2.19}$$

enthält die am Ausgang der Übertragungsstrecke gemessene elektrische Leistung neben dem Nutzsignal bei der Frequenz  $f = \omega/2\pi$  auch die Harmonischen 2·f, 3·f usw. (s. Bild 2.5).

Bei gleichzeitigem Anlegen mehrerer Signale unterschiedlicher Frequenz

$$\Delta U = U_1 \cdot \cos(\omega_1 t) + U_2 \cdot \cos(\omega_2 t) \tag{2.20}$$

treten neben den Harmonischen der Anregungsfrequenzen auch Mischprodukte der Harmonischen einer Frequenz mit dem Signal der anderen Frequenz auf. Sie werden als Intermodulationsprodukte bezeichnet. Besonders zu erwähnen ist hierbei das Mischen der ersten Harmonischen der einen Anregungsfrequenz mit der anderen Anregungsfrequenz, das zu relativ starken Signalen bei den Frequenzen  $2 \cdot f_1 - f_2$  und  $2 \cdot f_2 - f_1$ , also in direkter Nachbarschaft von  $f_1$  und  $f_2$  führt. Dieser Effekt kann im Sensorsystem zu Problemen führen, wenn Signale mit unbekanntem Frequenzspektrum vermessen werden sollen. Hierbei ist unter Umständen keine sichere Unterscheidung zwischen tatsächlich vom zu vermessenden elektrischen Feld ausgehenden Signalen und solchen, die auf Intermodulation im Modulator zurückgehen, mehr möglich. Da Intermodulation in anderen optischen Übertragungssystemen (wie z. B. Kabelfernsehen) auch zum Übersprechen zwischen benachbarten Frequenzkanälen führen kann, wird ihr in der Literatur große Aufmerksamkeit gewidmet [29 - 32].

Die spektrale Verteilung der hier beschriebenen Frequenzkomponenten in der am Ausgang des Sensorssystems meßbaren elektrischen Leistung ist in Bild 2.5 skizziert:



**Bild 2.5:** Spektrum der aufgrund von Nichtlinearitäten auftretenden Frequenzkomponenten in der elektrischen Ausgangsleistung der Übertragungsstrecke

Mit den Zusammenhängen zwischen elektrischer Eingangsleistung  $P_{RF,ein}$  und Spannungsamplitude U und zwischen elektrischer Ausgangsleistung  $P_{RF,aus}$  und Modulationstiefe  $\eta$ 

$$P_{\rm RF,ein} \propto U^2 , \qquad (2.21)$$

und

$$P_{RF,aus} \propto \eta^2$$
, (2.22)

erhält man durch Einsetzen von (2.20) in (2.18) für zwei Eingangssignale gleicher elektrischer Leistung P<sub>RF,ein</sub>:

$$P_{RF,1.Harm} \propto P_{RF,ein}^{2} , \qquad (2.23)$$

$$P_{RF,IM3} \propto P_{RF,ein}^{3} . \tag{2.24}$$

 $P_{RF,1.Harm}$  und  $P_{RF,IM3}$  sind die elektrischen Ausgangsleistungen der Übertragungsstrecke bei den entsprechenden Frequenzen.

Die Verteilung der elektrischen Ausgangsleistung der Übertragungsstrecke auf die einzelnen Frequenzkomponenten stellt sich demnach wie in Bild 2.6 skizziert dar:



**Bild 2.6:** Schematische Darstellung der Intensitäten von Nutzsignal und durch Nichtlinearität hervorgerufene Störsignale und sich daraus ergebender dynamischer Bereich a) für 1. Harmonische b) für IM<sub>3</sub>-Produkt
Hierbei zeigt sich, daß die 1. Harmonische (s. Bild 2.6 a) bzw. das IM<sub>3</sub>-Produkt (s. Bild 2.6 b) bereits bei wesentlich höheren elektrischen Eingangsleistungen unter die Rauschleistung absinken als das Signal bei der fundamentalen Frequenz. Für Anwendungsfälle, in denen eine sichere Unterscheidung zwischen dem tatsächlichen Signal und diesen durch die Nichtlinearität des Modulators zustandekommenden Frequenzkomponenten erforderlich ist (z. B. bei unbekanntem Frequenzspektrum), ist sicherzustellen, daß der Modulator nur bei Eingangsleistungen betrieben wird, bei denen die 1. Harmonische bzw. das IM<sub>3</sub>-Produkt unterhalb der Rauschleistung liegen. Dies bedeutet eine Einschränkung des nutzbaren dynamischen Bereichs, da das Eingangssignal eine maximale Leistung P<sub>max,1.Harm</sub> bzw. P<sub>max,IM3</sub> nicht überschreiten darf. So ergibt sich der dynamische Bereich DR<sub>1.Harm</sub> bzw. DR<sub>IM3</sub> in diesem Fall als das Verhältnis des Ausgangssignals P<sub>RF,aus</sub>(P<sub>RF,ein</sub>) bei der maximalen Eingangsleistung zum Rauschpegel P<sub>Rausch</sub>:

$$DR_{1.Harm} = \frac{P_{RF,aus}(P_{\max,1.Harm})}{P_{Rausch}}$$
(2.25)

bzw.

$$DR_{IM3} = \frac{P_{RF,aus}(P_{\max,IM3})}{P_{Rausch}} .$$
(2.26)

Da sich der Rauschpegel P<sub>Rausch</sub> proportional zur Meßbandbreite B verhält

$$P_{Rausch} \propto B$$
, (2.27)

läßt sich der dynamische Bereich durch Senken der Meßbandbreite erhöhen. Durch Einsetzen von (2.23) mit  $P_{RF,ein} = P_{max,1.Harm}$  in (2.27), Auflösen nach  $P_{max,1.Harm}$  und Einsetzen in (2.25) erhält man

$$DR_{1.Harm} \propto B^{-1/2} \tag{2.28}$$

und analog für den IM<sub>3</sub>-freien dynamischen Bereich:

$$DR_{IM3} \propto B^{-2/3}$$
 . (2.29)

Da der Einfluß der 1. Harmonischen in schmalbandigen Systemen nur von untergeordneter Bedeutung ist, lohnt es sich dort den Arbeitspunkt des Modulators so abzustimmen, daß  $\eta^{(3)}$  verschwindet. Hierdurch läßt sich der dynamische Bereich auf

$$DR_{IM3} \propto B^{-4/5}$$
 (2.30)

erhöhen [33]. Weitere Methoden zur Erhöhung der Linearität basieren auf der Überlagerung zweier Signale, die sich in ihrer Nichtlinearität gegenseitig kompensieren. Das kann sowohl durch Einsatz mehrerer Modulatoren [34, 35], als auch durch unterschiedliche Polarisationen [36] oder Wellenlängen [37] oder durch die Überlagerung des quantenunterstützten Stark-Effektes mit dem Franz-Keldysh-Effekt [38] geschehen.

• Optisches Sättigungsverhalten

Beim Erhöhen der eingestrahlten optischen Leistung kann es oberhalb einer bestimmten Leistung zu einer Verschlechterung der Modulationstiefe kommen. Ursache hierfür Die liegt bei Elektroabsorptionsmodulatoren auf Quantenfilmbasis in einer Anhäufung freier Ladungsträger in den Quantenfilmen. Hierdurch wird das elektrische Feld abgeschirmt, was eine Abschwächung der Modulationstiefe zur Folge hat [39]. Diesem Effekt kann durch Anlegen einer höheren Vorspannung entgegengewirkt werden. Hierdurch erfolgt ein schnellerer Abtransport der freien Ladungsträger aus den Quantenfilmen. Auch beim Design der Quantenfilme kann durch geeignete Abstimmung von Film- und Barrierenmaterial Einfluß auf das optische Sättigungsverhalten genommen werden [40].

Im faseroptischen Feldsensor würde das Auftreten optischer Sättigungseffekte zu einer Erhöhung der Hochfrequenzeinfügedämpfung der Übertragungsstrecke führen. Dies hätte an Ansteigen des minimalen detektierbaren Feldes und eine Verkleinerung des zur Verfügung stehenden dynamischen Bereichs zur Folge.

#### • Polarisationsempfindlichkeit

Bei vielen elektroabsorptiven Modulatoren hängt die Modulationstiefe von der Polarisationsrichtung des modulierten Lichtes ab [41]. Dadurch wird es erforderlich, Licht mit definierter Polarisationsrichtung einzustrahlen, was vor allem beim Einsatz von Glasfasern zu Problemen führt. In herkömmlichen Glasfasern wird die Polarisationsrichtung des Lichtes durch mechanische Spannungseffekte stark beeinflußt, so daß am Ausgang der Faser keine definierte Polarisation mehr vorliegt. Dieses Problem kann durch den Einsatz polarisationserhaltender Glasfasern umgangen werden, jedoch kosten diese Spezialfasern einerseits ein Vielfaches des Preises herkömmlicher Fasern, und andererseits ist das Ausrichten der polarisationserhaltenden Faser mit einem erhöhten Arbeitsaufwand verbunden [10]. Dieser Mehraufwand soll beim polarisationsunabhängiges faseroptischen Feldsensor durch Design des Modulators vermieden werden.

# 3 Entwicklung elektrooptischer Wellenleitermodulatoren für den faseroptischen Feldsensor

In diesem Kapitel wird dargestellt, anhand welcher Überlegungen und Berechnungen die Entwicklung der Modulatoren erfolgte. Ausgehend von der Auswahl eines geeigneten Materialsystems wird eine für den Anwendungsfall geeignete Quantenfilmstruktur entwickelt. Ferner werden sowohl die optischen als auch die elektrischen Eigenschaften des Bauelements betrachtet und auf die jeweiligen Anforderungen abgestimmt. Hieraus ergeben sich alle für die Herstellung der Bauelemente erforderlichen Parameter. Abschließend wird außerdem ein alternatives Modulatorkonzept vorgestellt und diskutiert.

### 3.1 Das Materialsytem InGaAsP

Der erste Schritt zur Entwicklung eines elektrooptischen MQW-Modulators ist die Auswahl eines geeigneten Materialsystems. Hauptbedingung hierbei ist, daß Quantenfilmstrukturen hergestellt werden sollen, die im Wellenlängenbereich um 1550 nm einen möglichst starken QCSE aufweisen. Ferner muß sich das Material für die Herstellung von Wellenleiterstrukturen eignen, was eine gezielte Variierbarkeit des optischen Brechungsindex voraussetzt. Außerdem soll das gewählte Material ein so polarisationsunabhängiges Design erlauben, daß auf den Einsatz polarisationserhaltender Glasfaser verzichtet werden kann. Die Anforderungen an das Polarisationsverhalten ergeben sich aus den Anforderungen an die Meßgenauigkeit des Sensors: Da der Polarisationszustand des in den Modulator eingestrahlten Lichtes - bedingt durch die nicht polarisationserhaltende Faser - völlig willkürlich ist, unterliegt der angezeigte einer Ungenauigkeit, die der Polarisationsabhängigkeit der Meßwert Modulationstiefe entspricht. Letztendlich ist darauf zu achten, daß eventuell auftretende optische Sättigungseffekte zu Einschränkungen der Empfindlichkeit und des dynamischen Bereichs des Sensors führen würden. Diese Problematik muß durch geeignete Wahl des Materialsystems unterbunden werden.

Diese Anforderungen werden nahezu ideal vom Materialsystem InGaAsP erfüllt. Durch geeignete Wahl der Materialkompositon läßt sich die Bandlücke zwischen 2,261 eV (GaP) und 0,360 eV (InAs) variieren [42]. Der Brechungsindex liegt bei 1550 nm zwischen 3,05 (GaP) und 3,6 (InAs) [43, 44]. sowohl die Dies ermöglicht Herstellung von Quantenfilmund Barrierenschichten als auch von optisch transparenten Mantelschichten mit geringerem Brechungsindex. Die Verwendung eines quaternären Mischungshalbleiters bietet den Vorteil, daß sich Bandlücke und Verspannung in weiten Bereichen unabhängig voneinander einstellen lassen. Durch geeignete Wahl der Materialverspannung in den Quantenfilmschichten ist es so möglich, polarisationsunabhängige Bauelemente herzustellen [15]. Ferner bietet die Wahl von InGaAsP als Barrierenmaterial gegenüber den Alternativen InP oder InAlAs den Vorteil einer höheren optischen Sättigungsleistung [40].

Im Folgenden werden die Materialparameter beschrieben, die man benötigt, um nach der in Kapitel 2.1 beschrieben Methode das Elektroabsorptionsverhalten von Quantenfilmstrukturen in diesem Materialsystem zu berechnen. Sie dienen als Grundlage für das Design der Quantenfilmstruktur, welches in Kapitel 3.2 beschrieben wird.

Bei 300K beträgt die Bandlücke von unverspanntem In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> [19]

$$\frac{W_g}{eV} = 1,35 + 0,668x - 1,068y + 0,758x^2 + 0,078y^2 - 0,069xy - 0,322x^2y + 0,03xy^2 (3.1)$$

Die Gitterkonstante a<sub>InGaAsP</sub> kann mit guter Genauigkeit aus den Gitterkonstanten der binären Materialien (s. Tabelle 3.1) linear interpoliert werden [19]:

$$a_{InGaAsP} = x \cdot y \cdot a_{GaAs} + x \cdot (1 - y) \cdot a_{GaP} + (1 - x) \cdot y \cdot a_{InAs} + (1 - x) \cdot (1 - y) \cdot a_{InP} \quad (3.2)$$

	GaAs	GaP	InAs	InP
Gitterkonstante (nm)	0,5653	0,5451	0,6058	0,5869

Tabelle 3.1: Gitterkonstanten der binären Materialien [45]

Hieraus ergibt sich für ein gitterangepaßtes Wachstum auf InP-Substrat die Bedingung

$$x = \frac{0,1894 \cdot y}{0,4184 - 0,013 \cdot y}$$
 (3.3)

Solange eine kritische Schichtdicke nicht überschritten wird, gelingt auch das defektfreie Aufwachsen nicht gitterangepaßter Schichten (s. Bild 3.1 b). Hierbei wird das Kristallgitter der Epitaxieschicht derart deformiert, daß ihm in Richtung der Substratebene die Gitterkonstante des Substrates aufgezwungen wird. Je nach Gitterkonstante resultiert eine Zug- oder eine Druckverspannung der Epitaxieschicht. Die Verspannung  $\varepsilon$  in Richtung der Schichtebene ergibt sich aus den Gitterkonstanten des Substrates  $a_s$  und der unverspannten Epitaxieschicht  $a_e$  [49]:

$$\mathcal{E} = \frac{a_e - a_s}{a_s} \ . \tag{3.4}$$

Nach dieser Definition ergibt sich ein negatives  $\varepsilon$  für Zug- und ein positives  $\varepsilon$  für Druckverspannung. Überschreitet man die kritische Schichtdicke, dann wird die Verspannung so stark, daß es für die Schicht energetisch günstiger ist, an der Grenzfläche zum Substrat Defekte auszubilden und hierdurch weitgehend unverspannt wachsen zu können. Diesen Vorgang bezeichnet man als Relaxation (s. Bild 3.1 c). Die hieraus resultierende Defektdichte führt bei optischen Wellenleiterbauelementen zu Problemen, da sie eine starke Grundabsorption des Materials mit sich bringt.



**Bild 3.1:** Schematische Darstellung der Gitterstruktur an der Grenzfläche zwischen Substrat und a) einer unverspannten Schicht, b) einer verspannten Schicht und c) einer relaxierten Schicht [19]

Obwohl sich im quaternären Materialsystem InGaAsP die Bandlücke in weiten Bereichen variieren läßt, ohne daß eine Verspannung zwingend erforderlich wird, kann es unter Umständen technisch sinnvoll sein, Schichten verspannt aufzuwachsen. In diesem Fall macht man sich den Einfluß der Verspannung auf die elektronische Struktur des Materials zunutze.



Bild 3.2: Dispersionsdiagramme der Bandstruktur von InGaAsP [19]

Wie im Dispersionsdiagramm der Bandstruktur (s. Bild 3.2) zu erkennen ist, führt die Verspannung zu zwei Effekten: Einerseits kommt es zu einer Verschiebung der Energieniveaus der Bänder, die mit der Aufhebung der Valenzbandentartung im  $\Gamma$ -Punkt einhergeht. Andererseits beobachtet man einen Einfluß auf die Bandkrümmung im k-Raum, der senkrecht und parallel zur Schichtebene zu unterschiedlichen Veränderungen der effektiven Massen führt.

Die Energieverschiebung der Bänder setzt sich aus einem Scheranteil  $W_s$  und einem hydrostatischen Deformationsanteil  $W_h$  zusammen (Indizes für die Bänder: c für Leitungsband, v für Valenzband, lh für Leichtlochband, hh für Schwerlochband) [49]:

$$\Delta W_{S,c} = W_{h,c} , \qquad (3.5)$$

$$\Delta W_{S,hh} = W_{h,v} + W_{S,v} , \qquad (3.6)$$

$$\Delta W_{S,lh} = W_{h,v} - W_{s,v} , \qquad (3.7)$$

wobei sich Scherenergie und hydrostatische Deformationsenergie aus der Verspannung und den Materialkonstanten des Halbleiters ergeben [49]:

$$W_{h,c} = 2 \cdot a_c \cdot \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \cdot \varepsilon$$
, (3.8)

$$W_{h,v} = 2 \cdot a_v \cdot \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \cdot \varepsilon$$
, (3.9)

$$W_{s,c} = b \cdot \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \cdot \varepsilon$$
 (3.10)

Die Elastiztätskonstanten  $C_{11}$  und  $C_{12}$  sowie die hydrostatischen Deformationspotentiale für Leitungsband und Valenzband  $a_c$  und  $a_v$  sowie das Scherdeformationspotential b lassen sich analog zum Vorgehen bei der Gitterkonstante durch lineare Interpolation aus den entsprechenden Parametern der binären Materialien (s. Tabelle 3.2) bestimmen.

