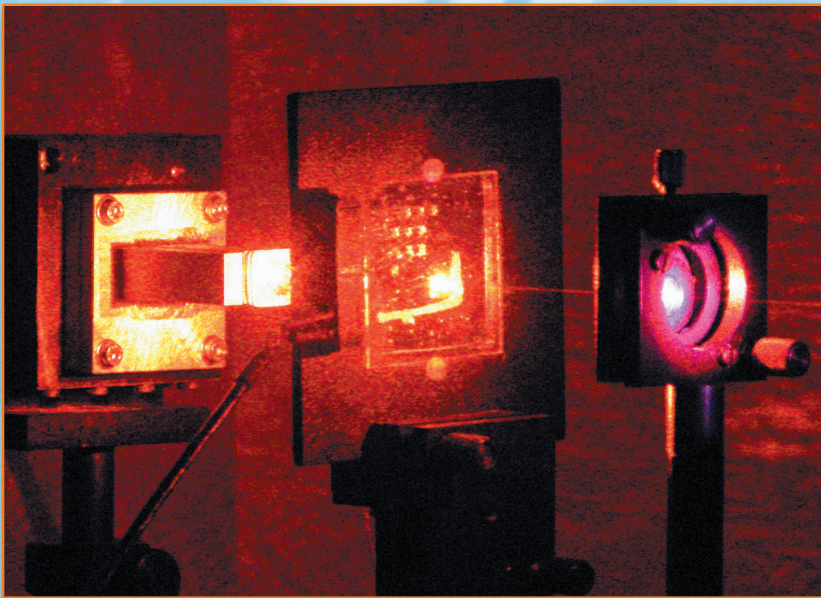




Integrierter Photodetektor zur Längenmessung

Eerke Bunte



Forschungszentrum Jülich GmbH
Institut für Photovoltaik

Integrierter Photodetektor zur Längenmessung

Eerke Bunte

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Energietechnik / Energy Technology

Band / Volume 40

ISSN 1433-5522

ISBN 3-89336-397-1

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen
Nationalbibliografie; detaillierte Bibliografische Daten sind im Internet
über <<http://dnb.ddb.de>> abrufbar.

Herausgeber
und Vertrieb: Forschungszentrum Jülich GmbH
Zentralbibliothek
D-52425 Jülich
Telefon (02461) 61-5368 · Telefax (02461) 61-6103
e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de
Internet: <http://www.fz-juelich.de/zb>

Umschlaggestaltung: Grafische Betriebe, Forschungszentrum Jülich GmbH

Druck: Grafische Betriebe, Forschungszentrum Jülich GmbH

Copyright: Forschungszentrum Jülich 2005

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Energietechnik / Energy Technology Band / Volume 40

D 84 (Diss., Braunschweig, Techn. Univ., 2004)

ISSN 1433-5522
ISBN 3-89336-397-1

Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf in irgendeiner Form (Druck, Fotokopie oder
in einem anderen Verfahren) ohne schriftliche Genehmigung des Verlages reproduziert oder
unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Kurzfassung

Über die Abtastung des Intensitätsprofils einer optischen stehenden Welle, welche zwischen einem HeNe-Laser mit der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$ und einem Planspiegel erzeugt wird, lässt sich ein neuartiges System für Längenmessungen im nm-Bereich realisieren. Gegenüber der herkömmlichen Lösung, dem Michelson-Interferometer, besticht der neue Aufbau durch seine geringe Anzahl optischer Komponenten und die leichte optische Justierbarkeit.

Das Intensitätsprofil einer stehenden Welle ist durch das Auftreten von Intensitätsminima und -maxima mit einer Periode von $\lambda/2$ gekennzeichnet. Zwei mit fester Phasenbeziehung in die stehende Welle gebrachte Detektoren, welche einen zur Intensität an ihrem Ort proportionalen Photostrom liefern, ermöglichen Längenmessungen nach dem Inkrementzählverfahren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden transparente Detektoren auf Glassubstraten entwickelt, welche die Funktionalität dieser Methode demonstrieren. Es handelt sich dabei um dünne pin-Photodioden aus amorphem Silizium, welche mittels transparenter Zinkoxid-Schichten kontaktiert werden. Für die Präparation standen mit der plasmaunterstützten Gasphasenabscheidung für das amorphe Silizium und dem Sputter-Verfahren für das Zinkoxid zwei typische Dünnschichttechnologien zur Verfügung. Mittels Photolithographie und verschiedenen Ätzverfahren wurden die Dioden aus dem großflächigen Dünnschichtsystem ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) strukturiert. Die Verhinderung von Kurzschlüssen in den extrem dünnen ($< 90 \text{ nm}$) Siliziumschichten bei einer Absorberschichtdicke von $\approx 40 \text{ nm}$ stellte eine besondere Herausforderung dar.

Zunächst wurden einzelne Photodioden mit hoher Transmission ($> 83\%$) und niedrigem, aber ausreichendem Quantenwirkungsgrad ($\approx 1\%$) bei der Wellenlänge λ realisiert. Mit zwei dieser Bauelemente auf der optischen Achse konnte eine praktische Umsetzung des vorgeschlagenen Messverfahrens demonstriert werden.

Als herausragendes Ergebnis wurde ein integrierter, phasenselektiver, transparenter Detektor (PSTD) entwickelt, welcher die zwei Photodioden in einem Bauelement vereint. Der PSTD weist eine hohe Transmission bei λ auf (70%) und ermöglicht ein im mechanischen Aufbau und in der optischen Justierung extrem einfaches Verfahren für Längenmessungen im nm-Bereich. Der kleinste erreichte Messfehler beträgt unter Laborbedingungen $\pm 15 \text{ nm}$, was das hohe Potenzial dieser Messmethode unterstreicht. Die Genauigkeit der Messungen wird beim jetzigen Stand der Dinge durch technologisch bedingte Abweichungen der Schichtdicken limitiert.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	i
Inhaltsverzeichnis	v
Abbildungsverzeichnis	x
Tabellenverzeichnis	xi
1 Einleitung	1
2 Längenmessung im nm-Bereich	5
2.1 Das Michelson-Interferometer	5
2.2 Das Stehende-Wellen-Interferometer	6
3 Prinzip und Realisierung eines SWI	9
3.1 Prinzip	9
3.1.1 Bildung einer optischen stehenden Welle	10
3.1.2 Abtastung einer optischen stehenden Welle	13
3.1.3 Diskussion der Absorberschichtdicke	16
3.1.4 Längenmessung mit zwei Absorbern	20
3.2 Realisierung	23
3.2.1 Anforderungen an das Bauelement	23
3.2.2 Verschiedene Konzepte	23
3.3 Transparente pin-Photodioden zur Abtastung	25
3.3.1 Optische Eigenschaften	26
3.4 Integrierte Photodioden	30
3.4.1 Optische Eigenschaften	30
3.4.2 Einstellung der Phasenlage	31
4 Grundlagen, Präparation, Messtechnik	37
4.1 Grundlagen	37