**Tabelle 3.2:** Elastizitätskonstanten und Deformationspotentiale der binärenKomponenten [19]

	GaAs	GaP	InAs	InP
$C_{11} / 10^{11}$	11,879	14,05	8,329	10,11
dyn/cm <sup>2</sup>				
$C_{12} / 10^{11}$	5,376	6,203	4,526	5,61
dyn/cm <sup>2</sup>				
$a_c / eV$	-7,17	-7,14	-5,08	-5,04
a <sub>v</sub> / eV	1,16	1,70	1,00	1,27
b/eV	-1,7	-1,8	-1,8	-1,7

Da sich die verfügbaren experimentellen Daten für die effektiven Massen von verspannten InGaAsP-Schichten auf wenige Werte für die Massen in Schichtebene beschränken [46 - 48], ist man insbesondere zur Bestimmung der für die Berechnung von Quantenfilmstrukturen interessanteren effektiven Massen senkrecht zur Schichtebene auf theoretische Bandstrukturberechnungen angewiesen [19]. Unter Verwendung eines 6x6-Hamilton-Operators, in dem die Kopplung des Schwer- und Leichtlochbandes mit dem Split-Off-Band berücksichtigt wird, erhält man:

$$\frac{m_{hh}^{\perp}}{m_0} = \frac{1}{\gamma_1 - 2\gamma_2} , \qquad (3.11) \qquad \frac{m_{hh}^{\parallel}}{m_0} = \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} , \qquad (3.12)$$

$$\frac{m_{lh}^{\perp}}{m_0} = \frac{1}{\gamma_1 + 2f_+\gamma_2} , \qquad (3.13) \qquad \qquad \frac{m_{lh}^{\parallel}}{m_0} = \frac{1}{\gamma_1 - f_+\gamma_2} \qquad (3.14)$$

mit

$$f_{+} = \frac{2x \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 + 2x + 9x^{2}}} \sqrt{6x^{2}}}{\frac{3}{4} \sqrt{1 + \sqrt{1 + 2x + 9x^{2}}} \sqrt{2 + x - 1 + \sqrt{1 + 2x + 9x^{2}}} - 3x^{2}}, \quad (3.15)$$

wobei

$$x = \frac{E_s}{\Delta} \quad . \tag{3.16}$$

Die erforderlichen Parameter der binären Materialien sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

Tabelle 3.3: Luttinger-Parameter und Abstand des Split-Off-Bandes [19]

	GaAs	GaP	InAs	InP
$\gamma_1$	6,8	4,05	20,4	4,95
$\gamma_2$	1,9	0,49	8,3	1,65
γ <sub>3</sub>	2,73	1,25	9,1	2,35
$\Delta/eV$	0,34	0,08	0,38	0,11

Die effektive Elektronenmasse beträgt nach [19]

$$\frac{m_e^*}{m_0} = 0,08 - 0,116x + 0,026y - 0,059xy + (0,064 - 0,02x)y^2 + (0,06 + 0,032)x^2 . (3.17)$$

Einen weiteren wichtigen Materialparameter für die Berechnung von Quantenfilmen stellen die Banddiskontinuitäten dar. Sie geben für die Grenzfläche zweier Halbleitermaterialien an, in welchem Verhältnis sich der Unterschied der Bandlücken in Valenzbanddiskontinuität  $\Delta E_v$ und Leitungsbanddiskontinuität aufteilt.  $\Delta E_{c}$ Zur Bestimmung der Banddiskontinuitäten zwischen Film- und Barrierenmaterial wurde das in [49] beschriebene Interpolationsverfahren angewandt. Hierbei geht man zur Bestimmung der energetischen Positionen von Leitungs- und Valenzband für beide Materialien nach folgenden Schritten vor:

- Berechnung der Bandlücke
- Bestimmung zweier ternärer Materialkompositionen gleicher Bandlücke
- Lineare Interpolation der Bandenergien der ternären Materialien aus denen der binären Materialien
- Lineare Interpolation der Bandenergien des quaternären Materials aus den ternären Materialien
- Bestimmung der Banddiskontinuität des Heteroüberganges aus den Bandenergien beider Materialien

Die in Kapitel 3.1 beschriebenen Materialparameter bilden die Grundlage für die Entwicklung der Quantenfilmstruktur.

# 3.2 Quantenfilmstruktur

In diesem Abschnitt soll beschrieben werden, wie der optimale Aufbau des Quantenfilmbereichs bestimmt wird. Im Vordergrund stehen hierbei sowohl die Materialkomposition als auch die Schichtdicke der Quantenfilme, da diese Parameter entscheidenden Einfluß auf die Funktionsweise der Modulatoren haben. Einerseits kann hier bestimmt werden, bei welcher Wellenlänge und in welcher Stärke der elektrooptische Effekt auftritt, andererseits bietet die geeignete Wahl der Verspannung eine Möglichkeit, die Polarisationsabhängigkeit zu unterdrücken.

Um das Absorptionsverhalten der Quantenfilme zu simulieren, wurde nach dem in Kapitel 2.1 beschriebenen Verfahren vorgegangen. In Bild 3.3 sind die berechneten Absorptionsspektren bei verschiedenen elektrischen Feldern sowohl für TEals auch für TM-Polarisation dargestellt. In den einzelnen sich bei Absorptionsspektren zeigen niedrigen Wellenlängen Absorptionskoeffizienten von mehreren  $10^3$  cm<sup>-1</sup>, die zu höheren Wellenlängen nach einem durch die Exzitonenabsorption bedingten Anstieg steil abfallen. Mit steigendem elektrischen Feld ist eine deutliche Rotverschiebung der

Absorptionskante und ein Abflachen des Exzitonenpeaks zu erkennen. Die Rotverschiebung ist auf die Verkleinerung der Übergangsenergien zwischen den Elektronen- und Löcherzuständen im Quantenfilm zurückzuführen, während das Abflachen des Exzitonenpeaks durch die feldbedingte Verschiebung der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Löchern im Quantenfilm zustande kommt. Außerdem ist gut zu erkennen, daß durch Einführung einer Zugverspannung im Filmmaterial die Polarisationsabhängigkeit wesentlich schwächer ausfällt als in unverspanntem Material (vgl. Bild 2.3).



**Bild 3.3:** Berechneter Absorptionskoeffizient eines zugverspannten Quantenfilms. Dicke des Quantenfilms: 10 nm, Filmmaterial:  $In_{0,48}Ga_{0,52}As$ , Barrierenmaterial:  $In_{0,88}Ga_{0,12}As_{0,31}P_{0,69}$ 

Die durch Absorption bedingte optische Dämpfung D<sub>Absorption</sub> eines Wellenleiterbauelementes auf Quantenfilmbasis ergibt sich aus [19]:

$$D_{Absorption} = 10 \cdot \lg e^{-\alpha \cdot \Gamma_{QW} \cdot L} . \tag{3.18}$$

 $\Gamma_{QW}$  ist der Füllfaktor der Quantenfilme und L die Länge des Wellenleiters. Der Füllfaktor  $\Gamma_{QW}$  gibt den Anteil des geführten Lichtes an, der mit den Quantenfilmen überlappt.

Auf Grundlage der Absorptionsspektren kann die Modulationstiefe für eine gegebene elektrische Feldstärkeänderung errechnet werden. Zur Bestimmung der optimalen Dicke der Quantenfilme wurde dies für verschiedene Quantenfilmdicken durchgeführt (s. Bild 3.4). Das elektrische Feld wurde hierbei von  $3 \cdot 10^6$  V/m auf  $13 \cdot 10^6$  V/m erhöht. Für den Fall, daß die Quantenfilme in den i-Bereich einer pin-Struktur eingebettet werden (vgl. Kapitel 3.4), entspricht das bei einer Dicke des i-Bereichs von 400 nm und einer Diffusionsspannung der Struktur von -1,2 V dem Anlegen einer Sperrspannung von -4 V.



**Bild 3.4:** Berechnete Modulationstiefe  $\eta$  für verschiedene Quantenfilmdicken. Die Quantenfilmdicken sind in der Grafik in nm angegeben. Aus Übersichtsgründen sind nur exemplarisch die Verhältnisse für  $\Gamma_{QW} \cdot L = 20 \ \mu m$ dargestellt.

Wie in Bild 3.4 zu erkennen, zeigt die Modulationstiefe eine starke Wellenlängenabhängigkeit. Das jeweilige Maximum der Modulationstiefe verschiebt sich mit steigender Filmdicke in Richtung hoher Wellenlängen.

Zur Bestimmung der optimalen Quantenfilmdicke wurden die Modulationstiefen bei der angestrebten Arbeitswellenlänge von 1550 nm und deren normierte Differenz über der Quantenfilmdicke aufgetragen (s. Bild 3.5).



**Bild 3.5:** Modulationstiefe bei 1550 nm für TE- und TM-Polarisation und normierte Differenz zwischen den Modulationstiefen beider Polarisationen als Maß für die Polarisationsabhängigkeit.

Die der Berechnung zugrundeliegenden Werte für das Produkt aus Füllfaktor  $\Gamma_{QW}$  und Bauelementlänge L von 10 µm, 20 µm und 30 µm entsprechen bei einem Füllfaktor  $\Gamma_{QW} \approx 20\%$  (s. Kapitel 3.3) Modulatorlängen von L = 50 µm,

100 µm bzw. 150 µm. Die optimale Filmdicke ist dann erreicht, wenn sowohl die Modulationstiefe maximal, als auch die Differenz zwischen den Modulationstiefen beider Polarisationsrichtungen minimal ist.

Es zeigt sich, daß die Maxima der Modulationstiefe bei 1550 nm je nach Polarisation und Wellenleiterlänge im Bereich zwischen 8,6 nm (TE-Polarisation,  $\Gamma_{QW} \cdot L = 30 \ \mu\text{m}$ ) und 9,8 nm (TM-Polarisation,  $\Gamma_{QW} \cdot L = 10 \ \mu\text{m}$ ) liegen. Die Polarisationsabhängigkeit wird im Bereich zwischen 9 nm und 11 nm minimal. Der beste Kompromiß zwischen hoher Modulationstiefe und geringer Polarisationsabhängigkeit wird somit bei einer Quantenfilmdicke von 10 nm erzielt.

Ein weiterer Punkt beim Design des Modulators ist die Bestimmung der optimalen Bauelementlänge L. Hierzu wurde auf Grundlage der in Bild 3.3 dargestellten Absorptionskoeffizienten die Modulationstiefe bei  $\lambda = 1550$  nm für verschiedene Werte von  $\Gamma_{QW} \cdot L$  berechnet (s. Bild 3.6).



**Bild 3.6:** Berechnete Modulationstiefe in Abhängigkeit vom Produkt aus Füllfaktor  $\Gamma_{QW}$  und Wellenleiterlänge L für  $\lambda = 1550$  nm.

Wie zu erwarten steigt die Modulationstiefe mit steigender Bauelementlänge zunächst an. Nach Erreichen eines Maximums bei ca.  $\Gamma_{QW} \cdot L = 20 \ \mu m$  kommt

es jedoch wieder zu einem Abfallen der Modulationstiefe, das seine Ursache im steigenden Einfluß der Wellenleiterdämpfung hat. Der optimale Wert von  $\Gamma_{QW} \cdot L$  beträgt somit 20 µm. Bei einem Füllfaktor  $\Gamma_{QW} \approx 20\%$  (s. Kapitel 3.3) entspricht das einer Bauelementlänge von ca. 100 µm.

Beträgt das Produkt aus Füllfaktor der Quantenfilme und Bauelementlänge  $\Gamma_{QW} \cdot L = 20 \ \mu m$  so ergeben sich für den Modulator die in Bild 3.7 dargestellten Transmissionsspektren:



**Bild 3.7:** Berechnetes Absorptionsspektrum eines Wellenleitermodulators in TE-Polarisation.  $\Gamma_{QW} \cdot L = 20 \ \mu m$ 

Hierbei ist der Anstieg der Dämpfung im Wellenlängenbereich um 1550 nm mit steigendem elektrischen Feld deutlich zu erkennen.

#### 3.3 Wellenleiterbauelemente

In diesem Abschnitt werden die Überlegungen erläutert, nach denen die geometrischen Dimensionen der optischen Wellenleiter gewählt wurden. Hierzu wird die Modenverteilung im Wellenleiter mit Hilfe des BPM-Algorithmus bestimmt und unter Zuhilfenahme der im vorangehenden Abschnitt bestimmten Absorptionskoeffizienten das Elektroabsorptionsverhalten der Bauelemente in Abhängigkeit von der Bauelementlänge berechnet. Abschließend wird auf die numerische Apertur der Wellenleiter und ihren Einfluß auf das Koppelverhalten eingegangen.

Am Anfang der Überlegungen zur Realisierung des Wellenleiters steht die Frage, welcher Wellenleitertyp sich für diesen Anwendungsfall am besten eignet. Hierbei steht vor allem die Problematik von Streuverlusten im Vordergrund, die wie in Kapitel 2 beschrieben, an den seitlichen Begrenzungen des Wellenleiters als Folge von Rauhigkeiten auftreten können. Diese steigen mit dem Grad der Rauhigkeit an. Jedoch auch die optische Feldstärke an der Grenzfläche und die Höhe des Brechungsindexsprungs beeinflussen die Höhe der Streuverluste maßgeblich (vgl. Kapitel 2.2.3).

Die simpelste Möglichkeit der seitlichen Strukturierung besteht darin, in einem Schritt eine Rippe durch oberen Mantel und Wellenleiterschicht bis in den unteren Mantel zu ätzen (s. Bild 3.8 b). In diesem Fall erhält man jedoch an den Seitenrändern der Rippe eine hohe optische Feldstärke, was insbesondere wegen des starken Brechungsindexsprungs vom Halbleitermaterial zur Luft zu starken Streuverlusten führen kann.

Eine Möglichkeitkeit zur Reduktion der Verluste sind vergrabene Wellenleiter [50]. Hierzu wird die Rippe in einem zweiten Epitaxieschritt mit InP überwachsen, was zur Folge hat, daß der Brechungindexsprung an den Seitenrändern wesentlich geringer ausfällt. Dieses Verfahren hat jedoch den großen Nachteil, daß der zweite Epitaxieschritt einen erheblichen technologischen Mehraufwand bedeutet.

Aus diesen Gründen fiel die Entscheidung zugunsten eines streifenbelasteten Wellenleiters. Hierbei wird der Wellenleiter mit Hilfe einer selektiven Ätze nur durch den oberen Mantel bis auf den Kernbereich geätzt. Hierdurch kann mit verhältnismäßig geringem Aufwand eine optische Feldverteilung realisiert werden, bei der in Bereichen mit hoher Feldstärke keine rauhen Grenzflächen mit starken Brechungsindexsprüngen auftreten.

Zur Berechnung der elektrischen Feldstärkeverteilung im Bauelement wurde die kommerzielle BPM-Software BPM-CAD 4.0 eingesetzt. Um den Rechenaufwand zu reduzieren wurde der MQW-Bereich durch einen effektiven Brechungsindex dargestellt, anstatt alle Schichten einzeln zu berücksichtigen. Der effektive Brechungsindex  $n_{MQW}$  des MQW-Gebietes läßt sich aus den Schichtdicken d<sub>i</sub> und Brechungsindizes n<sub>i</sub> der einzelnen Schichten [51] nach

$$n_{MQW} = \sqrt{\frac{\sum_{i} d_{i} \cdot n_{i}^{2}}{\sum_{i} d_{i}}}$$
(3.19)



oberer Mantel

**Bild 3.8:** Berechnete optische Feldverteilung des Grundmodes a) in einem streifenbelasteten Wellenleiter b) in einem Rippenwellenleiter. Die Verteilung des Feldes ist durch Linien konstanter Feldstärke dargestellt. Der potentiell durch Kantenrauhigkeit beeinträchtigte Bereich ist schraffiert unterlegt.

berechnen [52].

2

Die Berechnung der optischen Feldverteilung in Abhängigkeit von den Parametern des Wellenleiters wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels zur Optimierung der Parameter genutzt. In Bild 3.8 ist die Feldverteilung sowohl für einen streifenbelasteten als auch für einen Rippenwellenleiter dargestellt, wobei exemplarisch - im Vorgriff auf die weiteren Ergebnisse dieses Kapitels - die optimierten Wellenleiterparameter (s. Tabelle 3.5) als Grundlage der Berechnung dienten. Die Wellenleiterbreite hierbei beträgt 5  $\mu$ m, die Dicke des Kerns 200 nm. Der Brechungsindex des aktiven Bereichs beträgt ergibt sich aus (3.19) zu n<sub>MQW</sub> = 3,38, der Brechungsindex der InP-Mantelschichten beträgt n<sub>Mantel</sub> = 3,16.

Wie deutlich zu erkennen ist, liegt bei der Rippenstruktur im Bereich der MQW-Schichten eine wesentlich höhere Feldstärke im durch Kantenrauhigkeit beeinträchtigten Bereich vor als bei der streifenbelasteten Struktur. Ein grober Vergleich der Streuverluste der beiden Wellenleitertypen kann nach [28] über den Vergleich der normierten optischen Intensität an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Luft erfolgen. Auf Grundlage der durchgeführten BPM-Rechnungen (s. Bild 3.8) erhält man so bei gleicher Rauhigkeit für den streifenbelasteten Wellenleiter einen durch Streuverluste bedingten Anteil  $\alpha_{Streu}$ 30% am Absorptionskoeffizienten, der nur des Wertes für den Rippenwellenleiter beträgt.

Im Folgenden soll untersucht werden, welchen Einfluß die Dicke des Wellenleiters auf das Modulationsverhalten hat. Dieser Einfluß ergibt sich einerseits durch den Zusammenhang zwischen der Dicke des i-Bereichs und dem über diesem Bereich abfallenden elektrischen Feld. Andererseits hat die Dicke des Wellenleiters über die örtliche Verteilung des geführten Lichtes starken Einfluß auf das Absorptionsverhalten des Wellenleiters.

Der Einfluß der Modenfeldverteilung auf das Modulationsverhalten ergibt sich nur über parasitäre Verlustmechanismen, da der direkte Einfluß auf das Elektroabsorptionsverhalten durch die entsprechende Wahl der Bauelementlänge kompensiert wird (s. Bild 3.6). Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben, beeinflussen sowohl Streuverluste an Kantenrauhigkeiten und Defekten als auch die Dotierung des p- und des n-Bereichs die Einfügedämpfung des Modulators. Den größten Anteil hieran haben die Absorptionsverluste, die durch p-Dotierung des Halbleitermaterials hervorgerufen werden. Für hochdotiertes InP wird in der Literatur ein Wert von 56 dB/cm angegeben [28]. Diese Verluste wirken sich bei dünnen Wellenleitern besonders stark aus: Da der Füllfaktor der Quantenfilme bei ihnen bedingt durch eine breite Verteilung der geführten Mode gering ist (s. Bild 3.9 a), werden große Bauelementlängen erforderlich. Außerdem bedingt eine breite Modenverteilung einen großen Überlapp mit dem p-Bereich, der die Absorption noch zusätzlich erhöht. Die für das Modulationsverhalten maßgebende elektrooptische Umwandlungseffizienz S<sub>E/O</sub> sinkt gemäß Gleichung (2.17) mit steigender Wellenleiterdämpfung.

Dem gegenüber steht die Tatsache, daß ein dicker Wellenleiter auch einen dicken i-Bereich bedingt, womit das bei gegebener Spannung über diesem Bereich abfallende elektrische Feld kleiner ausfällt, als es bei einem dünneren Wellenleiter der Fall wäre. Das elektrische Feld und damit die elektrooptische Umwandlungseffizienz  $S_{E/O}$  (solange der Modulator im linearen Bereich betrieben wird) stehen in reziprokem Verhältnis zur Dicke des intrinsischen Bereichs.

Um zu bestimmen, bei welcher Wellenleiterdicke der optimale Kompromiß zwischen hohem elektrischen Feld und geringer Absorption vorliegt, wurde folgendermaßen vorgegangen: Die optische Feldverteilung wurde mit der kommerziellen BPM-Software BPM-CAD 4.0 ermittelt. Hieraus wurden der Füllfaktor, die erforderliche Bauelementlänge und die Absorption im p-Gebiet bestimmt. Die jeweilige Länge des Wellenleiters ergibt sich aus der oben ermittelten Bedingung  $\Gamma_{QW} \cdot L = 20 \ \mu$ m. Anzumerken ist ferner, daß es zur Senkung der Absorption in den dotierten Bereichen und zur Vermeidung von Dotierstoffdiffusion in den Wellenleiter hinein erforderlich ist, zwischen dem Wellenleiter und den dotierten Bereichen als Puffer undotierte Mantelbereiche einzufügen. Deren Dicke beträgt bei den in dieser Arbeit verwendeten Schichten 100 nm und wurde bei der Berechnung des Feldes berücksichtigt.

Der sich so ergebende Einfluß der Wellenleiterdicke auf die elektrooptische Umwandlungseffizienz ist in Bild 3.9 b) dargestellt. Wie zu erkennen ist, ergibt

sich ein Maximum bei 130 nm. Eventuell auftretende zusätzliche Dämpfung im Wellenleiter würde zu eine Verschiebung des Maximums zu dickeren Wellenleitern hin führen. Um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß es durch Defekte oder Kantenrauhigkeit zu weiteren - im Voraus schwer zu quantifizierenden – Verlusten kommt, wird die Wellenleiterdicke mit 200 nm etwas größer als der berechnete Wert gewählt. Bei einer Quantenfilmdicke von 10 nm und einer Barrierendicke von 9 nm muß der MQW-Bereich also 10 Quantenfilme enthalten.



**Bild 3.9:** a) Berechneter Füllfaktor in Abhängigkeit von der Wellenleiterdicke b) elektrooptische Umwandlungseffizienz unter Berücksichtigung des sich aus der Dicke des i-Bereichs ergebenden elektrischen Feldes und der Wellenleiterdämpfung.  $n_{MQW} = 3,38$ ,  $n_{Mantel} = 3,16$ 

Nachdem nun die Parameter für die Herstellung der Wellenleitermodulatoren bestimmt worden sind, soll im Folgenden geklärt werden, welche Anforderungen an die Faserankopplung zu stellen sind, um die Koppelverluste möglichst gering zu halten:

Bei die Einkopplung des Lichtes aus der Glasfaser in den Modulatorwellenleiter stellen die großen Unterschiede der Modenfelder von Faser und Modulator ein grundlegendes Problem dar. Da der Modenfelddurchmesser einer handelsüblichen Einmodenfaser mit ca. 9  $\mu$ m wesentlich höher ist als der des Modulatorwellenleiters (senkrecht zur Substratebene ca. 1  $\mu$ m, parallel ca.

 $5 \,\mu$ m), müssen Vorkehrungen zur Anpassung der Modenfelder getroffen werden. Hierfür kommen sowohl Mikrolinsensysteme (s. Kapitel 5) oder eine Taperung der Glasfaser [26] in Frage. Die Verluste durch Modenfehlanpassung wurden ebenfalls mit Hilfe der BPM-Software berechnet. Sie sind in Bild 3.10 in Abhängigkeit vom Durchmesser des eingekoppelten Modenfeldes dargestellt.



Bild 3.10: Verluste durch Modenfehlanpassung bei der Einkopplung

Mit dem in dieser Arbeit benutzten Linsensystem ist die Bündelung des Modenfeldes einer Einmodenfaser auf ca. 2 µm möglich. Hieraus ergibt sich eine Verringerung des Koppelverlustes von ca. 10 dB bei direkter Einkopplung aus der Glasfaser auf 4,5 dB.

Bei der Kopplung des Lichtes aus dem Wellenleiter heraus in eine Glasfaser hinein kann hingegen die Winkelverteilung des vom Modulator abgestrahlten Lichtes zu Problemen führen. Diese ergibt sich aus dem Grenzwinkel für Totalreflektion (d. h. Wellenführung) an den Wellenleitergrenzflächen und wird durch die numerische Apertur NA beschrieben:

$$NA = n \cdot \sin \theta \quad . \tag{3.20}$$

Hierbei ist  $\theta$  der halbe Öffnungswinkel des vom Wellenleiter emittieren Strahlkegels und n der Brechungsindex des Mediums, in das die Abstrahlung erfogt. Für einen symmetrischen Wellenleiter mit dem Kernbrechungsindex n<sub>Kern</sub> und dem Mantelbrechungsindex n<sub>Mantel</sub> gilt:

$$NA = \sqrt{n_{Kern}^2 - n_{Mantel}^2} \quad . \tag{3.21}$$

Im speziellen Fall des hier entwickelten Modulators ist eine getrennte Betrachtung der Verhältnisse senkrecht und waagerecht zur Substratebene erforderlich. Hierzu wurde nach der Effektivindex-Methode [42] vorgegangen, die die Transformation eines streifenbelasteten Wellenleiters in einen Rippenwellenleiter durch Berechnung effektiver Kern- und Mantelbrechungsindizes  $n_{Kern, eff}$  und  $n_{Mantel, eff}$  ermöglicht. Die sich hierbei ergebenden effektiven Brechungsindizes und die daraus folgenden numerischen Aperturen finden sich in Tabelle 3.4.

Tabelle3.4:EffektiveBrechungsindizesundnumerischeAperturinAbhängigkeit von der Orientierung zur Substratebene

Richtung	n <sub>Mantel, eff</sub>	n <sub>Kern, eff</sub>	NA
$\bot$	3,16	3,38	1,19
	3,16	3,2	0,50

Verglichen mit der numerischen Apertur einer handelsüblichen Einmodenfaser, die bei ca. 0,12 liegt, ist die numerische Apertur des Modulators mit 1,19 senkrecht zur Substratebene bzw. 0,50 waagerecht zur Substratebene sehr hoch. Das bedeutet, daß nur ein Anteil des vom Modulator abgestrahlten Lichtes in der Faser geführt werden kann. Um dieses Problem zu umgehen, muß das Licht vor dem Eintritt in die Glasfaser gebündelt werden. Dies erreicht man am einfachsten durch den Einsatz von Faserlinsen.



Bild 3.11: Faserlinse zur Auskopplung

Diese wurden im Rahmen dieser Arbeit erzeugt, indem das Ende einer Glasfaser mit Hilfe einer glühenden Wolframwendel aufgeschmolzen wurde. Durch die Oberflächenspannung entstand so auf der Faserspitze eine kugelförmige Linse (s. Bild 3.11).

Aus diesen Überlegungen ergeben sich für den Feldsensor folgende Erfordernisse: Bei der Einkopplung aus der Faser in den Modulator ist die Anpassung des Modenfeldes an den Modulator von großer Bedeutung. Bei der Auskopplung hingegen ist die numerische Apertur des Modulatorwellenleiters so groß, daß eine Bündelung des austretenden Lichtes zur effizienten Einkopplung in die Glasfaser von Nöten ist.

#### 3.4 Elektrisches Ersatzschaltbild

Neben den elektrooptischen und optischen Eigenschaften der Bauelemente spielt auch das elektrische Ersatzschaltbild eine wichtige Rolle für die Funktion der Modulatoren. Einerseits hat es entscheidenden Einfluß auf das Hochfrequenzverhalten der Bauelemente, andererseits ist eine gute Abstimmung auf den Transimpedanzverstärker nötig, um möglichst hohe Modulationsspannungen zu erzielen.

Um aus der vom Transimpedanzverstärker zur Verfügung gestellten Spannung ein elektrisches Feld im Quantenfilmbereich zu generieren, wird dieser in den i-Bereich einer pin-Struktur eingebaut (s. Bild 3.12). Die elektrische Kontaktierung des Bauelementes erfolgt über Metall-Halbleiterkontakte, wobei sich der p-Kontakt auf dem optischen Wellenleiter befindet und zu beiden Seiten des Wellenleiters die n-Kontakte. Da die Strukturierung des streifenbelasteten Wellenleiters nicht bis in den n-Bereich hinein, sondern nur bis zum Anfang des i-Bereichs erfolgt, muß vor dem Aufbringen der n-Kontakte an den betreffenden Stellen zusätzlich bis in den n-Bereich hinein geätzt werden.



Bild 3.12: Skizze des Wellenleitermodulators

In erster Näherung setzt sich das Ersatzschaltbild eines pin-Modualtors aus der Reihenschaltung einer Kapazität und eines Widerstandes zusammen. Bei der Kapazität handelt es sich um die Kapazität des i-Bereichs; der Widerstand ergibt sich aus den Widerständen der Metall-Halbleiterkontakte. Abweichungen von dieser Näherung ergeben sich z. B. durch die Kapazität zwischen den Kontaktmetallisierungen und die sich aus der Hintergrunddotierung des i-Bereichs ergebende Leitfähigkeit.

In Abstimmung mit dem für die Herstellung des Transimpedanzverstärkers verantwortlichen Projektpartner (Ferdinand-Braun-Institut, Berlin) wurde als Designvorgabe für den Modulator eine Reihenschaltung aus einer Kapazität von 300 fF und einem Widerstand von 50  $\Omega$  festgelegt. Hierdurch wird einerseits das für die Einhaltung des spezifizierten Arbeitsfrequenzbereichs erforderliche Frequenzverhalten gewährleistet, andererseits liegen diese Werte in einem Bereich, der für das Design des Verstärkerausgangs realistisch ist.

Ausschlaggebend für die Größe der Diodenkapazität sind die Dicke des i-Bereichs und die sich aus Modulatorlänge und Breite ergebende Fläche. Bei einer Modulatorlänge von 100 µm und einem 400 nm dicken i-Bereich (s. Kapitel 3.2 bzw. Kapitel 3.3) ergibt sich so bei einer Breite von 5  $\mu$ m eine Kapazität von 150 fF. Da durch Diffusion der Dotierstoffe ein Abfall der Dicke des i-Bereich und damit ein Ansteigen der Kapazität erwartet werden muß, ist dieser Wert absichtlich niedriger gewählt, als der angestrebte Wert von 300 fF

Angesichts der verglichen mit der Fläche der n-Kontakte kleinen Fläche des p-Kontaktes und der allgemein höheren Kontaktwiderstände auf p-dotierten III-V-Halbleitern verglichen mit den n-Kontaktwiderständen (z.B. Kontaktsystem Ge/Ni/Au) [53] wird der Serienwiderstand des Bauelements durch den p-Kontakt dominiert. Als mögliche p-Kontaktsysteme kommen Au/Zn, Be/Au und Ti/Pt/Au in Frage. In der Literatur [54, 55] finden sich hierzu auf hoch pdotiertem Material folgende spezifische Kontaktwiderstände rcp: Zn/Au  $(N_A = 5 \cdot 10^{18})$ :  $r_{cp} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$ , Ti/Pt/Au  $(N_A = 3 \cdot 10^{18})$ :  $r_{cp} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ , Be/Au  $(N_A = 3.10^{18})$ :  $r_{cp} = 5.10^{-7} \text{ cm}^2$ . Da der Kontaktwiderstand stark von der Dotierstoffkonzentration und von der Oberflächenpräparation vor dem Aufbringen der Kontakte abhängt, stellen diese Literaturwerte jedoch nur einen ungefähren Anhaltspunkt für die Auswahl des richtigen Kontaktsystems dar. Für das Kontaktsystem Ti/Pt/Au ergibt sich daraus ein Kontaktwiderstand von  $R_{cp} = 59 \Omega$ . Da dieser Wert in der Größenordnung des angestrebten Wertes liegt, bietet sich das Kontaktsystem Ti/Pt/Au für die Herstellung der p-Kontakte an. Aus technologischer Sicht ist dieses Kontaktsystem auch am einfachsten zu handhaben, da Beryllium hoch karzinogen ist und Zink zu starken Verunreinigungen des benutzten Aufdampfapparates führen kann, die bei anschließendem Aufbringen n-Kontakten ungewollten von zu Kompensationseffekten führen können.

#### 3.5 Designvorgaben für den Modulator

Ausgehend von den oben beschriebenen Überlegungen wurden die in Tabelle 3.5 zusammengefaßten Designvorgaben für den Aufbau des Modulators erstellt.

Funktionsprinzip	MQW-Elektroabsorptionsmodulator	
Elektrische Struktur	pin-Diode, elektroabsorptiver Bereich	
	im i-Gebiet	
Materialsystem	InGaAsP/InGaAs/InP auf InP-Substrat	
MQW-Bereich	Anzahl der Quantenfilme: 10	
	Filmmaterial: In <sub>0,48</sub> Ga <sub>0,52</sub> As,	
	Filmdicke: 10 nm	
	Barrierenmaterial: In <sub>0,88</sub> Ga <sub>0,12</sub> As <sub>0,31</sub> P <sub>0,69</sub>	
	Barrierendicke: 9 nm	
Wellenleiter	streifenbelastet,	
	Breite: 5 µm, Länge: 100 µm	
Elektrische Kontakte	p-Kontakt: Ti/Pt/Au auf hochdotierter	
	InGaAs-Kontaktschicht	
	n-Kontakt: Ge/Ni/Au	

 Tabelle 3.5: Designvorgaben für den Modulator

Sie dienen als Grundlage für den in Kapitel 4 beschriebenen Aufbau der Epitaxieschichten und die Herstellung der Wellenleiter und der elektrischen Kontakte.

#### 3.6 Reflexionsmodulator

Wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, würde der Betrieb des Modulators in optischer Reflexion mit nur einer Glasfaser für die Funktion des Sensorsystems deutliche Vorteile mit sich bringen. Im Folgenden soll gezeigt werden, wie sich die in dieser Arbeit entwickelten Modulatoren mit geringem technologischen Aufwand auch in Reflexion betreiben lassen.