4.1.1	Amorphes Silizium	37
4.1.2	Zinkoxid	38
4.1.3	Amorphe pin-Photodioden	41
4.1.4	Ersatzschaltbild einer pin-Photodiode	41
4.1.5	Grenzfrequenz	43
4.1.6	Dunkelkennlinien	43
4.1.7	Quantenwirkungsgrad	44
4.2	Präparation	44
4.2.1	Der Sputter-Prozess	46
4.2.2	Das PECVD-Verfahren	50
4.2.3	Strukturierung mittels Photolithographie	52
4.2.4	Annealing	54
4.3	Messtechnik	54
4.3.1	Aufnahme der Dunkelkennlinien	54
4.3.2	Der DSR-Messplatz	55
4.3.3	Reflexion und Transmission	57
4.3.4	Messung des Photostroms in der stehenden Welle	57
4.3.5	Messung der Grenzfrequenz	58
4.3.6	Kontrolle der Schichtdicken	59
5	Einzeldioden	61
5.1	Absorbermaterialien a-Si:H und a-SiC:H	61
5.1.1	Charakteristik der Dunkelkennlinien	61
5.1.2	Reflexion und Transmission	64
5.1.3	Der Quantenwirkungsgrad	65
5.1.4	Photostrom in der stehenden Welle	67
5.1.5	Fazit	67
5.2	Absorberschichtdicken $\lambda/4n_i$ und $3\lambda/4n_i$	68
5.2.1	Diskussion der Dunkelkennlinien	69
5.2.2	Reflexions- und Transmissionseigenschaften	71
5.2.3	Quantenwirkungsgrad und Absorption	73
5.2.4	Photoströme in der stehenden Welle	74
5.2.5	Grenzfrequenzen	76
5.2.6	Fazit	76
6	Zwei Einzeldioden im Strahlengang	77
6.1	Ergebnisse der $\lambda/4$ -Proben	77
6.2	Ergebnisse der $3\lambda/4$ -Proben	80
6.3	Fazit	82

7 Integrierte Photodioden	85
7.1 Dunkelkennlinien	86
7.2 Reflexion und Transmission	87
7.3 Der Quantenwirkungsgrad	90
7.4 Photoströme in der stehenden Welle	93
7.5 Fazit	97
8 Zusammenfassung und Ausblick	99
Literaturverzeichnis	105
Dank	

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer Aufbau eines Laserinterferometers nach dem Michelson-Prinzip.	6
2.2	Schematischer Aufbau eines Stehende-Wellen-Interferometers.	7
3.1	Phasensprung von π einer ebenen monochromatischen elektromagnetischen Welle an einem idealen Reflektor.	10
3.2	Intensitätsprofil einer stehenden Welle.	11
3.3	Absorber zur Detektion des Intensitätsprofils einer stehenden Welle.	16
3.4	Photostromkomponenten i_{min} , i_{max} , $i_{\sim}$ und $i_{=}$ in Abhängigkeit von der auf λ/n_i normierten Absorberschichtdicke.	18
3.5	Wechselstromanteil $i_{\sim}$ in Abhängigkeit von der auf λ/n_i normierten Absorberschichtdicke.	19
3.6	$i_{\sim}/i_{=}$ in Abhängigkeit von der auf λ/n_i normierten Absorberschichtdicke.	20
3.7	Zwei Detektoren in der stehenden Welle zur Messung der Verschiebung des Spiegels.	21
3.8	Simulierte Lissajous-Figuren für ideale Detektoren mit verschiedenen Phasenbeziehungen ϕ zwischen den Photoströmen.	22
3.9	(A) Koplanare bzw. (B) Sandwich-Anordnung eines Detektors zur Abtastung einer optischen stehenden Welle.	25
3.10	Struktur der entwickelten transparenten Photodioden.	26
3.11	Simulierte Reflexionskurven von gemäß 3.49 aufgebauten Strukturen mit $k_D = 1$. Um den Einfluss der TCO-Schichtdicken zu untersuchen wurde $k_{TCO} = k_1 = k_2$ variiert. Die Siliziumschichten wurden hier als absorptionslos angenommen.	27
3.12	Analog zu Abbildung 3.11 simulierte Reflexionskurven unter Berücksichtigung absorptionsbehafteter Siliziumschichten.	28
3.13	Schematischer Aufbau eines PSTD.	31