Hierzu sind verschiedene Konzepte denkbar: Das von DBR- und DFB-Laserdioden bekannte Erzeugen eines Bragg-Reflektors auf dem Wellenleiter geht mit einem hohen technologischen Aufwand einher. Einerseits ist eine sehr feine lithographische Strukturierung des Reflektors z.B. mit Elektronenstrahllithographie oder holographischen Verfahren erforderlich (Die erforderliche Auflösung liegt hier bei mindestens einem Viertel der Wellenlänge. Bei einer Vakuumwellenlänge von 1550 nm beträgt dieser Wert im Halbleitermaterial ca. 110 nm, liegt also unter dem Auflösungsvermögen herkömmlicher optischer Lithographieverfahren.) Andererseits ist es zur Vermeidung von Streuverlusten erforderlich, die geätzte Reflektorstruktur zu vergraben, was weiteren technologischen Aufwand bedeutet.

Eine einfache aber effektive Alternative stellt das Verspiegeln einer Stirnfläche des Wellenleiters mit einer Goldschicht dar (s. Bild 3.13). Um einen Kurzschluß zwischen p- und n-Gebiet der Diodenstruktur zu vermeiden, kann zwischen Halbleitermaterial und Gold-Verspiegelung eine  $SiO_x$ -Schicht als Passivierung aufgedampft werden.



**Bild 3.13:** Konzept eines Reflexionsmodulators durch Verspiegelung einer Stirnfläche.

# 4 Technologische Realisierung der Wellenleitermodulatoren

In diesem Kapitel wird die Herstellung der Modulatoren beschrieben. Hierbei soll einerseits auf den Aufbau der zugrundeliegenden Waferstruktur eingegangen und andererseits die Strukturierung der Bauelemente beschrieben werden.

## 4.1 Epitaxieschichten

Der in dieser Arbeit benutzte Wafer wurde basierend auf den Designvorgaben in Kapitel 3.5 mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOVPE, <u>m</u>etal <u>organic vapor phase epitaxy</u>) im Heinrich Hertz Institut (Berlin) hergestellt. Aufbau und Abfolge der Schichten sind in Bild 4.1 schematisch dargestellt.

Es handelt sich um eine pin-Struktur, in deren intrinsischen Bereich sich die wellenführende MQW-Schicht befindet. Die Schichtstruktur wurde auf einen ndotierten InP-Wafer aufgewachsen. Der MQW-Bereich setzt sich aus zehn zugverspannten Quantenfilmen zusammen, zwischen denen sich druckverspannte Barrieren befinden. Die Druckverspannung der Barrieren, die durch entsprechende Wahl der Materialkomposition erzielt wird, dient zur Kompensation der Zugverspannung in den Quantenfilmen.

Da der für die p-Dotierung benutzte Dotierstoff Zn im Halbleitermaterial relativ stark diffundiert [56], wurde die Zn-Konzentration in der Nähe des i-Bereichs abgesenkt und zwischen p-Bereich und MQW-Bereich eine 100 nm dicke i-InP-Schicht eingefügt. Durch diese Maßnahme soll einerseits verhindert werden, daß durch eindiffundiertes Zn des elektrische Feld im MQW-Bereich beeinflußt wird und andererseits, daß es durch hohe Dotierstoffkonzentration im wellenführenden Bereich zu verstärkter Absorption von Licht kommt. Um für den p-Kontakt einen möglichst geringen Kontaktwiderstand zu erzielen, wurde als oberste Schicht eine hoch dotierte InGaAs-Kontaktschicht aufgewachsen.



Bild 4.1: Aufbau der verwendeten Schichtstruktur

#### 4.2 Strukturierung der Bauelemente

Die Herstellung der Wellenleiterbauelemente aus den epitaxierten Wafern gliedert sich im wesentlichen in zwei Bereiche: Einerseits muß mittels

geeigneter Ätzverfahren die laterale Strukturierung der Wellenleiter durchgeführt werden, andererseits sind die elektrischen Kontakte auf das Halbleitermaterial aufzubringen. Im folgenden soll diese Vorgehensweise, die in Bild 4.2 dargestellt ist, beschrieben werden. Aus Gründen der Übersicht werden die genaue Gliederung der einzelnen Prozeßschritte und die erforderlichen Parameter am Ende dieses Abschnitts in tabellarischer Form dargestellt.



Bild 4.2: Prozessierung der Wellenleitermodulatoren (siehe Text)

Um Beeinträchtigungen durch eine eventuelle Verschmutzung der Probenoberfläche zu vermeiden wird das zu prozessierende Waferstück vor

Beginn der Prozessierung gereinigt. Dann werden die p-Kontakte auf die Probe aufgebracht. Hierzu wird der nicht zu metallisierende Bereich mit Hilfe eines photolithographischen Negativschrittes abgedeckt (Bild 4.2 a) und dann die Metallisierung aufgedampft (Bild 4.2 b). Durch anschließendes Lösen des Photolackes wird die Metallisierung an den abgedeckten Stellen entfernt (Bild 4.2 c).

Anschließend wird zur lateralen Strukturierung des Wellenleiters eine Mesa aus der Kontaktschicht und dem oberen Mantelbereich geätzt (Bild 4.2 d). Als Ätzschutzmaske dient hierbei die Metallisierung des p-Kontaktes. Danach muß in den Gebieten, auf die die n-Kontakte aufgebracht werden sollen, der undotierte MQW-Bereich und der obere schwächer dotierte Bereich des unteren Mantels durchätzt werden. Hierzu werden mittels eines photolithographischen Positivschrittes eine weitere Ätzschutzmaske erzeugt (Bild 4.1 e) und anschließend die entsprechenden Ätzschritte durchgeführt (Bild 4.2 f).

Nun können die n-Kontakte wiederum durch einen photolithographischen Negativschritt strukturiert (Bild 4.2 g) und aufgebracht (Bild 4.2 h, i) werden. Um den Dotierstoff Germanium in das Halbleitermaterial eindiffundieren zu lassen, werden die Modulatoren anschließend getempert. Diese Prozedur hat auf die p-Kontakte so gut wie keinen Einfluß [54]. Dann wird die Probe mit einem Beitel senkrecht zu den Wellenleitern gespalten, um Modulatoren der gewünschten Länge zu erhalten.

Im folgenden werden die einzelnen Prozeßschritte und Parameter in tabellarischer Form beschrieben:

Prozeßschritt	Parameter	Bemerkungen
Reinigung in siedendem	<i>E</i> 4	
Aceton	3	
Reinigung in siedendem	E (	Entfernung von
Propanol	5	Acetonrückständen
A .1	5	Abdampfen von
Ausneizen	3	Lösemittelrückständen

Tabelle 4.1: Probenreinigung

Prozeßschritt	Parameter
Photolack aufschleudern	4500 U/min, 90"
Vorbacken	85°C, 3'
Justage der Crommaske	
Belichtung mit Quecksilber-	204
Dampflampe	20
Ausheizen	120°C, 3'
Flutbelichtung ohne Maske	60"
	Entwickler : $H_2O$ , 2 : 3
Entwickein	40'
Stoppbad	H <sub>2</sub> O, 1'

 Tabelle 4.2: Photolithographischer Negativschritt

 Tabelle 4.3: Photolithographischer Positivschritt

Prozeßschritt	Parameter	
Photolack aufschleudern	4500 U/min, 90"	
Vorbacken	95°C, 3'	
Justage der Crommaske		
Belichtung mit Quecksilber-	204	
Dampflampe	20	
Entwishelm	Entwickler : $H_2O$ , 2 : 3	
Entwickein	40'	
Stoppbad	H <sub>2</sub> O, 1'	

Das Ätzen der Proben geschieht ausschließlich mit Hilfe naßchemischer Verfahren. Die verwendeten Ätzverfahren sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Material	Ätzlösung	Bemerkungen
InGaAs-Kontaktschicht	Zitronensäure : $H_2O_2$ 20 : 1	Schüttelbad, 21°C
InP-Mantelschichten	HC1 : $H_3PO_4$ : $C_3H_6O_3$ 1 : 5 : 1	Schüttelbad, 21°C, Abzug wegen Phosphinentwicklung
MQW-Bereich	Zitronensäure : $H_2O_2$ 20 : 1	Schüttelbad, 21°C

Die Ätzraten wurden bestimmt, indem ein Teil der Probe durch eine Metallisierung abgedeckt wurde und der Fortschritt des Ätzvorganges in geeigneten Intervallen mit Hilfe eines Weißlichtinterferometers vermessen wurde. Die auf diese Weise bestimmten Ätzraten sind in Bild 4.3 dargestellt. Bei der Ätzrate für den MQW-Bereich ist zu beachten, daß es sich um einen Mittelwert über die verschiedenen Materialkompositionen des Bereichs (Quantenfilme und Barrieren) handelt. Da es beim Ätzen des unteren Mantelbereichs häufig zu lokalen Fluktuationen der Ätzrate kam, konnte für diesen Bereich keine konstante Ätzrate bestimmt werden. Statt dessen mußte der Hilfe des Fortschritt des Ätzvorganges in diesem Bereich mit Weißlichtinterferometers kontrolliert und der Ätzvorgang bei entsprechendem Fortschritt beendet werden. Zum Beenden des Ätzvorganges wurde die Probe in allen Fällen eine Minute lang in ein Stoppbad (H<sub>2</sub>O) getaucht, um die Ätzlösung vollständig zu entfernen.



**Bild 4.3:** Experimentelle Bestimmung der Ätzraten, Ausgleichskurven mit entsprechenden Ätzraten

Prozeßschritt	Parameter	Bemerkungen
Amoniakschritt	14	Entfernen von Oxiden auf
	1	der Probenoberfläche
Aufdampfen der Metallisierung	Pt/Ti/Pt/Au	Pt und Ti mit
	10 nm, 30 nm, 10 nm,	Elektronenstrahl-, Au mit
	300 nm	thermischem Verdampfer
Lift-off in siedendem		
Aceton		
Probenreinigung		wie oben beschrieben

 Tabelle 4.6: Metallisierung n-Kontakte

Prozeßschritt	Parameter	Bemerkungen
Amoniakschritt	1'	Entfernen von Oxiden auf
		der Probenoberfläche
Aufdampfan dar	Ge/Ti/Au	Ge und Ti mit
Metallisierung	30 nm, 10 nm, 300 nm	Elektronenstrahl-, Au mit
		thermischem Verdampfer
Lift-off in siedendem		
Aceton		
Probenreinigung		wie oben beschrieben
Tempern	535°C, 3'	Rohrofen

# 5 Meßtechnik

## 5.1 Photolumineszenzmeßplatz

Zur Vorcharakterisierung der epitaxierten Wafer wurden Photolumineszenzmessungen durchgeführt. Der hierzu erforderliche Meßplatz (s. Bild 5.1) wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut.



F1: InterferenzfilterL1, L2: LinsenS: UmlenkspiegelF2: KantenfilterD: GermaniumdetektorP: Umlenkprisma

Bild 5.1: Schematische Darstellung des Photolumineszenzmeßplatzes
Zur optischen Anregung des Halbleitermaterials diente ein Argon-Ionen-Laser. Um zu vermeiden, das die Meßergebnisse durch Plasmalinien des Lasers beeinträchtigt werden, wurde mit einem Interferrenzfilter nur die 514 nm-Linie des Lasers selektiert. Der so gefilterte Strahl wurde mittels eines Chopperrades moduliert und über eine Anordnung aus Spiegeln und einem Prisma auf die Probe gelenkt. Das hier durch optische Anregung von Ladungsträgern in energetisch höhere Zustände und anschließende strahlende Rekombination erzeugte Photolumineszenzlicht wurde durch zwei Linsen auf den Eintrittsspalt abgebildet. Durch eines Gittermonochromators eine Anpassung des Linsensystems an die numerische Apertur des Monochromators wurde für eine optimale Ausleuchtung des Gitters gesorgt. Um zu verhindern, daß durch Reflexionen des Laserstrahls eine Schädigung des Detektors eintreten kann, wurden diese mittels eines Kantenfilters vor dem Eintrittsspalt des ausgefiltert. Zur Detektion des Lichtes wurde Monochromators ein peltiergekühlter Germaniumdetektor eingesetzt, dessen Signal über einen Lock-In-Verstärker ausgelesen wurde. Sowohl die Kühlung des Detektors als auch der Einsatz von Lock-In-Technik dienen zur Senkung des Rauschpegels. Die Probe befand sich in einem evakuierbaren Gefäß auf der Kühlfläche eines Helium-Kompressor-Kryostaten. Hierdurch war eine Abkühlung der Probe bis zu einer Temperatur von 12 K möglich. Durch eine bewegliche Halterung wurde zwischen den Messungen ein seitliches Verschieben der Probenkammer ermöglicht, was zur Durchführung von ortsaufgelösten Messungen diente. Zur Durchführung der Messungen wurden die Wellenlänge des Monochromators von einem Computer über die RS232-Schnittstelle eingestellt und die Meßwerte über den GP-IB-Bus aus dem Lock-In-Verstärker ausgelesen.

# 5.2 Meßplatz zur optischen und elektrischen Charakterisierung der Modulatoren

Zur optischen und elektrischen Charakterisierung der Modulatoren wurde im Rahmen dieser Arbeit der im folgenden beschriebene Meßplatz (s. Bild 5.2) aufgebaut:



**Bild 5.2:** Meßplatz zur optischen und elektrischen Charakterisierung der Modulatoren

Die zu untersuchende Probe befindet sich auf einem drehbaren Probenhalter. Zu beiden Seiten des Probenhalters befinden sich zwei Positioniertische mit Hilfe derer die zur Ein- bzw. Auskopplung von Licht benutzten Glasfasern oder fasergekoppelten Linsensysteme relativ zur Probe positioniert werden können. Neben einer 3-Achsen-Translationseinheit, die neben der Grobpositionierung über Mikrometerschrauben auch eine Feinpositionierung mittels Piezokristallen erlaubt, bestehen die Positioniertische aus zwei Winkeleinheiten, die über Mikrometerschrauben eine Winkeljustage der Tische ermöglichen. Zur elektrischen Kontaktierung dient ein Koplanarprober, der über eine weitere 3-Achsen-Translationseinheit auf die Probe aufgesetzt werden kann. Über entsprechende Koaxialkabel ist der Prober mit einer Hochfrequenzquelle verbunden. Alle Komponenten der Meßeinrichtung sind für einen Betrieb bei Frequenzen von bis zu 40 GHz ausgelegt. Über ein Bias-T kann zusätzlich eine Gleichspannung an die Probe angelegt werden.

Als Lichtquelle dient ein durchstimmbarer Diodenlaser (HP 8168 F), dessen Wellenlänge sich im Bereich von 1435 nm bis 1592 nm verstimmen läßt. Über eine Einmodenglasfaser wird das Laserlicht zum Modulator geführt. Um eine möglichst hohe Einkoppeleffizienz in den Wellenleiter zu erzielen, wird das Licht aus der Glasfaser mit Hilfe eines Linsensystems auf die Stirnfläche des Wellenleiters gebündelt. Der hierbei erzielte Spotdurchmesser beträgt 2  $\mu$ m, während das Modenfeld der Glasfaser einen Durchmesser von ca. 10  $\mu$ m aufweist.

Das aus dem Modulator austretende modulierte Licht wird mit einer Mehrmodenfaser (Stufenindexfaser) aufgefangen und zu einem schnellen InGaAs-Photodetektor geführt. Da das Licht vom Modulator mit einer sehr hohen numerischen Apertur abgestrahlt wird, wurde die Stirnfläche der Auskoppelfaser zu einer Kugellinse geschmolzen. Hierdurch findet eine Bündelung des Lichtes statt, die zur Folge hat, daß ein größerer Anteil des Lichtes innerhalb des Akzeptanzwinkels der Faser liegt. Der elektrische Ausgang des Photodetektors war mit einem elektrischen Spektrumanalysator (HP 8563 A) verbunden, auf dem der hochfrequente Anteil des empfangenen Signals frequenzaufgelöst dargestellt wurde.

Für verschiedene Experimente wurden die im Folgenden beschriebenen Modifikationen am Grundaufbau vorgenommen:

Bei der Messung der optischen Einfügedämpfung in Abhängigkeit von Wellenlänge und Vorspannung erwies sich die Wellenlängenverfahrgeschwindigkeit gering. des Lasers als zu Das Driften der Piezotranslatoren führte dazu, daß sich die Koppeleffizienz im Laufe eines Meßzyklus deutlich änderte. Aus diesem Grund kam anstelle des Lasers eine Weißlichtquelle mit nachgeschaltetem Monochromator zum Einsatz. Durch die höhere Wellenlängenverfahrgeschwindigkeit des Monochromators wurde die Dauer eines Meßzyklus von mehreren Minuten auf wenige Sekunden verkürzt. Hierdurch war für die Dauer der Messung eine stabile optische Ankopplung gewährleistet. Die Leistungsmessung erfolgte mit einer Photodiode.

Zur Darstellung des Modenfeldes am Ausgang der Modulatoren wurde die Auskoppelfläche der Probe über ein Mikroskopobjektiv (Vergrößerung: 40x) auf eine CCD-Kamera abgebildet.

Zur Messung der optischen Sättigungseffekte wurde als Lichtquelle ein Erbium-Faserlaser eingesetzt. Er erlaubte Ausgangsleistungen von bis zu 20 mW, während mit dem sonst benutzten Diodenlaser nur ca. 5 mW möglich waren.

Bei Messungen an Reflexionsmodulatoren erfolgten Ein- und Auskopplung über eine Monomodefaser mit einem Spiegelbruch am Ende. Mit Hilfe eines faseroptischen Zirkulators wurde das hinlaufende Licht in diese Faser eingekoppelt und das zurücklaufende Licht zum Detektor gelenkt.