3.14	Simulierte Reflexions- bzw. Transmissionscharakteristika für erhöhte TCO_M -Schichtdicke (Fall A) und erhöhte p-Schichtdicke (Fall B) im Vergleich zur Konfiguration nach Abbildung 3.13. . .	33
3.15	Simulierte Absorptionen für nach Fall A (schwarze Linien) und Fall B (graue Linien) aufgebaute PSTD.	35
3.16	Auftragung der in Abbildung 3.15 gezeigten Absorptionen von Diode 1 und Diode 2 auf der x- bzw. y-Achse.	35
4.1	Reflexions-, Transmissions- und Absorptionskurven einer TCO -Schicht auf Glas unter Beleuchtung von der Glasseite.	39
4.2	Ersatzschaltbild einer pin-Photodiode.	42
4.3	Typische experimentelle Dunkelkennlinie einer pin-Photodiode. .	45
4.4	Mittels SEM erzeugtes Bild einer TCO_1 -Schicht. Es ist ein kugelförmiger morphologischer Defekt zu sehen, der möglicherweise für Kurzschlüsse der Photodioden verantwortlich ist.	48
4.5	Schematische Darstellung der Geometrie und Kontaktierung der strukturierten Bauelemente.	53
4.6	Schematischer Aufbau des DSR-Messplatzes.	55
4.7	Schematische Darstellung eines experimentellen Aufbaus zur Bestimmung der Photoströme von zwei hintereinander in die stehende Welle eingebrachten Photodioden. Über die Variation des Abstands der Dioden mittels Piezo-Aktuator kann die Phasenlage der gewonnenen Photoströme eingestellt werden. . .	58
5.1	Skizze der präparierten Photodioden.	62
5.2	Experimentell ermittelte $I(V)$ -Kennlinien von Proben mit unterschiedlichem Absorberdesign. Es handelt sich dabei um die Proben mit den Bezeichnungen (a) 02b066a-44, (b) 02b067a-11 bzw. (c) 02b068a-11.	62
5.3	Reflexions- und Transmissionscharakteristika von Proben mit unterschiedlichem Absorberdesign bei Beleuchtung von der Glasseite. Gemessen wurden die Proben (a) 02b066a, (b) 02b067a bzw. (c) 02b068a.	64
5.4	Gemessene Quantenwirkungsgrade bei Beleuchtung von der TCO_2 -Seite (graue Darstellung) oder von der Glasseite (schwarze Darstellung der Kurven) im Kurzschlussfall. Es wurden die Proben (a) 02b066a-22, (b) 02b067a-11 bzw. (c) 02b068a-11 untersucht.	65
5.5	Photostrom der a-SiC:H-Probe (Nr.: 02b067a-15), in der stehenden Welle gemessen bei linearer Verschiebung des Spiegels. . . .	68

5.6	Gemessene Dunkelkennlinien in logarithmischer Darstellung für Proben mit unterschiedlicher Absorberschichtdicke. Dargestellt sind die Messkurven der Proben 03b034-02 und -06 sowie der Proben 03b035-02 und -07.	70
5.7	Gemessene Reflexion bzw. Transmission bei Beleuchtung von der TCO_2 -Seite für Proben mit unterschiedlicher Absorberschichtdicke (Probennummern: 03b034 bzw. 03b035).	71
5.8	Quantenwirkungsgrade (03b034-01 bzw. 03b035-01) und Absorptionsverläufe beider Proben bei Beleuchtung von der TCO_2 -Seite.	73
5.9	In der stehenden Welle gemessene Photoströme bei Verschiebung des Spiegels. Die Proben (Nr. 03b034-06 bzw. Nr. 03b035-08) waren mit der Glasseite in Richtung des Lasers angeordnet.	75
6.1	Skizzierte Anordnung der einzelnen Photodioden in der stehenden Welle.	78
6.2	Grafische Darstellung der Photoströme zweier Dioden mit $\lambda/4$ -Absorber (Nr. 03b034) in der stehenden Welle für vier verschiedene Abstände zwischen den Bauelementen. Der Strom der Diode 1 ist auf der x-, der der Diode 2 auf der y-Achse aufgetragen. Die jeweilige Phase zwischen beiden Signalen ist als Zahlenwert eingetragen.	78
6.3	Simulation von i_+ und i_- (gestrichelte Kurven) für eine oder zwei Photodioden in der stehenden Welle für unterschiedlich transmittierende Bauelemente.	81
6.4	Photoströme zweier Proben mit $3\lambda/4$ -Absorber (Nr. 03b035) in der stehenden Welle für drei verschiedene Diodenabstände d_1 , d_2 und d_3	82
7.1	Experimentelle Dunkelkennlinien beider Dioden der PSTD mit $\lambda/4$ (schwarze Linien) bzw. $3\lambda/4$ Absorberschichtdicke (graue Linien). Exemplarisch gezeigt werden die Messkurven der Proben 03b104b-08 ($\lambda/4$) und 03b105b-03 ($3\lambda/4$).	87
7.2	Experimentelle (Linien) und simulierte (Symbole) Reflexion und Transmission der $\lambda/4$ -PSTD (Nr. 03b104b) für Beleuchtung sowohl von der Glas- (schwarze Linien bzw. Symbole) als auch von der TCO_2 -Seite (graue Linien bzw. Symbole).	88
7.3	Experimentelle (Linien) und simulierte (Symbole) Reflexion und Transmission der $3\lambda/4$ -PSTD (Nr. 03b105b) für Beleuchtung sowohl von der Glas- (schwarze Linien bzw. Symbole) als auch von der TCO_2 -Seite (graue Linien bzw. Symbole).	90

7.4	Experimentell ermittelte Quantenwirkungsgrade beider Dioden des $\lambda/4$ -PSTD (Nr. 03b104b-08) für Beleuchtung sowohl von der Glas- als auch der TCO ₂ -Seite.	91
7.5	Experimentell ermittelte Quantenwirkungsgrade beider Diode des $3\lambda/4$ -PSTD (Nr. 03b105b-03) für Beleuchtung sowohl von der Glas- als auch der TCO ₂ -Seite.	92
7.6	In der stehenden Welle gemessene Photoströme beider PSTD bei Beleuchtung von der Glasseite. Dargestellt sind die Messkurven der Proben 03b104b-18 ($\lambda/4$) bzw. 03b105b-03 ($3\lambda/4$). . . .	94
7.7	Normierte Darstellung der Photoströme als Ellipsen. Probennummern: 03b104b-18 ($\lambda/4$), 03b105b-03 ($3\lambda/4$), 03b098b-16 (98°).	96