Zur Messung des Intermodulationsprodukte wurde das Signal zweier gegeneinander verstimmter Hochfrequenzquellen (Wiltron 6769 A und Fluke 6061 A) auf die Probe gegeben. Zur Kombination der Signale wurde ein in Gegenrichtung betriebener elektrischer Leistungsteiler benutzt. Das elektrische Verhalten dieses Bauteils wurde separat charakterisiert und bei den entsprechenden Messungen berücksichtigt.

Zur Charakterisierung des Ersatzschaltbildes der Modulatoren wurde ein elektrischer Netzwerkanalysator eingesetzt, mit dessen Hilfe frequenzabhängig der  $S_{11}$ -Streuparameter der Proben gemessen wurde.

# 6 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

#### 6.1 Photolumineszenzmessungen

Um die Qualität der benutzten Wafer beurteilen zu können, wurden vor der Prozessierung von Bauelementen Photolumineszenzmessungen durchgeführt. In Bild 6.1 sind die Photolumineszenzspektren des Exziton-Valenzbandüberganges im MQW-Bereich von verschiedenen Meßpunkten auf dem in dieser Arbeit eingesetzten Wafer dargestellt. Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur durchgeführt.



**Bild 6.1:** Ortsaufgelöste Photolumineszenzmessungen an der eingesetzten Schichtstruktur. Die Beschriftungen an den Kurven geben die radiale Entfernung r von der Wafermitte an.

Wie auf den ersten Blick zu erkennen ist, ähneln sich die drei Meßkurven vom Waferinnenbereich (d. h. für  $r \le 12,5 \text{ mm}$ ) sehr stark, während die beiden Meßkurven vom Waferrand (r > 12,5 mm) deutlich davon abweichen. Im Vergleich zeigt sich in der Wafermitte ein wesentlich höherer und schärferer Photolumineszenzpeak. Die Mesungen am Waferrand zeigen hingegen einen flacheren, verschmierteren Peak, was darauf hindeutet, daß die Homogenität der MQW-Struktur hier deutlich nachläßt. Außerdem ist insbesondere für r = 22.5 mm ein deutlicher Ausläufer zu langen Wellenlängen zu erkennen, der auf eine erhöhte Defektdichte des Materials hindeutet. Da durch Defekte zusätzliche Zustände in der Bandlücke entstehen [57, 58] (ähnlich wie bei amorphen Halbleitern [69]), kommt es zu einer Aufweichung der Bandkante, die sich in PL-Spektren als Ausläufer zu hohen Wellenlängen hin bemerkbar macht. Die zusätzliche Grundabsorption, die dieser Ausläufer dicht unterhalb der Bandkante mit sich bringt, wäre für Wellenleitermodulatoren von großem Nachteil. da die im Vergleich zu Vertikalbauelementen großen Wechselwirkungslängen zu einer starken Grunddämpfung des Lichtes führen.

Eine mögliche Ursache für die festgestellten Abweichungen zwischen Waferinnenbereich und Waferrand liegt im Herstellungsverfahren: Beim MOVPE-Wachstum kann es durch Verwirbelungen der Prozeßgase an den Kanten des Wafers zu ungleichmäßigen Gaskonzentrationen und damit zu ungleichmäßigem Wachstum kommen.

Die gemessenen Peakwellenlängen zeigen im Waferinnenbereich eine Abweichung von 26 nm von der berechneten Designvorgabe (s. Bild 6.2). Diese macht sich für die Modulatoren in einer Verschiebung der optimalen Arbeitswellenlänge bemerkbar. Eine mögliche Erklärung für die Diskrepanz sind Abweichungen der Materialkomposition oder der Filmdicken von der Designvorgabe. Angesichts der Tatsache, daß im Randbreich des Wafers eine Abweichung in die entgegengesetzte Richtung auftritt, erscheint diese Hypothese sehr wahrscheinlich.



**Bild 6.2:** Vergleich der ortsaufgelöst gemessenen Peakwellenlängen mit der berechneten Designvorgabe.

Bei einer Temperatur von 12 K wurde eine Halbwertsbreite des Exzitonenpeaks von 31 nm bestimmt. Sie ergibt sich aus Fluktuationen der Materialkomposition und der Filmdicken. Diese können sowohl lateral innerhalb eines Filmes als auch zwischen den verschiedenen Quantenfilmen auftreten. Unter der Annahme, daß die Schwankung der Materialkomposition und der Filmdicken in gleichem Maße zur Breite des Peaks beitragen, entspricht dies einer Schwankung der Filmdicken um ca.  $\pm 0,7$  nm und des Indium-Anteils in den Quantenfilmen um ca.  $\pm 0,04$  %.

Angesichts der Ergebnisse der Photolumineszenzuntersuchung wurden zur Herstellung der Modulatoren nur Teile des Wafers benutzt, die mindestens 10 mm vom Waferrand entfernt waren.

#### 6.2 Modulationscharakteristik

Gegenstand dieses Kapitels sollen die Modulationseigenschaften der untersuchten Bauelemente sein. Hierbei sollen die Einflüsse der einzelnen Parameter wie Modulationseffizienz, Grunddämpfung und Einkoppeleffizienz auf die für das Sensorsystem relevante Hochfrequenzeinfügedämpfung untersucht werden.

Zur Messung der Gleichspannungs-Modulationseigenschaften wurde mit Hilfe des in Kapitel 5 beschriebenen Meßaufbaus das Licht einer durchstimmbaren Laserquelle in den Wellenleiter eingekoppelt. Mit einem Mikroskopobjektiv wurde das Modenfeld am Ausgang des Wellenleiters auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die so bei verschiedenen Modulationsspannungen aufgenommenen Modenfelder sind in Bild 6.3 dargestellt.

Hierbei ist eine deutliche Verdunkelung zu höheren Spannungen hin zu erkennen; womit das elektroabsorptive Verhalten des Bauelements bestätigt ist. Weiterhin ist die Tatsache hervorzuheben, daß neben den geführten Moden kein nennenswerter Streulichtanteil zu erkennen ist, was für die gute Qualität der Einkopplung spricht.



a)  $U_0 = 0 V$  b)  $U_0 = -1 V$  c)  $U_0 = -3 V$  d)  $U_0 = -4 V$  e)  $U_0 = -5 V$ 

**Bild 6.3:** Mittels Abbildung durch ein Mikroskopobjektiv auf eine CCD-Kamera fotografierte Modenfelder am Ausgang eines Wellenleitermodulators bei verschiedenen Vorspannungen.  $\lambda = 1550$  nm

Um auch quantitative Aussagen über das Modualtionsverhalten treffen zu können, wurde die CCD-Kamera durch einen Photodetektor ersetzt. Außerdem wurde zur Auskopplung anstelle des Objektivs eine Mehrmodenfaser mit angeschmolzener Faserlinse benutzt. Die auf diese Weise für verschiedene



Vorspannungen gemessenen spektralen Dämpfungskurven sind in Bild 6.4 dargestellt.

**Bild 6.4:** Spektraler Verlauf der Dämpfung eines Modulators bei den Vorspannungen 0 V, -2 V, -3 V, -4 V und -5 V. Probenlänge: 177 µm. Die Messung erfolgte mit einer unpolarisierten Weißlichtquelle. Im eingeschobenen Diagramm ist die Dämpfung bei 1550 nm über der Vorspannung aufgetragen.

In Bild 6.4 ist gut zu erkennen, wie es bei steigender Spannung zu einer Rotverschiebung der Absorptionskante kommt. Im angestrebten Arbeitspunkt von 1550 nm und -4 V Vorspannung kann eine Modulationssteilheit von  $a = 0,36 V^{-1}$  bestimmt werden. Die Grunddämpfung zwischen Lichtquelle und Detektor beträgt im vorliegenden Arbeitspunkt 21 dB und im langwelligen Bereich, wo keine Absorption mehr vom Valenzband-Exziton-Übergang zu erwarten ist, 17 dB. Auf die einzelnen Einflüsse, die diese Grunddämpfung bewirken, wird im folgenden noch eingegangen. Eine erste Komponente, die zu dieser Grunddämpfung beiträgt, ist die Dämpfung  $D_{W1}$  des Wellenleiters, die durch Materialabsorption und Streuverluste an den Wellenleitergrenzflächen hervorgerufen wird. Um sie unabhängig vom Einfluß von Ein- und Auskoppelverlusten beurteilen zu können, bietet sich ein Meßverfahren an, das auf der Grundlage von Fabry-Perot-Oszillationen im Wellenleiter beruht [59]. Hierbei wird ausgenutzt, daß der Wellenleiter durch die Reflexionen an den Stirnflächen einen Fabry-Perot-Resonator bildet. Neben den Reflexionskoeffizienten der Stirnflächen wird das Resonanzverhalten durch die Dämpfung des Wellenleiters bestimmt. Das Verhältnis K zwischen resonantem Transmissionskoeffizienten T<sub>r</sub> und antiresonantem Transmissionskoeffizienten T<sub>a</sub> ergibt sich aus

$$K = \frac{T_r}{T_a} = \left[ \begin{array}{c} + D_{Wl} \cdot R_{opt} \\ - D_{Wl} \cdot R_{opt} \end{array} \right]^2$$
(6.1)

Der Reflexionskoeffizient  $R_{opt}$  läßt sich aus den Brechungsindizes  $n_{Luft}$  von Luft und Wellenleiter  $n_{WL}$  nach

$$R_{opt} = \frac{(n_{Luft} - n_{WL})^2}{(n_{Luft} + n_{WL})^2} .$$
 (6.2)

berechnen. Für  $n_{WL} = 3,3$  ergibt sich ein Reflexionskoeffizient von  $R_{opt} = 0,286$ . Hiermit läßt sich aus K die Dämpfung berechnen:

$$D_{Wl} = \frac{1}{R_{opt}} \cdot \frac{\mathbf{\Theta}\overline{K} - 1\mathbf{j}^2}{K - 1} .$$
(6.2)

Die Abhängigkeit der Wellenleiterdämpfung vom Verhältnis K zwischen resonanter und antiresonater Transmission ist in Bild 6.5 dargestellt.

Eine potentielle Fehlerquelle bei dieser Methode stellt der Einfluß von Streulicht dar. Weil hierdurch der Kontrast verringert wird, führt Streulicht prinzipiell dazu, daß zu hohe Dämpfungswerte bestimmt werden. Dieses Problem kann umgangen werden, wenn der Streulichtanteil bekannt ist und bei der Bestimmung des Kontrastes berücksichtigt wird.



**Bild 6.5:** Abhängigkeit zwischen Dämpfung und dem Quotienten aus resonanter und antiresonater Transmission für einen Reflexionskoeffizienten an den Wellenleiterendflächen von  $R_{opt} = 0,286$ .

Weiterhin läßt sich aus der Periodenlänge  $\Delta\lambda$  der Schwingungen und der Resonatorlänge L der effektive Brechungsindex des Wellenleiters bestimmen:

$$n = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda \cdot 2 \cdot L} \ . \tag{6.2}$$

Mit Hilfe der durchstimmbaren Laserquelle wurden Transmissionsmessungen im angestrebten Arbeitspunkt der Modulatoren durchgeführt. In Bild 6.6 a) ist exemplarisch der gemessene spektrale Verlauf der Transmission eines Modulators dargestellt. Um die Wellenleiterdämpfung in Abhängigkeit von der Probenlänge zu bestimmen, wurde diese Messung an mehreren Proben unterschiedlicher Länge durchgeführt.

Die exakte Bestimmung des Streulichtanteils stellt hierbei ein ernstes Problem dar. Einerseits ist eine Variation des Streulichtanteils mit der Probenlänge zu erwarten. Andererseits ist der starke Einfluß der Justagenauigkeit bei der optischen Einkopplung zu beachten. Da sich letzterer in den durchgeführten Experimenten als dominant erwiesen hat, war eine genaue Bestimmung des Streulichtanteils der einzelnen Proben nicht möglich. Es zeigte sich jedoch, daß bei allen untersuchten Proben bei sorgfältiger Justage ein Streulichtanteil von weniger als 25% erreicht werden konnte.



**Bild 6.6:** a) Gemessener spektraler Verlauf des Transmissionskoeffizienten eines Wellenleitermodulators (Länge: 164 µm) bei  $\lambda = 1550$  nm und  $U_0 = -4$  V. b) Aus Fabry-Perot-Oszillationen bestimmte Wellenleiterdämpfungen in Abhängigkeit von der jeweiligen Probenlänge bei 1550 nm. (Quadrate und durchgezogene Linie: ohne Berücksichtigung von Streulicht, Kreise und gestrichelte Linie mit Berücksichtigung eines Streulichtanteils von 25 %.)

Wie in Bild 6.6 b) zu erkennen ist, läßt sich mittels einer Ausgleichsgeraden eine mittlere Grunddämpfung im Arbeitspunkt von 2,7 dB / 100  $\mu$ m bestimmen, wobei ein Streulichtanteil von 25% berücksichtigt wird. Ohne Berücksichtigung von Streulicht ergäbe sich eine Dämpfung von 3,5 dB / 100  $\mu$ m, was die obere Schranke der streulichtbedingten Unsicherheit des Meßverfahrens darstellt. Der

effektive Brechungsindex der Wellenleiter wurde mit n =  $3,48 \pm 0,19$  bestimmt. (Die Ungenauigkeit ergibt sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz aus einer Wellenlängenungenauigkeit von 0,1 nm und einer Längenungenauigkeit von 1 µm.)

Die experimentell bestimmte optische Einfügedämpfung im Arbeitspunkt ( $\lambda = 1550$  nm, U<sub>0</sub> = -4 V) von D = 20,5 dB (s. Bild 6.4) läßt sich somit in folgende Anteile gliedern: 4,8 dB beruhen auf Verlusten im Wellenleiter durch Absorption und Streuung, 2,9 dB haben ihren Ursprung in Spiegelungen an den Ein- und Auskoppelflächen und die restlichen 12,8 dB gehen auf Modenkoppelverluste bei der Ein- und Auskopplung zurück.

Zur Bestimmung der optimalen Arbeitswellenlänge der Modulatoren wurde die Hochfrequenzeinfügedämpfung der Übertragungsstrecke als Maß für die Modulationstiefe in Abhängigkeit von der Laserwellenlänge gemessen.



**Bild 6.7:** Spektraler Verlauf der Hochfrequenzeinfügedämpfung als Maß für die Modulationstiefe.  $P_{RF,ein} = 0$  dBm, f = 100 MHz,  $U_0 = -4$  V

Wie in Bild 6.7 zu erkennen ist, erstreckt sich die optische 3 dB-Bandbreite von 1520 nm bis 1560 nm mit einem Maximum bei 1541 nm. Die Designvorgabe einer Arbeitswellenlänge von 1550 nm wurde also hinreichend gut realisiert.

## 6.3 Elektrisches Ersatzschaltbild und Hochfrequenzverhalten

In diesem Abschnitt sollen die elektrischen Eigenschaften der Modulatoren charakterisiert werden. Hierbei ist einerseits die I-U-Kennlinie der Bauelemente von Interesse, da sie Aufschluß über Diffusionsspannung, Sperrverhalten und Durchbruchspannung der Bauelemente gibt. Andererseits wird das Ersatzschaltbild der Bauelemente durch Netzwerkanalyse des Streuparameters bestimmt, da hierdurch die Hochfrequenzeigenschaften der Bauelemente bestimmt werden.



**Bild 6.8:** Strom-Spannungs-Kennlinie eines Modulators. Die Fläche des n-Kontaktes beträgt 2,1 $\cdot$ 10<sup>-3</sup> cm<sup>2</sup>, die des p-Kontaktes 1,4 $\cdot$ 10<sup>-5</sup> cm<sup>2</sup>

In Bild 6.8 ist die I-U-Kennlinie eines Modulators dargestellt. Es zeigt sich eine Diodencharakteristik. Die Durchbruchspannung liegt bei -8 V, womit der im Sensorsystem angestrebte Betrieb des Bauelements bei einer Sperrspannung von -4 V problemlos möglich ist. Mit 0,02  $\mu$ A ist der Leckstrom bei einer

Betriebsspannung von -4 V vernachlässigbar. Aus der Extrapolation der halblogarithmischen Kennlinie im Durchlaßbereich läßt sich eine Diffusionsspannung von 1,23 V bestimmen, die erwartungsgemäß knapp unter der Bandlücke des Halbleitermaterials InP von  $W_g = 1,351 \text{ eV}$  liegt. Da die Modulatoren bei Durchlaßströmen > 1 mA zerstört wurden, konnten keine Messungen bei höheren Strömen durchgeführt werden. Aus diesem Grund ist nicht sichergestellt, daß die in Bild 6.8 dargestellte Asymptote tatsächlich den durch den Bahnwiderstand des Modulators dominierten linearen Verlauf der I-U-Kennlinie bei hohen Durchlaßspannungen wiedergibt. Der aus der Steigung dieser Asymptoten bestimmte Bahnwiderstand von 186  $\Omega$  stellt somit allenfalls eine obere Schranke für den Bahnwiderstand dar, wie sich später zeigen wird.

Zur Bestimmung des Ersatzschaltbildes wurden mit Hilfe eines Netzwerkanalysators frequenzabhängige Messungen des  $S_{11}$ -Streuparameters durchgeführt und hieraus die Impedanz  $Z_{Mod}$  des Modulators errechnet.