Tabellenverzeichnis

4.1	Auswertung des Reflexionsspektrums in Abbildung 4.1 mittels Formel (4.1). Es ergeben sich diskrete Werte für n bei der jeweiligen Wellenlänge λ	40
4.2	Sputter-Parameter der im SWS eingesetzten TCO ₁ - und TCO ₂ - bzw. TCO _M -Schichten.	47
4.3	Depositionsparameter und zugehörige Depositionsraten der in den Detektoren eingesetzten amorphen Schichten.	51
5.1	Aus den in Abbildung 5.2 gezeigten Dunkelkennlinien gewonnene Parameter I_0 , n , R_s und R_p	63
5.2	Schichtdicken der Proben mit $\lambda/4$ (Nr.: 03b034) und $3\lambda/4$ Absorber (03b035).	69
7.1	Geplante Schichtdicken der präparierten PSTD.	86
7.2	Gemessene Schichtdicken der präparierten PSTD. Da die Schichtdicken der n-, i- bzw. p-Schichten nicht messtechnisch zugänglich sind, können lediglich Gesamtschichtdicken der Dioden angegeben werden (vergleiche Kapitel 4.3.6). Die Summe der geplanten Schichtdicken (siehe Tabelle 7.1) der Siliziumschichten stimmen in guter Näherung mit den Messwerten der jeweiligen Dioden überein.	89
7.3	Aus den Abbildungen 7.4 bzw 7.5 gewonnene Werte der Quantenwirkungsgrade der Proben für beide Beleuchtungsrichtungen. In Klammern ist der Beleuchtungsfall (direkt oder indirekt) angegeben.	93
7.4	Aus Abbildung 7.6 abgelesene Werte für $i_{\text{=}}$, $i_{\text{~}}$ sowie K und ϕ der gemessenen Photoströme.	95

Kapitel 1

Einleitung

Die Laserinterferometrie [1, 2, 3] hat sich seit der Entwicklung des Lasers zu einem wichtigen Teilgebiet der Längenmesstechnik entwickelt. Für sehr präzise Messungen über große Entfernungen mit einer Genauigkeit im Nanometer-Bereich wird man im Allgemeinen auf ein Laserinterferometer zurückgreifen [4, 5]. Anwendung findet das Laserinterferometer z.B. im Bereich der Halbleitertechnologie in photolithographischen Systemen, im Maschinenbau zur Werkzeugkalibration [6] oder in Koordinaten-Messsystemen [7, 8, 9] sowie zur Endmaßkontrolle [10]. Vermehrt finden sie auch in Produktionsprozessen Verwendung, wobei insbesondere in diesem Bereich möglichst platzsparende und kostengünstige Lösungen bevorzugt werden.

Alle heutzutage auf dem Markt erhältlichen Laserinterferometer für Präzisionslängenmessungen lassen sich zwanglos auf das Michelson-Prinzip zurückführen. In dieser Arbeit wird eine einfachere, kompaktere und damit potenziell preiswertere Lösung vorgestellt. Dieses neue Messprinzip nutzt ein lange bekanntes physikalisches Phänomen, eine sogenannte *optische stehende Welle* [11, 12, 13]. Die stehende Welle kommt dabei nicht durch Mehrfachreflexionen – z.B. in einem Resonator – zustande, sondern durch die Interferenz je einer hin- und rücklaufenden Welle.

Die Abtastung einer stehenden Welle ist heute beliebter Inhalt im Mikrowellenpraktikum. Die Übertragung des Prinzips auf den sichtbaren Spektralbereich zur Entwicklung eines Systems zur Längenmessung wurde bereits vor über 20 Jahren formuliert [14]. Es konnte aber bis heute mangels technologischer Voraussetzungen nicht realisiert werden. Fortschritte im Bereich der Dünnschichttechnologie, welche sich in weiten Bereichen zur Beschichtung transparenter Substrate etabliert hat, z.B. bei der Herstellung von Dünnschicht-Solarzellen [15] oder sogenannten TFT- (thin film transistor) Bildschirmen [16], ermöglichen, wie diese Arbeit zeigen wird, die Realisierung

der vorgeschlagenen Messmethode.

Ziel dieser Arbeit

Die Aufgabe im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestand in der Entwicklung eines aus zwei photoempfindlichen, transparenten Detektoren bestehenden Messsystems, welches durch Abtastung der optischen stehenden Welle zwei phasenverschobene Photoströme liefert, die für Längenmessungen nach dem Inkrementzählverfahren genutzt werden können.

Dazu wurde zunächst eine einzelne transparente pin-Photodiode entwickelt, welche die Abtastung des Intensitätsprofils einer stehenden Wellen ermöglicht. Durch Anordnung zweier dieser Bauelemente mit festem Abstand auf der optischen Achse der stehenden Welle konnte die Funktionalität des beschriebenen neuen Messverfahrens demonstriert werden.

Als entscheidender Schritt zur Realisierung einer konkurrenzfähigen Messapparatur stand die Entwicklung eines *phasenselektiven transparenten Detektors* (PSTD), welcher eine integrierte Lösung aus zwei nacheinander, in fester Phasenbeziehung angeordneter transparenter Photodioden in einem Bauelement darstellt, im Mittelpunkt der Arbeit.

Zur Herstellung der Bauelemente standen am Institut für Photovoltaik (IPV) des Forschungszentrums Jülich GmbH mit plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (plasma-enhanced chemical vapor deposition, *PECVD*) und dem *Sputter*-Verfahren (aus dem Englischen: *to sputter* - zerstäuben) zwei klassische Dünnschichttechnologien für die Herstellung von Schichten aus amorphem Silizium bzw. transparentem Zinkoxid (ZnO) auf Glassubstraten zur Verfügung. Es wurden spezielle, zwischen ZnO eingebettete, extrem dünne pin-Photodioden entwickelt. Neben der Einhaltung der erforderlichen Dicken der Einzelschichten, welche entscheidenden Einfluss auf die Eigenschaften der Bauelemente ausüben, erwies sich insbesondere die Herstellung von kurzschlussfreien Bauelementen als technologische Herausforderung. Zur Strukturierung der Bauelemente konnte auf Photolithographie sowie verschiedene Ätzmethoden zurückgegriffen werden.

Die Arbeit wurde in Kooperation mit dem Institut für Prozess-, Mess- und Sensortechnik (PMS) der TU Ilmenau durchgeführt. Dort wurden die Messungen des Photostroms "in der stehenden Welle" sowie die Bestimmung des Messfehlers durchgeführt.

Am IPV standen Apparaturen zur Messung des Quantenwirkungsgrades, der Reflexion und Transmission sowie von Strom-Spannungskennlinien zur Verfügung.

Gliederung

Nach dieser Einleitung gibt Kapitel 2 einen Überblick über den Stand der Technik für Messungen von großen Längen mit einer Genauigkeit im nm-Bereich.

Das Kapitel 3 erläutert das allgemeine Prinzip der Abtastung einer optischen stehenden Welle. Die Anforderungen an einen geeigneten Detektor werden diskutiert. Mögliche Konzepte der Realisierung werden vorgestellt, unter denen Photodioden herausragen. Anhand theoretischer Betrachtungen wird ein Rahmen für die nähere Entwicklungsarbeit an den Bauelementen abgesteckt.

In Kapitel 4 werden einige grundlegende Betrachtungen vorgenommen. Die Beschreibung der verwendeten Präparationsmethoden nimmt breiten Raum in Anspruch, da sich die Herstellung funktionstüchtiger Bauelemente als besondere Herausforderung erwies. Ferner werden die verwendeten Messmethoden vorgestellt.

In Kapitel 5 werden die experimentellen Ergebnisse zu einzelnen pin-Photodioden vorgestellt und ausführlich diskutiert. Im Brennpunkt liegt die Untersuchung verschiedener Absorbermaterialien bzw. -schichtdicken. Die gewünschten Eigenschaften der Photodioden abwägend wird ein Kompromiss für das "optimale" Bauelement vorgeschlagen.

Zwei dieser optimierten Bauelemente mit bestimmtem Phasenabstand in die stehende Welle eingebracht, lassen sich für Längenmessungen nutzen. Die Eigenschaften eines so aufgebauten Stehende-Wellen-Interferometers (SWI) werden in Kapitel 6 diskutiert.

Kapitel 7 stellt eine integrierte Lösung von zwei Photodioden, einen phasenselektiven transparenten Detektor (PSTD), vor. Die Eigenschaften des um eine zweite Diode erweiterten Dünnsfilmsystems werden diskutiert.

Kapitel 8 fasst die vorliegende Arbeit zusammen und wagt einen Ausblick auf zukünftige Arbeiten.

Kapitel 2

Längenmessung im nm-Bereich

Für Längenmessungen im Nanometer-Bereich werden heutzutage in der Regel Laserinterferometer eingesetzt. Diese beruhen ausnahmslos auf dem Michelson-Prinzip, welches auf der Teilung eines Laserstrahls in zwei Teilstrahlen und deren Interferenz in gleicher Ausbreitungsrichtung basiert.

Im Vergleich zu diesem am Markt etablierten Messsystem nutzt eine neuartige Methode, das Stehende-Wellen-Interferometer (SWI), die Interferenzen zweier Teilstrahlen eines Lasers in entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung, eine sogenannte optische stehende Welle aus. Die Realisierung dieses Prinzips ermöglicht eine – im Vergleich zum Michelson-Interferometer – erhebliche Vereinfachung des optischen Aufbaus.

2.1 Das Michelson-Interferometer

Den schematischen Aufbau eines Michelson-Interferometers zeigt Abbildung 2.1. Ein Michelson-Interferometer bildet ein vierachsiges Messsystem bestehend aus Referenz- und Messachse sowie je einer Achse für die Strahleinkopplung und die Interferenzbilddauswertung [17, 18]. Zum Aufbau des Systems benötigt man einen Laser, üblicher Weise einen stabilisierten Helium-Neon-Laser der Wellenlänge 633 nm, einen Strahlteiler, zwei Reflektoren sowie zwei Photoempfänger, die in einem definierten räumlichen Abstand voneinander angeordnet sind. Das vom Laser generierte Licht wird vom Strahlteiler in zwei Teilstrahlen zerlegt, welche gemäß der Abbildung auf einen festen Referenz- bzw. einen beweglichen Messreflektor gelenkt werden. Von den Reflektoren werden beide Teilstrahlen zurückgeworfen und, nachdem sie den Strahlteiler erneut passiert haben, zu den Photoempfängern geleitet. Es kommt zur Überlagerung beider Teilstrahlen in gleicher Ausbreitungsrichtung. Die Photoempfänger registrieren das hierbei entstehende Interferenzmuster. Wird der Messreflektor

verschoben, so tritt eine Änderung des streifenartigen Musters ein, welche von den beiden Photoempfängern registriert wird. Liefern die Photoempfänger zwei um 90° phasenverschobene Messsignale, so lässt sich mit diesem Aufbau unter Nutzung des Inkrementzählverfahrens eine Messauflösung von unter einem Nanometer erzielen [19].

Das Michelson-Interferometer besteht aus mehreren optischen Baugruppen, welche aufgrund hoher Qualitätsanforderungen in Fertigung und Montage mit hohen Kosten verbunden sind. Deren Justierung ist relativ komplex und aufwändig. Der Aufbau einer derartigen Anordnung optischer Bauelemente lässt sich nur bedingt platzsparend ausführen.

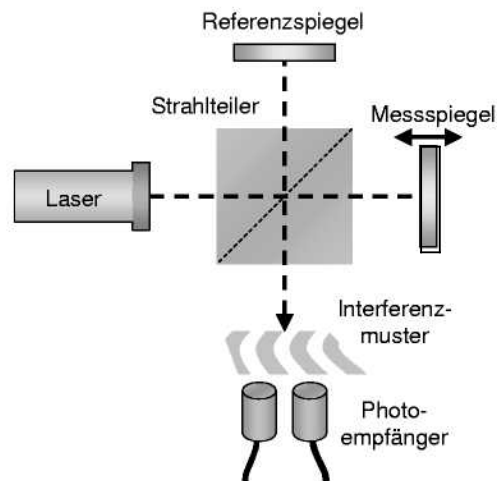


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines Laserinterferometers nach dem Michelson-Prinzip.

2.2 Das Stehende-Wellen-Interferometer

Eine Alternative zur beschriebenen Messmethode stellt ein sogenanntes *Stehende-Wellen-Interferometer* (kurz: *SWI*) dar. Die Idee des SWI basiert auf der Abtastung einer optischen stehenden Welle, welche durch Überlagerung zweier Strahlen in entgegengesetzter Richtung erzeugt wird. Die Abtastung soll mittels eines Detektors geschehen, welcher für das einfallende Laserlicht nahezu völlig transparent ist und nur einen sehr kleinen Teil des Lichts in einen

messbaren Photostrom umwandelt, wodurch die stehende Welle nur wenig beeinflusst wird [14].

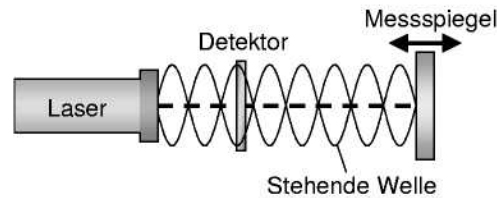


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines Stehende-Wellen-Interferometers.