**Bild 6.9**: Frequenzverlauf der Impedanz des Modulators. Vergleich der mittels Netzwerkanalyse gemessenen Werte (Realteil: Quadrate und durchgezogene Linie, Imaginärteil: Kreise und gestrichelte Linie) mit der berechneten Impedanz des Ersatzschaltbildes.

Die Ergebnisse einer solchen Messung, die unter den im Sensorsystem vorliegenden Betriebsbedingungen des Modulators bezüglich Vorspannung  $(U_0 = -4 \text{ V})$  und Lichteinkopplung  $(\lambda = 1550 \text{ nm} \text{ P}_{\text{opt,ein}} = 4 \text{ mW},$ Einkoppeleffizienz 25%) an einem 148 µm langen Modulator durchgeführt wurde, sind in Bild 6.9 dargestellt.

An den so erhaltenen Impedanzverlauf wurde das Ersatzschaltbild angepaßt. Hierbei zeigte sich, daß sich der gemessene Impedanzverlauf nicht mit Hilfe des idealisierten Ersatzschaltbildes einer Reihenschaltung aus Bahnwiderstand R<sub>B</sub> und Sperrschichtkapazität C<sub>S</sub> beschreiben läßt. Ergänzt man das Ersatzschaltbild parasitären einen zusätzlichen jedoch um Strompfad parallel zur Sperrschichtkapazität, der aus einer Reihenschaltung von Widerstand R<sub>P</sub> und Kapazität C<sub>P</sub> besteht (s. Bild 6.10), so ist bei geeigneter Wahl der Widerstände und Kapazitäten eine Beschreibung des gemessenen Impedanzverlaufs möglich (s. Bild 6.9).

Bild 6.10: Ersatzschaltbild des Modulators. Parallel zur Sperrschichtkapazität  $C_S$  bilden eine parasitäre Kapazität  $C_P$  und ein parasitärer Widerstand R<sub>P</sub> einen Strompfad. zweiten Der Bahnwiderstand  $R_B$  ergibt sich aus den Kontaktwiderständen der Metall-Halbleiter-Übergänge und dem Widerstand des Halbleitermaterials.



Die Größen der einzelnen Ersatzschaltbildelemente sind in Bild 6.11 dargestellt. Als Ursache der parasitären Leitfähigkeit kommt eine Hintergrunddotierung des i-Bereichs in Frage. Die parasitäre Kapazität läßt sich durch Ladungsträgeranhäufungen an Heteroübergängen, insbesondere zwischen Quantenfilmen und Barrieren, erklären. Dieses Verhalten deckt sich auch mit den Beobachtungen anderer Gruppen an MQW-Modulatoren [60].



**Bild 6.11:** Mittels Netzwerkanalyse bestimmte Ersatzschaltbildelemente in Abhängigkeit von der Vorspannung  $U_0$ . Dunkelmessungen sind als geschlossene Symbole dargestellt, die durch offene Symbole dargestellten Messungen wurden unter der für den Modulatorbetrieb üblichen Lichteinkopplung aufgenommen.

Durch Messungen bei verschiedenen Vorspannungen und sowohl mit als auch ohne Lichteinkopplung wurde hierbei insbesondere der Einfluß der optischen Ladungsträgergeneration und des spannungsbedingten Ladungsträgerabtransportes untersucht.

Die auffälligste Abhängigkeit von der Lichteinkopplung in die Probe zeigt die parasitäre Kapazität  $C_P$ . Sie ist mit Licht fast doppelt so hoch wie ohne Licht. Dieses Verhalten unterstützt die Hypothese, daß die Ursache für diese Kapazität in Ladungsträgeranhäufungen an Heterobarrieren zu suchen ist, da durch die optische Generation wesentlich mehr freie Ladungsträger zur Verfügung gestellt werden. Das Absinken von  $C_P$  mit wachsender Vorspannung läßt sich in diesem Zusammenhang dadurch erklären, daß die Vorspannung den Ladungsträgerabtransport über die Heterobarrieren unterstützt.

Ferner läßt sich für beide Lichtzustände ein deutliches Absinken der Sperrschichtkapazität mit steigender negativer Vorspannung feststellen. Die Ursache hierfür liegt in der Tatsache, daß positive und negative Raumladungszone durch die negative Vorspannung auseinandergezogen werden.

Die gemessene Kapazität von  $C_s = 192$  fF ohne Beleuchtung und Vorspannung weicht nur um 14 % vom unter Berücksichtigung der Probengeometrie berechneten Wert von 222 fF ab. Die Tatsache, daß der gemessene Bahnwiderstand mit 14  $\Omega$  deutlich unter dem auf Grundlage von Literaturwerten berechneten Wert von 40  $\Omega$  liegt, spricht für die gute Qualität des p-Kontaktes.

Auf Grundlage des gemessenen Ersatzschaltbildes wurde der Frequenzgang des Modulators berechnet (s. Bild 6.12). Die relevante Größe für das Modulationsverhalten ist der Teil der Quellenspannung, der über der Sperrschichtkapazität abfällt und damit zu einem elektrischen Feld in den Quantenfilmen führt. Dieser Anteil wurde sowohl für eine Quelle mit 50  $\Omega$ Innenwiderstand berechnet, wie sie bei der meßtechnischen Charakterisierung zur Verfügung stand, als auch für die Verhältnisse im Systemzusammenhang, wo die Antenne als Spannungsquelle dient, deren Signal dem Modulator über den Transimpedanzverstärker zur Verfügung gestellt wird. Als Grundlage für letzteres dienten beim Projektpartner Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik im Forschungsverbund Berlin e.V. durchgeführte Streuparametermessungen am Transimpedanzverstärker. Weiterhin wurde zum Vergleich auch der Spannungsabfall über dem Modulator für den Fall berechnet, daß der Modulator direkt an die Antenne angeschlossen wird. Das Ersatzschaltbild der Antenne wird in beiden Fällen durch die Reihenschaltung einer Spannungsquelle, eines Widerstandes von 1,25  $\Omega$  und einer Kapazität von 60 fF beschrieben.



**Bild 6.12:** Aus dem Ersatzschaltbild des Modulators und der jeweiligen Hochfrequenzquelle berechnetes Verhältnis der Modulationsspannung zur Quellenspannung. Aufgetragen sind die Verhältnisse im 50  $\Omega$  - System (Kurve I), in dem die in dieser Arbeit gezeigten Messungen durchgeführt wurden, im Sensorsystem mit Antenne und Transimpedanzverstärker (Kurve II) und bei direktem Anschluß des Modulators an die Antenne (Kurve III).

Wie in Bild 6.12 zu erkennen ist, liegt die 3 dB-Grenzfrequenz im Sensorsystem knapp über 8 GHz. Hiermit wird die geforderte Spezifikation von 6 GHz erfüllt. Für den Fall, daß der Modulator ohne Transimpedanzverstärker direkt an die Antenne angeschlossen wird, ist, bedingt durch die schlechte Anpassung, die Modulationsspannung bei gleicher Quellenspannung um bis zu 4,2 dB niedriger, als mit Vertärker. Jedoch fällt die Beschränkung des Frequenzbereichs nach oben in diesem Fall praktisch weg, wodurch das System sehr breitbandig wird. (Anzumerken ist, daß alle Berechnungen für konzentrierte Bauelemente vorgenommen wurden, Wellenausbreitungseffekte, die bei hohen Frequenzen von Bedeutung sind, wurden hier nicht berücksichtigt, können jedoch zur Beeinflussung des Frequenzbereichs führen.) Hervorzuheben ist jedoch vor daß diese Variante aufgrund des wesentlich allem. geringeren Integrationsaufwandes bei Wegfall des Verstärkers interessant ist. Bei Verzicht auf eine Vorspannung des Modulators und Integration der Antenne auf dem Modulatorchip ließe sich so ein monolithischer Sensor herstellen.

Zusätzlich zu dieser rein elektrischen Bestimmung der Grenzfrequenz wurde die Hochfrequenzeinfügedämpfung der Übertragungsstrecke in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen und auf die Verhältnisse im Sensorsystem umgerechnet. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Bild 6.13 dargestellt. Hierbei wurde die normierte Modulationsspannung  $U_{Mod}$  aus der gemessenen Hochfrequenzeinfügedämpfung berechnet. Dies geschah auf Grundlage der Tatsache, daß die Änderung der optischen Transmission beim nicht übersteuerten Modulator proportional zur Modulationsspannung ist.

Wie in Bild 6.13 zu erkennen ist, liegt die Grenzfrequenz hier im Sensorsystem mit 4 GHz wesentlich niedriger. Bei 6 GHz ist schon ein Abfall der Übertragungseffizienz um 8 dB zu beobachten.



**Bild 6.13:** Im 50  $\Omega$  - System gemessener Frequenzgang des Modulators und daraus berechneter Frequenzgang im Sensorsystem. Um eine leichte Umrechenbarkeit anderer in dieser Arbeit gezeigter Ergebnisse, die bei 100 MHz im 50  $\Omega$  - System gemessen wurden, zu ermöglichen, erfolgte die Normierung auf den Meßwert für 100 MHz im 50  $\Omega$ - System.

Diese scheinbare Diskrepanz zwischen elektrischer und elektrooptischer Messung (vgl. Bild 6.12) ergibt sich aus der Tatsache, daß zur Übertragung des modulierten Lichtes eine Stufenindex-Mehrmodefaser zum Einsatz kam. Dies soll durch die folgende Plausibilitätsabschätzung erläutert werden: Aus Berechnungen mit der BPM-CAD-Software ergibt sich für die unterschiedlichen Moden der Faser ein effektiver Brechungsindex, der zwischen 1,44 und 1,45 variiert. Auf der Länge von 10 m, die die benutzte Faser hatte, ergibt sich so infolge von intermodaler Dispersion zwischen der langsamsten und der schnellsten Mode eine Laufzeitdifferenz von  $1,6\cdot10^{-10}$  s. Das bedeutet, das bei einer Frequenz von 3,1 GHz eine Phasenverschiebung von 180° zwischen den beiden extremen Moden vorliegt. Eine genaue Berechnung der sich hieraus ergebenden Frequenzcharakteristik ist zwar nicht möglich, weil dazu die exakte Kenntnis über die Verteilung des Lichtes auf die einzelnen Moden erforderlich wäre, jedoch kann die Aussage getroffen werden, daß bei 3,1 GHz bereits deutliche Auslöschungseffekte durch die Phasenverschiebung zu beobachten sein sollten. Diese Abschätzung steht in Einklang mit dem beobachteten Verhalten der Hochfrequenzeinfügedämpfung. Zwar reicht der so erzielte Frequenzgang, wie später gezeigt werden wird, auch aus, um im Frequenzbereich bis 6 GHz die spezifizierte Empfindlichkeit zu erzielen, jedoch Einsatz einer Gradientenindex-Mehrmodenfaser stellt der oder einer Einmodenfaser ein deutliches Optimierungspotential dar.

## 6.4 Empfindlichkeit, Linearität und dynamischer Bereich

Um Aussagen über die erzielbare Empfindlichkeit des Sensorsystems machen zu können, wurde die Hochfrequenzeinfügedämpfung der Übertragungsstrecke gemessen. Hierzu wurde mittels eines Hochfrequenzsynthesizers eine Wechselspannung an den Modulator angelegt und das elektrische Signal am Ausgang der Übertragungsstrecke gemessen. Ferner wurden Messungen bei den Harmonischen der Anregungsfrequenz durchgeführt und das durch Anlegen eines zweiten Signals hervorgerufene IM<sub>3</sub>-Signal beobachtet. Diese durch Nichtlinearität der Übertragungskennlinie hervorgerufenen Signale schränken je nach Anwendung den nutzbaren dynamischen Bereich des Sensors ein.

Die Amplitude der angelegten Wechselspannung wurde indirekt durch eine Leistungsmessung im 50  $\Omega$ -System bestimmt. Das äquivalente elektrische Feld, das vom Sensor gemessen wird, wurde unter Berücksichtigung der Verluste des im Sensorsystem vorgesehenen Transimpedanzverstärkers (-16 dB), der Antennenlänge (2 × 4 mm Dipolantenne => 4 mm effektive Antennenlänge) und des Ersatzschaltbildes hieraus berechnet. Die Ergebnisse der Messungen sind in Bild 6.14 dargestellt.



**Bild 6.14:** Gemessene Hochfrequenzeinfügedämpfung der Übertragungsstrecke.  $P_{opt,ein} = 4 \text{ mW}, \lambda = 1550 \text{ nm}.$  Die elektrische Anregung erfolgte bei 100 MHz und zur Messung des IM<sub>3</sub>-Produktes zusätzlich bei 99 MHz. Meßbandbreite: 1 Hz

Die Hochfrequenzeinfügedämpfung der Übertragungsstrecke konnte mit -54 dB Begrenzt durch den Rauschpegel des eingesetzten bestimmt werden. Spektrumanalysators (-147 dBm) ergibt sich ein minimales detektierbares E-Feld von 20 mV/m. Der absolute dynamische Bereich des Sensors, der nach unten durch das Rauschen des Spektrumanalysators und nach oben durch das Sättigen der Übertragungsstrecke begrenzt wird, erstreckt sich über 107 dB von 20 mV/m bis zu 4700 V/m. Für den Fall von Anwendungen, bei dem eine vollständige Unterdrückung von Harmonischen oder dem IM<sub>3</sub>-Signal erforderlich ist, wird der dynamische Bereich durch die Forderung eingeschränkt, daß das zu vermessende Feld maximal so groß sein darf, daß das jeweilige Störsignal noch unterhalb des Rauschpegels liegt. Für Messungen, die frei von Harmonischen sein müssen, ergibt sich so ein dynamischer Bereich von 50 dB, für intermodulationsfreie Messungen beträgt er 71 dB.

Da die Linearität des Modulators stark vom Arbeitspunkt abhängt, wurde zusätzlich untersucht, welchen Einfluß eine Variation der Vorspannung auf den dynamischen Betrieb des Sensors hat. Einerseits wäre das Einstellen von kleineren Vorspannungen als den von der photovoltaischen Zelle gelieferten 4 V mittels eines Spannungsteilers mit kleinem technischen Aufwand möglich, andererseits ist insbesondere der Betrieb des Modulators ohne Vorspannung für einen passiven Sensorkopf von Interesse.

Um zu bestimmen, bei welchen Vorspannungen die Linearität für den jeweiligen Anwendungsfall optimal ist, wurden sowohl das Nutzsignal als auch die erste Harmonische und das IM<sub>3</sub>-Produkt in Abhängigkeit von der Vorspannung gemessen (s. Bild 6.15).



**Bild 6.15:** Nutzsignal, erste Harmonische und IM<sub>3</sub>-Produkt in Abhängigkeit von der angelegten elektrischen Vorspannung.

Es zeigt sich, daß die erste Harmonische bei einer Vorspannung von 0 V und das  $IM_3$ -Produkt bei -2 V minimal wird. Für diese Vorspannungen wurden die dynamischen Bereiche und das minimal detektierbare Feld bestimmt (s. Tabelle 6.1).

**Tabelle 6.1:** Minimales detektierbares E-Feld und dynamische Bereiche für verschiedene Vorspannungen

U <sub>0</sub>	Minimales	Maximaler	Intermodula-	Harmoni-	
	detektierbares	dynamischer	tionsfreier	schenfreier	
	Feld (mV/m)	Bereich (dB)	dynamischer	dynamischer	
			Bereich (dB)	Bereich (dB)	
0	53	97	71	55	
-2	35	100	78	53	
-4	20	107	71	50	

Zur Polarisationsabhängigkeit Bestimmung der der Hochfrequenzeinfügedämpfung wurde TE-polarisiertes Licht über eine polarisationserhaltende Faser in den Modulator eingekoppelt und die Hochfrequenzeinfügedämpfung bei 1550 nm und einer Vorspannung von -4 V bestimmt. Anschließend wurde die Polarisationsrichtung durch Verdrehen einer Steckerverbindung in der Faser um 90° gedreht und nochmals die Hochfrequenzeinfügedämpfung bestimmt. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß an der optischen Einkopplung in den Modulator keine Manipulation vorgenommen wird, die sich auf die Hochfrequenzeinfügedämpfung auswirken könnte. Die Differenz zwischen den Hochfrequenzeinfügedämpfungen für TEund TM-Polarisation betrug 0,5 dB, womit der Modulator als nahezu polarisationsunabhängig bezeichnet werden kann.