Eine Prinzipskizze eines SWI zeigt Abbildung 2.2. Das Interferometer besteht neben einem stabilisierten HeNe-Laser mit 633 nm Wellenlänge aus einem Reflektor, z.B. einem Planspiegel, welcher den orthogonal auftreffenden Laserstrahl in sich selbst zurückwirft. Durch Überlagerung der hin- und rücklaufenden Welle entsteht die optische stehende Welle, welche durch ein räumlich feststehendes Lichtintensitätsprofil charakterisiert ist. Das Intensitätsprofil stellt eine periodische Abfolge von Bereichen hoher und verschwindender Lichtintensität dar, welche sich im Abstand der halben Laserwellenlänge wiederholen. Am Reflektor tritt dabei immer ein Intensitätsminimum auf, so dass das Intensitätsprofil einer eventuellen Verschiebung des Reflektors räumlich folgt.

Dem in die stehende Welle eingebrachten Detektor kommt die Aufgabe zu, das Intensitätsprofil an seinem Ort zu bestimmen. Wird der Reflektor verschoben, so soll der Detektor ohne Verzögerung auf die Änderungen der Intensität reagieren und ein proportionales Stromsignal liefern. Zwei derartige Detektoren, welche mit einer bestimmten Phasenlage auf der optischen Achse angebracht werden, ermöglichen über das Inkrementzählverfahren die relative Bestimmung der Verschiebung des Reflektors.

Diese Idee verspricht erhebliche Einsparungen, was den Platzbedarf der Messapparatur angeht. Die nötigen optischen Komponenten werden auf ein Minimum reduziert. Prinzipiell findet neben dem eigentlichen Detektor lediglich ein Messreflektor und ein Laser zur Erzeugung der stehenden Welle Verwendung.

Eine Gruppe japanischer Wissenschaftler befasst sich ebenfalls mit der Entwicklung eines SWI [20, 21, 22]. Der gewählte Ansatz unterscheidet sich vom vorliegenden Vorhaben sowohl bezüglich der Wirkungsweise als auch der Anordnung der transparenten Detektoren in der stehenden Welle. Beim verfolgten

Konzept wird der Laserstrahl aufgeweitet und die zwei Photodioden sind nebeneinander angebracht. Kürzlich wurde auch von einem russischen Forscherteam ein Beitrag zum Thema veröffentlicht [23].

Eine Gruppe der Stanford University, USA, entwickelt ein Fourier-Spektrometer, welches auf der Abtastung optischer stehender Wellen mittels transparenter Photodioden basiert [24, 25, 26]. Über die Fourier-Transformation eines zeitabhängigen Photostrom in den Frequenzbereich ermöglicht es die Unterscheidung verschiedener Laserwellenlängen.

Kapitel 3

Prinzip und Realisierung eines SWI

Die Idee eines Stehende-Wellen-Interferometers besteht darin, das Intensitätsprofil der stehenden Welle, welche zwischen einem Laser und einem Spiegel generiert wird, mittels geeignetem Detektor abzutasten. Dieses Prinzip lässt sich unter Verwendung von zwei Detektoren für die Messung der relativen Verschiebung des Spiegels mit einer Auflösung im nm-Bereich nutzen.

Im folgenden Abschnitt werden verschiedene Konzepte zur Realisierung dieses neuartigen Messprinzips diskutiert, unter denen transparente pin-Photodioden aufgrund ihrer anpassbaren Eigenschaften herausragen. Mit der Vorstellung einer integrierten Lösung, welche zwei Photodioden in einem Bauelement vereint, schließt das Kapitel.

3.1 Prinzip

Mit der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle ist ein Energietransport verbunden, der durch den Poynting-Vektor $S = E \times H$ als Vektorprodukt zwischen elektrischer und magnetischer Feldstärke (E bzw. H) beschrieben wird. Die Intensität I der Strahlung entspricht dem Betrag des Poynting-Vektors und stellt somit eine Energieflussdichte dar:

$$I = \varepsilon_0 c n \cdot E^2 \quad (3.1)$$

Sie hat die Einheit W/m^2 . ε_0 ist die Dielektrizitätskonstante, c die Lichtgeschwindigkeit und n der Brechungsindex des Mediums.

Streng genommen findet in einer stehenden Welle kein Energietransport statt. Die obige Gleichung (3.1) behält dennoch ihre Gültigkeit. In der Lite-

ratur findet man bisweilen die Bezeichnung „*relative Intensität*“, welche allein durch E^2 gegeben ist, zur Charakterisierung einer stehenden Welle. Für die folgenden Betrachtungen wird der Einfachheit halber der Begriff *Intensität* auf die stehende Welle angewendet.

3.1.1 Bildung einer optischen stehenden Welle

Fällt eine ebene, monochromatische, elektromagnetische Welle der Wellenlänge λ orthogonal auf einen idealen Reflektor, so überlagern sich eine hin- und eine rücklaufende Welle. Aus der Interferenz beider Wellen resultiert ein räumlich feststehendes Intensitätsprofil. Daher kann diese Interferenzerscheinung auch als *stehende Welle* bezeichnet werden. Die stehende Welle besteht aus Bereichen minimaler und maximaler Intensität, welche jeweils einen Abstand von $\lambda/2$ aufweisen und sich periodisch wiederholen.

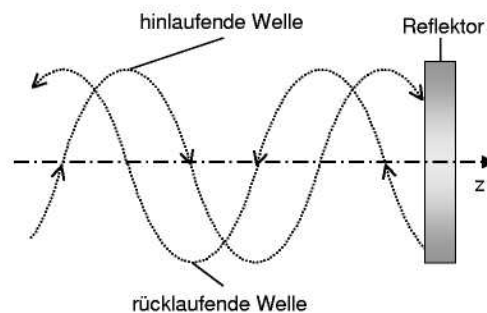


Abbildung 3.1: Phasensprung von π einer ebenen monochromatischen elektromagnetischen Welle an einem idealen Reflektor.