#### 6.5 Temperaturstabilität

Der Einfluß Temperaturschwankungen die von auf Hochfrequenzeinfügedämpfung der Übertragungsstrecke und damit auf die Meßgenauigkeit des Sensors wird im wesentlichen durch zwei Effekte hervorgerufen: Zum einen kommt es durch Temperaturschwankungen zu einer die Bandkantenverschiebung im Halbleitermaterial, sich auf die Modulationseffizienz des Modulators auswirken kann. Zum anderen führt die thermische Ausdehnung aller beteiligten Materialien zu einer mechanischen Verschiebung der Faser in Bezug zum Wellenleiter und damit zu einer Verschlechterung der Einkoppeleffizienz. Da im für die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen eingesetzten experimentellen Aufbau die Fasern nicht fest mit dem Modulator verklebt waren, war der Einfluß der thermischen in dieser Konstellation dominant. Der Versuch die Ausdehnung Temperaturabhängigkeit zu messen, indem die Probe auf ein Peltierelement aufgeklebt wurde, scheiterte wegen der starken thermischen Ausdehnung des Peltierelementes. Diese Problematik tritt jedoch nicht auf, wenn der Modulator, wie für das Sensorsystem vorgesehen, direkt mit der Faser verklebt wird. In diesem Fall wird die temperaturbedingte Ungenauigkeit des Sensors durch die Verschiebung der Bandkante dominiert. Der sich hieraus ergebende Meßfehler kann auf Grundlage der in Kapitel 6.2 vorgestellten Ergebnisse zur Wellenlängenabhängigkeit der Hochfrequenzübertragungseffizienz berechnet werden. Hierzu werden die folgenden Annahmen gemacht: Die Bandkante der MQW-Schicht wird im wesentlichen durch die Bandlücke des Filmmaterials und kaum durch die Bandlücke des Barrierenmaterials beeinflußt. Diese Annahme wird durch Simulationesergebnisse in [20] untermauert. Ferner liegen zur Temperaturabhängigkeit der Bandkante keine Literaturdaten für das in dieser Arbeit untersuchte Filmaterial In<sub>0.48</sub>Ga<sub>0.52</sub>As vor, sondern nur für unverspanntes In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As. Da sich die beiden Materialien in der Komposition nicht stark unterscheiden, wurde die Annahme gemacht, daß die temperaturbedingte Bandkantenverschiebung in beiden Fällen vergleichbar ist. Eine solche Näherung beinhaltet zwangsläufig einen Fehler, der jedoch für

kleine Temperaturschwankungen gering ausfällt. Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von unverspanntem  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  beträgt nach [61]:

$$W_g(T)/eV = 0.814 - \frac{4.906 \cdot 10^{-4} \cdot T^2}{T+301}$$
 (6.3)

Auf Grundlage dieser Annahmen und der gemessenen Wellenlängenabhängigkeit wurde der temperaturbedingte Meßfehler des Sensors berechnet. Hierzu wurde für jede Temperatur die zugehörige temperaturbedingte Bandlückenverschiebung berechnet. Der experimentell bestimmte Verlauf der Hochfrequenzeinfügedämpfung wurde um diese Energie verschoben. Anschließend wurde die sich hieraus ergebende Ânderung der Hochfrequenzeinfügedämpfung im Arbeitspunkt bestimmt. Sie stellt den temperaturbedingten Meßfehler dar.



**Bild 6.16**: Temperaturbedingter Meßfehler des Sensorsystems. Durchgezogene Linie:  $\lambda = 1550$  nm, gestrichelte Linie:  $\lambda = 1540,1$  nm. Bezugspunkt ist jeweils die Einfügedämpfung bei einer Temperatur von 300 K.

Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Bild 6.16 dargestellt. Dieses Verfahren wurde sowohl für die angestrebte Arbeitswellenlänge von 1550 nm, als auch für die Wellenlänge 1541,1 nm, bei der das Minimum der Hochfrequenzeinfügedämpfung liegt (vgl. Bild 6.7), durchgeführt. Je nach gewünschter Meßgenauigkeit des Sensors ergeben sich so die in Tabelle 6.2 aufgeführten Bereiche für die zulässige Betriebstemperatur.

Meßgenauigkeit	Temperaturbereich				
	$\lambda = 1550 \text{ nm}$	$\lambda = 1540,1 \text{ nm}$			
±0,5 dB	295 K – 303 K	291 K – 309 K			
±1 dB	269 K – 306 K	286 K - 313 K			
±3 dB	260 K – 314 K	276 K – 322 K			

 Tabelle 6.2: Betriebstemperaturbereich des E-Feld-Sensors

Wie in Tabelle 6.2 zu erkennen ist, bewegt sich die zulässige Betriebstemperatur in einem Bereich, der unter Laborbedingungen (EMV-Meßkammer) realistisch ist. Sollte dieser Bereich jedoch aus irgendwelchen Gründen nicht ausreichen, so besteht die Möglichkeit, den Sensorkopf mit einem faseroptischen Thermometer auszurüsten und die Kompensation des Temperatureinflusses in der Ausleseeinheit durchzuführen. Ein solches Thermometer könnte ebenfalls die Temperaturabhängigkeit der Bandkante in einem Halbleitermaterial ausnutzen [62].

## 6.6 Optisches Sättigungsverhalten

Bei hohen optischen Eingangsleistungen kann es bei MQW-Modulatoren zu Sättigungseffekten kommen, die auf Ladundungsträgeranhäufungen in den Quantenfilmen zurückzuführen sind. Um zu klären, ob solche Effekte bei den in dieser Arbeit untersuchten Modulatoren eine Rolle spielen, wurde die Hochfrequenzeinfügedämpfung der Übertragungsstrecke in Abhängigkeit von der optischen Eingangsleistung gemessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Bild 6.17 dargestellt.



**Bild 6.17:** Hochfrequenzeinfügedämpfung in Abhängigkeit von der optischen Eingangsleistung bei verschiedenen Vorspannungen.  $\lambda = 1550$  nm,  $P_{RF,ein} = 0$  dBm, f = 100 MHz

Für alle untersuchten Vorspannungen zeigt sich in der doppelt logarithmischen Darstellung ein linearer Verlauf mit der Steigung 2. Dieser Verlauf ergibt sich daraus, daß die gemessene Hochfrequenzleistung proportional zum Quadrat des Photostroms ist. Beim Auftreten von Sättigungseffekten würde es im Bereich hoher optischer Leistungen zu einem Abknicken der Meßkurven zu niedrigeren Übertragungseffizienzen kommen. Da dieses Verhalten nicht beobachtet wird, können Sättigungseffekte für die untersuchten optischen Leistungen Vorspannungen ausgeschlossen werden. Für das Sensorsystem bedeutet das, daß durch eine Erhöhung der optischen Eingangsleistung (die jedoch mit deutlichen Mehrkosten für die entsprechende Laserdiode verbunden ist) eine Erhöhung der Empfindlichkeit erreicht werden kann.

## 6.7 Reflexionsmodulator

Thema dieses Abschnitts sind die Ergebnisse der Charakterisierung von Reflexionsmodulatoren, die mit der in Kapitel 3.6 beschriebenen Technik hergestellt wurden. Hierbei soll vor allem geklärt werden, ob die einseitige Verspiegelung der Modulatoren einen negativen Einfluß auf die Hochfrequenzeinfügedämpfung und damit auf die Empfindlichkeit des Sensorsystems hat.

Um einen objektiven Vergleich zwischen der mit einen Tranmissionsmodulator und der mit einem Reflexionsmodulator erzielbaren Hochfrequenzeinfügedämpfung zu ermöglichen, wurde dieselbe Probe zuerst in Transmission vermessen, dann mit der oben beschriebenen Methode einseitig verspiegelt und dann erneut in Reflexion vermessen. Da sich die durchgeführten Experimente nur auf die Herstellung des entsprechenden Bauelementes, nicht aber auf die Anpassung der Faserankopplung für diesen Zweck beziehen, wurden in beiden Fällen Einund Auskopplung über eine durch einen Spiegelbruch abgeschlossene Glasfaser durchgeführt. Hiermit wird sichergestellt, daß die gemessenen Werte nur die Eigenschaften des jeweils untersuchten Bauelementes wiederspiegeln und somit eine Bewertung der Verspiegelungstechnik ermöglichen.

Durch die Verdoppelung der effektiven Modulatorlänge von 104  $\mu$ m auf 208  $\mu$ m wäre nach den in Kapitel 3 durchgeführten Berechnungen eine Verschlechterung der Hochfrequenzübertragungseffizienz um 1,5 dB zu erwarten. Eventuell auftretende optische Verluste an der Spiegelfläche würden sich hierzu addieren.



**Bild 6.18:** Vergleich der Hochfrequenzeinfügedämpfung bei Einsatz eines Reflexions- und eines Transmissionsmodulators.

Wie in Bild 6.18 zu erkennen ist, wird die Hochfrequenzeinfügedämpfung im Rahmen der Meßunsicherheit kaum beeinflußt, wenn der Modulator anstatt in Transmission nach entsprechender Verspiegelung in Reflexion betrieben wird. (Bedingt durch mangelnde Wiederholgenauigkeit beim Einkoppeln und die Stabilität der Einkopplung ist eine Ungenauigkeit in der Größenordnung von 1,5 dB realistisch.) Auf diese Weise konnte gezeigt werden, daß die Auswirkung eventuell durch die Verspiegelung auftretender zusätzlicher optischer Verluste auf die Hochfrequenzübertragungseffizienz gering ist.

# 7 Zusammenfassung

Ziel der vorliegendenden Arbeit war die Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung von elektrooptischen Modulatoren zum Einsatz in einem faseroptischen E-Feld-Sensor. Diese Arbeit wurde im Rahmen eines Verbundprojektes durchgeführt, das durch das BMBF (FKZ: 16SV664/2) und das MWF (AZ: IV A 3-215004 97-) finanziert wurde.

Der theoretische Teil dieser Arbeit gliedert sich in die Entwicklung einer geeigneten Quantenfilmstruktur und eines Wellenleiters und das Design der elektrischen Struktur. Zur Berechnung der Quantenfilmstruktur wurde mit Hilfe eines Transfermatrix-Algorithmus die elektronische Struktur im Quantenfilmmaterial und der Einfluß eines elektrischen Feldes berechnet. Beim Design des Wellenleiters wurden die optische Feldverteilung im Wellenleiter und dessen Dimensionen in Hinblick auf das Modulationsverhalten optimiert und die Anforderungen des Modulators an die Faser-Chip-Kopplung bestimmt. Das elektrische Ersatzschaltbild wurde auf den angestrebten Frequenzbereich und die auf dem Sensorkopf zur Verfügung stehende Spannung angepaßt.

Die erforderlichen Epitaxieschichten wurden nach dem in dieser Arbeit entwickelten Design im Heinrich Hertz Institut für Nachrichtentechnik Berlin GmbH hergestellt. Die zur Herstellung der Bauelemente erforderlichen Lithographie-, Ätz- und Aufdampfprozesse wurden im Rahmen dieser Arbeit in der fachgebietseigenen Reinraumtechnologie durchgeführt

Die Bauelemente wurden bezüglich Ihrer Modulationscharakteristik und ihres Frequenzverhaltens charakterisiert. Ferner wurden die Linearität, die Polarisations- und Temperaturabhängigkeit, das elektrische Ersatzschaltbild und das optische Sättigungsverhalten der Modulatoren experimentell untersucht.

Für den Einsatz im faseroptischen Feldsensor ergab sich, daß die Spezifikationen bezüglich Empfindlichkeit und Frequenzgang nicht nur erfüllt,

sondern mit einer Grenzfrequenz von 8 GHz und einem minimalen detektierbaren Feld von 20 mV/m deutlich über- bzw. unterschritten werden. Durch geeignete Wahl des Arbeitspunktes konnte der dynamische Bereich so optimiert werden, daß ein maximaler dynamischer Bereich von 105 dB, ein intermodulationsfreier dynamischer Bereich von 78 dB und ein harmonischenfreier dynamischer Bereich von 55 dB zur Verfügung stehen. Ferner eröffnet die Einsetzbarkeit des Modulators auch ohne externe Vorspannung die Möglichkeit eines vollkommen passiven Sensorkopfes, der gegenüber der hier beschriebenen Variante mit optischer Spannungsversorgung deutlich weniger Produktionsaufwand erfordert. Außerdem wurde durch Verspiegeln einer Stirnfläche ein Reflexionsmodulator hergestellt und dessen Funktion nachgewiesen. Hierdurch eröffnet sich die Möglichkeit, einen sehr Sensorkopf zu bauen. Aufgrund der kompakten niedrigen Hochfrequenzeinfügedämpfung des Systems konnte die Antenne mit 2.4 mm so kurz gehalten werden, daß die Ortsauflösung trotz ähnlicher Empfindlichkeit die vergleichbarer Konkurrenzprodukte übertrifft. Um einen wirtschaftlichen Aufbau des Sensors zu ermöglichen, wurde bei Laserdiode und Photodiode auf Kommunikationstechnik in der gebräuchliche Standardbauelemente zurückgegriffen. Ferner werden durch die geringe Polarisationsabhängigkeit (0,5 dB) des Modulators aufwendige Justageschritte bei der Faser-Chip-Kopplung vermieden und durch den modularen Aufbau, der den Einsatz eines vorhandenen Spektrumanalysator gestattet, Kosten vermieden. In Experimenten zum optischen Sättigungsverhalten konnte bis zu einer Laserleistung von 20 mW keine Sättigung festgestellt werden. Durch Erhöhen der Laserleistung von den vorgesehenen 4 mW kann also unter Inkaufnahme von Mehrkosten für einen leistungsstärkeren Laser mindestens eine Erhöhung der Empfindlichkeit um mindestens 14 dB erzielt werden.

Im Folgenden werden die Kenndaten des Sensorsystems mit denen ähnlicher, teilweise kommerziell erhältlicher Produkte verglichen. Neben den Meßbereichen für Feldstärke und Frequenz sollen hierbei auch die Antennenlänge, die sich direkt auf die Ortsauflösung auswirkt, und die Größe des Sensorkopfes, die für die Handhabbarkeit des Sensors von Interesse ist, verglichen werden. Die hier verglichenen Kenndaten stammen aus Publikationen und Datenblättern der jeweiligen Hersteller [6], [7], [8].

**Tabelle 7.1:** Vergleich mit den Spezifikationen anderer faseroptischer E-Feld-Sensoren

Hersteller bzw. Typ	Modulator	Meßbereich (V/m)	Frequenz- bereich	Antennen- länge	Reflexions- geometrie	Polarisations- erhaltende Fasern	Bemerkungen	Größe des Sensorkopfes (cm <sup>3</sup> )	Lit.
TU Berlin	LiNbO <sub>3</sub>	0,001-?	? -3GHz	3 cm	nein	ja		3x0,3x0,2	[6]
Tokin OEFS-1	LiNbO <sub>3</sub>	0,003-1	300 kHz -1GHz	30 cm	nein	ja		13,2x1x30	[8]
Tokin OEFS-2	LiNbO <sub>3</sub>	0,0001-1	20 MHz -1GHz	30 cm	nein	ja		13,2x1x30	[8]
Tokin OEFS-PT	LiNbO <sub>3</sub>	0,0316-10	100 MHz -2,5 GHz	?	nein	ja		7,7x1,1x0,65	[8]
Tokin OEFS-PR	LiNbO <sub>3</sub>	0,0316-10	100 MHz - 2,5 GHz	?	ja	ja		7,7x1,1x0,65	[8]
Ramar	LiNbO <sub>3</sub>	0,01-1800	100 MHz – 20 GHz	1 cm	nein	ja	150 mW Laserleistung, Empfindlich- keit bezogen auf RIN	1x1x1	[7]
Uni Duisburg	MQW	0,02-4700	100 MHz – 8 GHz	0,8 cm	ja	nein	4 mW Laserleistung ohne Verstärker deutlich höhere Frequenzen	1x1x0,5	

Wie aus Tabelle 7.1 zu entnehmen ist, bietet der hier vorgestellte Sensor mit 8 GHz die zweithöchste obere Grenzfrequenz. (Die obere Beschränkung des Frequenzbereichs ergibt sich wie in Kapitel 6.3 gezeigt, vor allem durch den Transimpedanzverstärker. Bei Verzicht auf diesen sind deutlich höhere Grenzfrequenzen möglich.)

Durch die verglichen mit den anderen Sensoren teilweise deutlich kürzere Antennenlänge ergibt sich eine höhere räumliche Auflösung, die für das Abscannen von Leiterplatten oder Gehäusen unerläßlich ist. Desweiteren weist der hier vorgestellte Sensorkopf teilweise deutlich kleinere Dimensionen auf und ist neben dem OEFS-PR von Tokin der einzige Sensor, der in Reflexion betrieben werden kann. Hierdurch bietet er in der Handhabbarkeit deutliche Vorteile.

Beim Vergleich des minimal detektierbaren Feldes schneidet der hier beschriebene Sensor auf den ersten Blick nur mittelmäßig ab. Dies ist auf folgende Ursachen zurückzuführen: Einerseits wird die Empfindlichkeit insbesondere des OEFS-1 und OEFS-2 durch eine extrem große Antennenlänge erkauft. Weiterhin bedeutet die - wirtschaftlich bedingte - Beschränkung auf eine moderate Laserleistung von 4 mW auch eine Beschränkung der Empfindlichkeit. Wie in Kapitel 6.6 gezeigt wurde, besteht jedoch ein deutliches Potential zur Erhöhung der Empfindlichkeit durch Einsatz eines stärkeren Lasers. Ferner ist zu beachten, daß im Fall des hier beschriebenen Sensors als Grenze des Meßbereichs der minimale Rauschpegel untere des Spektrumanalysators angesehen wird. Er liegt mit 147 dBm wesentlich höher als der theoretische Rauschlevel der Übertragungsstrecke, der durch thermisches Rauschen oder im Fall hoher Laserleistungen durch das RIN-Rauschen der Laserdiode gegeben ist. Im Fall des Ramar-Sensors wird anscheinend diese theoretische Grenze angegeben, was natürlich eine höhere Empfindlichkeit zur Folge hat. Vor dem Hintergrund dieser Überlegungen ist die Empfindlichkeit des hier vorgestellten Sensors mit den anderen Produkten vergleichbar, während er in den anderen Punkten deutliche Vorteile aufweist.