Abbildung 3.1 zeigt das elektrische Feld einer orthogonal auf einen idealen Reflektor treffenden Welle. Beim Reflexionsvorgang erfährt die reflektierte Welle einen Phasensprung von π . Dies führt dazu, dass am Reflektor stets ein Minimum der elektrischen Feldstärke auftritt. Wird der Spiegel entlang der optischen Achse verschoben, folgt das Intensitätsprofil der Bewegung.

Der experimentelle Nachweis einer *optischen* stehenden Welle gelang Wiener [11, 13, 27] erstmals im Jahre 1890. Eine Nutzung dieses Effekts für technologische Anwendungen ließ sich jedoch bis heute nicht finden.

Eine Anordnung zur Erzeugung einer optischen stehenden Welle ist in Abbildung 3.2 skizziert. Sie entsteht durch die Überlagerung von Lichtstrahlen, z.B. eines HeNe-Lasers mit $\lambda = 633 \text{ nm}$, welche sich auf der optischen Achse

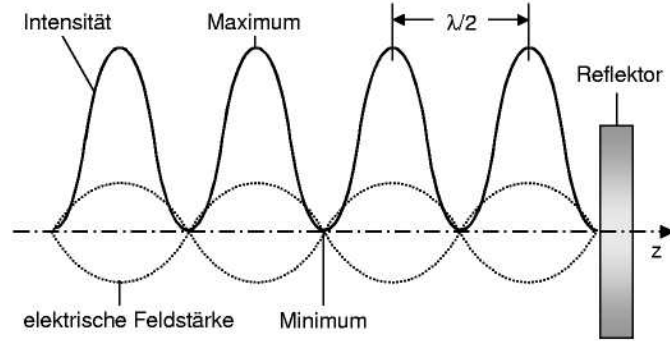


Abbildung 3.2: Intensitätsprofil einer stehenden Welle.

z in entgegengesetzter Richtung ausbreiten. Die vom Laser ausgehende *hinlaufende* Welle breitet sich in positiver z -Richtung aus. Bei ihrer Reflexion, z.B. an einem Planspiegel, erfährt die Welle einen Phasensprung von π . Die so entstehende *rücklaufende* Welle breitet sich in negativer z -Richtung aus. Der Reflektor befinde sich bei der Koordinate $z = z_R$. Im folgenden sei $z_R = 0$, d.h. es wird lediglich der negative Teil der z -Achse betrachtet. Nach [28] lassen sich die elektrischen Felder der hin- bzw. rücklaufenden Welle (E_1 bzw. E_2) wie folgt beschreiben:

$$E_1(z, t) = E_{x1} \cdot \cos(\omega t - \tilde{k}z + \phi_1) \quad (3.2)$$

$$E_2(z, t) = E_{x2} \cdot \cos(\omega t + \tilde{k}z + \phi_2) \quad (3.3)$$

Hier repräsentieren E_{x1} bzw. E_{x2} die Amplituden des elektrischen Feldes der hin- bzw. rücklaufenden Welle. $\tilde{k} = 2\pi/\lambda$ ist die Wellenzahl. $\omega = 2\pi/T$ steht für die Kreisfrequenz. ϕ_1 und ϕ_2 beschreiben die Phasen.

Die folgenden Überlegungen gelten für den Fall, dass hin- und rücklaufende Welle gleiche Amplituden haben ($E_{x1} = E_{x2} \equiv E_{x0}$). Unter Berücksichtigung des Phasensprungs von π am Reflektor bei $z = z_R = 0$ folgt dann für die Phasenbeziehung zwischen ϕ_1 und ϕ_2 :

$$\omega t + \tilde{k}z + \phi_2 = \omega t - \tilde{k}z + \phi_1 + \pi \quad (3.4)$$

Daraus folgt:

$$\phi_2 = \phi_1 + \pi \quad (3.5)$$

Im folgenden wird exemplarisch der einfache Fall $\phi_1 = -\pi/2$ und folglich $\phi_2 = \pi/2$ betrachtet. Für die Überlagerung der beiden Wellen $E_1(z, t)$ und

$E_2(z, t)$ gilt dann:

$$E = E_1(z, t) + E_2(z, t) \quad (3.6)$$

Mit den Formeln (3.2) und (3.3) ergibt sich:

$$E = E_{x0} \cdot \left(\cos(\omega t - \tilde{k}z - \pi/2) + \cos(\omega t + \tilde{k}z + \pi/2) \right) \quad (3.7)$$

Daraus folgt weiter:

$$E = E_{x0} \cdot \left(2 \cos(\omega t) \cdot \cos(-\tilde{k}z - \pi/2) \right) \quad (3.8)$$

Schließlich ergibt sich für das resultierende elektrische Feld:

$$E = 2E_{x0} \cdot \cos(\omega t) \cdot \sin(-\tilde{k}z) \quad (3.9)$$

Also ist das Quadrat des elektrischen Feldes:

$$E^2 = 4E_{x0}^2 \cdot \cos^2(\omega t) \cdot \sin^2(-\tilde{k}z) \quad (3.10)$$

Für das zeitliche Mittel von E^2 gilt:

$$\overline{E^2} = 2E_{x0}^2 \cdot \sin^2(-\tilde{k}z) \quad (3.11)$$

Mit $\tilde{k} = 2\pi/\lambda$ folgt für das zeitliche Mittel $\overline{E^2}$ schließlich:

$$I(z) \equiv \varepsilon_0 c n \cdot \overline{E^2} = \varepsilon_0 c n \cdot E_{x0}^2 \cdot \left(1 - \cos \frac{-4\pi z}{\lambda} \right) \quad (3.12)$$

Dies beschreibt eine ideale stehende Welle mit der Periode $\lambda/2$. Damit hat die stehende Welle die gleiche Periode wie die Interferenz gleicher Ausbreitungsrichtung in den herkömmlichen Interferometern. Berücksichtigt man, dass sich die Intensität der nur hin- oder rücklaufenden Welle zu $I_0 = \varepsilon_0 c n \cdot \frac{E_{x0}^2}{2}$ ergibt, folgt

$$I(z) = 2I_0 \left(1 - \cos \frac{-4\pi z}{\lambda} \right) \quad (3.13)$$

Somit variiert die Intensität der stehenden Welle $I(z)$ zwischen 0 und $4 \cdot I_0$, mit der Intensität der hin- oder rücklaufenden Welle I_0 .