Abschließend ist noch hinzuzufügen, daß es sich um den einzigen Sensor handelt, der ohne polarisationserhaltende Fasern arbeitet.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die in dieser Arbeit entwickelten Modulatoren die durch die Spezifikationen des faseroptischen E-Feldsensors gestellten Anforderungen nicht nur erfüllen, sondern in vielen Belangen übertreffen. Sie stellen die Schlüsselkomponente zum Bau eines faseroptischen Feldsensors dar, der den bisher gebräuchlichen Konkurrenzprodukten auf LiNbO<sub>3</sub>-Basis weit überlegen ist.
## Literaturverzeichnis

[1] H. Kuchling, "Taschenbuch der Physik", Fachbuchverlag GmbH Leipzig, 1991

[2] Deutsches Gesetz über die elektromagnetische Verträglichkeit von Geräten (EMVG) vom 18. September 1998

[3] EU-Richtlinie 89/336/EWG vom 3. Mai 1989 und deren Aktualisierungen

[4] A. Mendez, T. F. Morse, K. A. Ramsey, "Fiber optic electric field micro-sensor", Proceedings of SPIE, vol. 1795, 1993, pp. 153-164

[5] B. M. Lacquet, P. L. Swart, "Multimode optical fiber polymer dispersed liquid crystal electric field sensor", Proceedings of SPIE, vol. 2872, 1996, pp. 145-149

[6] T. Meier, C. Kostrzewa, K. Petermann, and B. Schüppert, "Integrated Optical E-Field Probes with Segmented Modulator Electrodes", IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 12, no. 8, August 1994, pp. 1497-1503

[7] Ramar Coorporation, 71 Northborough, MA 01532, Photonic Microwave Field Sensor System – Technische Information im Internet (www.ramar.com)

[8] Tokin America Inc., 155 Nicholson Lane, San Jose CA 95134, Technische Information im Internet (www.tokin.com)

[9] E. Bonek, D. Hornbachner, E. Riedl-Bratengeyer, W. Hadrian, and R. Jobst, "Electrooptic ELF Field Sensor", Electronics Letters, vol. 28, no. 21, October 1992, pp 1994-1995

[10] E. Sasaoka, M. Takagi, Hiroshi Suganuma, Yuji Kubo, Shigeru Tanaka, and Hiroshi Yokota, "Polarization Maintaining Optical Fiber and Components", Sumitomo Electric Technical Review, no. 35, January 1993

[11] "Entwicklung eines faseroptischen Feldsensors für die EMV-Meßtechnik", Abschlußbericht BMBF-Verbundprojekt FKZ 16SV664/2, 2000

[12] Tatemi Ido, Hirohisa Sano, Shigehisa Tanaka, David J. Moss, and Hiroaki Inoue, "Performance of Strained InGaAs/InAlAs Multiple-Quantum-Well Electroabsorption Modulators", Journal of Lightwave Technology, vol. 14, no. 10, October 1996, pp. 2324-2331

[13] Masaki Kato, Kunio Tada, and Yoshiaki Nakano, "Wide-Wavelength Polarization-Independent Optical Modulator Based on Tensile-Strained Quantum Well with Mass-Dependent Width", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, no. 6, June 1996, pp. 785-787

[14] M. Silver, P. D. Greene, and A. R. Adams, "Tailoring the heavy-hole and light-hole quantum-confined Stark effekt using multistrain-stepped quantum wells", Applied Physics Letters, vol. 67, no. 20, November 1995, pp. 2904-2906

[15] A. Ougazzaden and F. Devaux, "Strained InGaAsP/InGaAsP/InAsP multi-quantum well structure for polarization insensitive electroabsorption modulator with high power saturation", Applied Physics Letters, vol. 69, no. 27, December 1996, pp. 4131-4132

[16] K. Sato, I. Kotaka, K. Wakita, Y. Kondo, and M. Yamamoto, "Strained InGaAsP MQW electroabsorption modulator integrated DFB laser", Electronics Letters, vol. 29, no. 12, June 1993, pp.1087-1089

[17] "Entwicklung eines faseroptischen Feldsensors für die EMV-Meßtechnik", Zwischenbericht über den Zeitraum 01.07.1997 – 31.12.1997 BMBF-Verbundprojekt FKZ 16SV664/2, 1998

[18] Kenji Nakamura, Akia Shimizu, Kazuhito Fujii, Masanori Koshiba, and Kazuya Hayata, "Numerical Analysis of the Absorption and the Refractive Index Change in Arbitrary Semiconductor Quantum-Well Structures", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 28, no. 7, July 1992, pp. 1670-1677

[19] S.L. Chuang, "Physics of optoelectronic devices", John Willey & Sons, New York, 1995

[20] Oliver Humbach, "Hochgeschwindigkeits-Wellenleitermodulatoren auf Quantenfilmbasis für die monolithische Integration mit Laserdioden", Dissertation, Fachgebiet Optoelektronik, Gerhard-Mercator-Universität-GH-Duisburg, 1995

[21] A. S. Dawydow, "Quantenmechanik", Johann Ambrosius Barth Leipzig Berlin, Heidelberg, Edition Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1992, pp. 202-207

[22] D. Jäger, A. Stöhr, and R. Heinzelmann, "Advanced Microwave Photonic Devices for Analog Optical Links", Proceeding of the International Topical Meeting on Microwave Photonics, Duisburg, 1997, pp. 153-156

[23] Kaoru Yoshino, Tatsuya Takeshita, Isamu Kotaka Susumu Kondo, Yoshio Noguchi, Ryuzo Iga, and Koichi Wakita, "Compact and Stable Electroabsorption Optical Modulator Modules", Journal of Lightwave Technology, vol. 17, no. 9, September 1999, pp. 1700-1707

[24] Schäfter + Kirchhoff, Celsiusweg 15, 22761 Hamburg, Technische Information aus dem Produktkatalog

[25] S. Morasca, G. Magnetti, F. Schiattone, G. Schiavini, A. Stano, C. De Bernardi, "High efficiency coupling between semiconductor waveguides and single mode optical fibers", SPIE, vol. 1794, Integrated Optical Circuits II, 1992, pp.179-184

[26] T. Alder, "Verlustarme Faser-Chip-Kopplung auf der Basis faseroptischer Modenfeld-Transformatoren und InP-V-Gruben-Technologie", Dissertation, Fachgebiet Optoelektronik, Gerhard-Mercator-Universität-GH Duisburg, 2001

[27] P. K. Tien, "Light Waves in Thin Films and Integrated Optics", vol. 10, no. 11, November 1971, pp. 2395-2413

[28] Robert J. Deri, and Eli Kapon, "Low-Loss III-V Semiconductor Optical Waveguides", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 27, no. 3, March 1991, pp. 626-640

[29] K. K. Loi, J. H. Hodiak, X. B. Mei, C. W. Tu, W. S. C. Chang, D. T. Nichols, L. J. Lembo and J. C. Brock, "Low-Loss 1.3-µm MQW Electroabsorption Modulators for High-Linearity Analog Optical Links", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, no. 11, November 1998, pp. 1572-1574

[30] R. B. Welstand, S. A. Pappert, C. K. Sun, J. T. Zhu, Y. Z. Liu, and P. K. L. Yu, "Dual-Function Electroabsorption Waveguide Modulator/Detector for Optoelectronic Transceiver Applications", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, no. 11, November 1996, pp. 1540-1542

[31] Y. Z. Liu, J. M. Chen, S. A. Pappert, R. J. Orazi, A. R. Williams, A. L. Kellner, X. S. Jiang, and P. K. Yu, Semiconductor electroabsorption waveguide modulator for shipboard analog link applications", Proceedings of the SPIE, vol. 2155, 1994, pp. 98-106

[32] J. H. Schaffner, and W. B. Bridges, "Intermodulation Distortion in High Dynamic Range Microwave Fiber-Optic Links with Linearized Modulators", Journal of Lightwave Technology, vol. 11, no. 1, January 1993, pp. 3-6

[33] Shin-ichi Kaneko, Masaki Noda, Yasunori Miyazaki, Hiromitsu Watanabe, Kumio Kasahara, and Toru Tajime, "An Electroabsorption Modulator Module for Digital and Analog Applications", Journal of Lightwave Technology, vol. 17, no. 4, April 1999, pp. 669-676

[34] A. Djupsjöbacka, "A Linerisation Concept for Integrated-Optic Modulators", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 4, no. 8, August 1992, pp. 869-872

[35] M. Shin, S. Hong, "A novel linearization method of multiple quantum well (MQW) electroabsorption analog modulator", Japanese Journal of Applied Physics, vol. 38, no. 4B, April 1999, pp. 2569-2572

[36] L. M. Johnson and H. V. Roussel, "Linearisation of an Interferometric Modulator at Microwave Frequencies by Polarization Mixing", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 2, no. 11, November 1990, pp. 810-811

[37] K. Loi, J. Hodiak, X. Mei, C. Tu, W. Chang, "Linearization of 1.3μm MQW electroabsorption modulators using an all-optical frequency-insensitive technique", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, no. 7, July 1998, pp. 964-966

[38] R. B. Wellstand, J. T. Zhu, W. X. Chen, A. R. Clawson, P. K. L. Yu, and S. A. Pappert, "Combined Franz-Keldysh and Quantum-Confined Stark Effect Waveguide Modulator for Analog Signal Transmission", Journal of Lightwave Technology, vol. 17, no. 3, March 1999, pp. 497-502

[39] Thomas H. Wood, John Z. Pastalan, Charles A. Burrus, Bart C. Johnson, Barry I. Miller, Jose L. de Miguell, Uziel Koren, and Martin G. Young, "Electric field screening by photogenerated holes in multiple quantum wells: A new mechanism for absorption saturation", Applied Physics Letters, vol. 57, no. 11, September1990, pp.1081-1083

[40] F. Devaux, S. Chelles, A. Ougazzaden, A. Mircea, and J. C. Harmand, "Electroabsorption modulators for high-bit-rate optical communications: a comparison of

strained InGaAs/InAlAs and InGaAsP/InGaAsP MQW", Semiconductor Science Technology., vol. 10, 1995, pp. 887-901

[41] S. Pappert, R. Orazi, T. Vu, S. Lin, A Clawson, and P. Yu, "Polarization Dependence of a 1.52 μm InGaAs/InP Multiple Quantum Well Waveguide Electroabsorption Modulator", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 2, no. 4, April 1990

[42] Karl Joachim Ebeling, "Integrierte Optoelektronik", Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, 1989

[43] Sadao Adachi, "Refractive indices of III-V compounds: Key properties of InGaAsP relevant to device design", Journal of Applied Physics, vol. 53, no. 8, August 1982, pp. 5863-5869

[44] Wolfgang Kowalsky, "Dielektrische Werkstoffe der Elektronik und Photonik", Teubner Verlag Stuttgart, 1994

[45] M. Krijn, "Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys", Semicond. Sci Technol., vol. 6, 1991, pp. 27-31

[46] J. Dalfors, T. Lundström, P. O. Holtz, H. H. Radamson, and B. Monemar, "The effective masses in strained InGaAs/InP quantum wells deduced from magnetoexitation spectroscopy", Applied Physics Letters, vol. 71, no. 4, July 1997, pp. 503-505

[47] S. Rapp, V. Härle, H. Bolay, A. Hangleiter, and F. Scholz, "Evaluation of the effective hole masses in pseudomorphic compressively strained  $Ga_xIn_{1-x}As/InP$  quantum wells", Applied Physics Letters, vol. 67, no. 1, July 1995, pp. 67-69

[48] L. V. Butov, V. D. Egorov, V. D. Kulakovskii, T. G. Anderson, "Magnetoluminescence study of many-body effects in a dense electron hole plasma of strained  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  quantum wells", Physical Review B, vol. 46, no. 23, December 1992, pp. 15156-15162

[49] Takuya Ishikawa, John E. Bowers, "Band Lineup and In-Plane Effective Mass of InGaAsP or InGaAlAs on InP Strained-Layer Quantum Well", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 30, no. 2, February 1994, pp. 562-569

[50] St. Kollakowski, Ch. Lemm, A. Strittmatter, E. H. Böttcher, and D. Bimberg, "Buried InAlGaAs-InP Waveguides: Etching, Overgrowth, and Characterization", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, no. 10, January 1998, pp. 114-116

[51] B. Broberg and S. Lindgren, "Refractive index of  $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$  layers and InP in the transparent wavelength region", Journal of Applied Physics, vol. 55, no. 9, Mai 1984, pp. 3376-3381

[52] R. E. Smith, L. A. Molter, and M. Dutta, "Evaluation of Refractive Index Approximations Used for Mode Determination in Multiple Quantum Well Slab Waveguides", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 27, no. 5, May 1991, pp. 1119-1122 [53] Navid S. Fatemi, Viktor G. Weizer, "Electrical and metallurgical behaviour of Au/Zn contacts to p-type indium phosphide", Applied Physics Letters, vol. 77, no. 10, Mai 1995, pp. 5241-5247

[54] R. Briggs, A. Howard, A. Baca, M. Hafich, G. Vawter, "A study of p-type ohmic contacts to InAlAs/InGaAs heterostructures", Thin Solid Films, no. 290-291, 1996, pp. 508-512

[55] Carl W. Wilmsen, "Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces", Plenum Press, New York and London, 1985

[56] M. T. Camargo Silva, J. E. Zucker, L. R. Carrion, C. H. Joyner, and A. G. Dentai, "Growth Optimization for p-n-Junction Placement in the Integration of Heterojunction Bipolar Transistors and Quantum Well Modulators on InP", IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, vol. 6, no. 1, January/February 2000, pp. 26-30

[57] W. E. Spear, P. G. Lecomber, "Amorphous tetrahedraly bonded solids" in J. Mort, D. N. Pai (Ed.), "Photoconductivity and related phenomena", Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, Oxford, New York, 1976, pp. 185-213

[58] Birgit Neuhaus, "Entwicklung und Charakterisierung eines optischen Wellenleiter-Modulators zur Frequenzverdopplung", Diplomarbeit, Fachgebiet Optoelektronik, Gerhard-Mercator-Universität-GH Duisburg, 1998

[59] R. G. Walker, "Simple and Accurate Loss Measurement Technique for Semiconductor Optical Waveguides", Electronics Letters, vol. 21, no. 13, June 1985, pp. 581-583

[60] G. Metzler and T. Schwander, "RF small-signal equivalent circuit of MQW InGaAs/InAlAs electroabsorption modulator", Electronics Letters, vol. 33, no. 21, October 1997, pp. 1822-1823

[61] O. Madelung, "Semiconductors: Group IV Elements and III-V Compounds – Data in Science and Technology", Springer Verlag Berlin, Heidelberg 1991, p. 154

[62] Nortech Fibronic Inc. 240-500 Avenue St-Jean-Baptiste, Quebec, Canada, Produktinformation aus dem Internet (www.nortech.ca)

## Eigene Veröffentlichungen

[63] M. Schmidt, A. Stöhr, R. Heinzelmann, T. Alder, D. Kalinowski and D. Jäger "Integrated Broadband Fiber Optical E-Field-Sensor for EMC-Applications", Proceedings of the LEOS Anual Meeting 1999, San Francisco

[64] A. Stöhr, R. Heinzelmann, T. Alder, W. Heinrich, T. Becks, D. Kalinowski, M. Schmidt, M. Groß, and D. Jäger, "Optically Powered Integrated Optical E-Field Sensor", International Conference on Optical Fibre Sensors, Technical Digest, Williamsburg, October 1997, pp. 261-264

[65] A. Stöhr, R. Heinzelmann, T. Alder, M. Schmidt, M.Groß, and D. Jäger, "Integrated Optical E-Field Sensors using TW EA-Modulators", International Topical Workshop on Contemporary Photonic Technologies CPT 98, Technical Digest, Tokyo, January 1998

[66] R. Heinzelmann, A. Stöhr, M. Groß, D. Kalinowski, T. Alder, M. Schmidt, and D. Jäger, "Optically Powered Remote Optical Field Sensor using an Electroabsorption Modulator", IEEE MTT-S International Microwave Symposium, Conference Proceedings, Baltimore, June 1998

[67] R. Heinzelmann, A. Stöhr, T. Alder, D. Kalinowski, M. Schmidt, M. Groß, and D. Jäger, "Remote optical sensor system for E-field measurements", in Applications of Photonic Technology 3: "Closing the Gap between Theory, Development, and Application", G. A. Lampropoulos and R. A. Lessard, Editors, Proceedings of the SPIE vol. 3491, 1998, pp. 862-867

[68] A. Stöhr, R. Heinzelmann, T. Langer, C. Rheinfelder, W. Heinrich, T. Alder, D. Kalinowski, M. Schmidt, M. Groß, and D. Jäger, "Novel analog optical RF E-field sensor system", in "Photonics and Radio Frequency II", G.J. Zagar, A.P. Goutzoulis, A.R. Pirich, Editors, Proceedings of the SPIE vol. 3463, 1998, pp.158-167

[69] H. Werheit, M. Schmidt, R. Schmechel, and T. Lundström, "Modulated photoconductivity of high-purity and carbon-doped  $\beta$ -rhombohedral boron", Journal of Solid State Chemistry, vol. 154, 2000, pp.93-100