Analog zur obigen Herleitung lässt sich die stehende Welle für den Fall beschreiben, dass sich die Amplituden des elektrischen Feldes der hin- und rücklaufenden Welle E_{x1} bzw. E_{x2} unterscheiden. Die zugehörigen Intensitäten seien I_1 und I_2 :

$$I_1 = \varepsilon_0 c n \cdot \frac{E_{x1}^2}{2} \quad (3.14)$$

$$I_2 = \varepsilon_0 c n \frac{E_{x2}^2}{2} \quad (3.15)$$

Für die Intensität der stehenden Welle gilt dann:

$$I(z) = \underbrace{I_1}_{(a)} + \underbrace{I_2}_{(b)} - \underbrace{2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \frac{-4\pi z}{\lambda}}_{(c)} \quad (3.16)$$

Diese drei Summanden lassen sich als drei Teilintensitäten der Wellenüberlagerung auffassen. Im verlustlosen Medium sind die Intensitäten I_1 und I_2 unabhängig vom Ort z konstant. Ausdruck (c) beschreibt den Interferenzeffekt (siehe auch [29]).

3.1.2 Abtastung einer optischen stehenden Welle

Das Prinzip eines Stehende-Wellen-Interferometers basiert auf der Abtastung dieses Intensitätsprofils mittels eines geeigneten Absorbers, welcher in die stehende Welle eingebracht wird (siehe Abbildung 3.3). Die Aufgabe des Absorbers besteht darin, dem Intensitätsprofil einen möglichst kleinen Teil der Photonen zu entnehmen und in einen messbaren Photostrom umzuwandeln, den Großteil des Lichts jedoch durchzulassen. Bei einer Verschiebung des Reflektors ändert sich das Intensitätsprofil im Absorber. Der Photostrom des Absorbers, welcher einen Brechungsindex n_i aufweist und sich von $z = -z_a$ bis $z = -(z_a + d_i)$ erstreckt, sollte jederzeit proportional zum Integral der Intensität der stehenden Welle in diesem Bereich sein.

Der Absorber integriert das Intensitätsprofil $I(z)$ über seine Dicke d_i . Der dabei generierte Photostrom $i_{ph}(z_a, d_i)$ ist proportional zum Integral der Intensität über der Absorberdicke. Durch seinen Brechungsindex n_i beeinflusst der Detektor das Intensitätsprofil.

Für den Fall, dass sich die stehende Welle in einem Medium mit dem Brechungsindex n_i ausbildet, ändert sich (3.13) zu:

$$I(z) = 2I_0 \left(1 - \cos \frac{-4\pi n_i z}{\lambda} \right) \quad (3.17)$$

Der Absorber erstreckt sich lediglich von $z = -z_a$ bis $z = -(z_a + d_i)$. Weiterhin nehmen wir an, dass sich I_0 im Vakuum und im Absorber nicht unterscheiden und dass die Intensität der stehenden Welle an der Grenzfläche *Absorber/Luft* stetig ist. Wenn wir die Intensität an der Stelle $-z_a$ im Vakuum gemäß (3.13) und am angrenzenden Absorber nach (3.17) gleichsetzen, folgt das Ergebnis:

$$I(z) = 2I_0 \left[1 - \cos \left(\frac{-4\pi n_i z}{\lambda} + \underbrace{\frac{-4\pi z_a (n_i - 1)}{\lambda}}_{\psi} \right) \right] \text{ für } -(z_a + d_i) \leq z \leq -z_a \quad (3.18)$$

Der Term ψ kann als Phase der stehenden Welle im Vakuum bei $-z_a$ interpretiert werden. Der vom Absorber gelieferte Photostrom $i_{ph}(z_a, d_i)$ ergibt sich durch Integralbildung:

$$i_{ph}(z_a, d_i) \propto \int_{-(z_a + d_i)}^{-z_a} I(z) dz \quad (3.19)$$

Mit (3.18) für $I(z)$ folgt:

$$i_{ph}(z_a, d_i) \propto 2I_0 \int_{-(z_a + d_i)}^{-z_a} \left[1 - \cos \left(\frac{-4\pi n_i z}{\lambda} + \frac{-4\pi z_a (n_i - 1)}{\lambda} \right) \right] dz \quad (3.20)$$

Folglich gilt weiterhin:

$$i_{ph}(z_a, d_i) \propto 2I_0 \underbrace{\int_{-(z_a + d_i)}^{-z_a} dz}_{(a)} + 2I_0 \underbrace{\int_{-(z_a + d_i)}^{-z_a} -\cos \left(\frac{-4\pi n_i z}{\lambda} + \frac{-4\pi z_a (n_i - 1)}{\lambda} \right) dz}_{(b)} \quad (3.21)$$

Die beiden Summanden (a) und (b) lassen sich als Gleich- bzw. Wechselstromkomponente ($i_{=}$ bzw. i_w) auffassen, sodass für i_{ph} gilt:

$$i_{ph}(z_a, d_i) = i_{=} + i_w \quad (3.22)$$

Nach Lösen des Integrals folgt für die Gleichstromkomponente:

$$i_{=} \propto 2I_0 d_i \quad (3.23)$$

Die Wechselstromkomponente ergibt sich aus der Stammfunktion zu Summand (b):

$$i_w \propto 2I_0 \cdot \frac{\lambda}{-4\pi n_i} \left| -\sin \left(\frac{-4\pi n_i z}{\lambda} + \frac{-4\pi z_a (n_i - 1)}{\lambda} \right) \right|_{-(z_a + d_i)}^{-z_a} \quad (3.24)$$

Durch Einsetzen der Grenzen folgt:

$$i_w \propto 2I_0 \cdot \frac{\lambda}{-4\pi n_i} \left[-\sin\left(\frac{4\pi n_i z_a}{\lambda} + \frac{-4\pi z_a(n_i - 1)}{\lambda}\right) + \sin\left(\frac{4\pi n_i(z_a + d_i)}{\lambda} + \frac{-4\pi z_a(n_i - 1)}{\lambda}\right) \right] \quad (3.25)$$

Durch weitere Vereinfachung des Ausdrucks erhält man schließlich:

$$i_w \propto 2I_0 \cdot \frac{\lambda}{4\pi n_i} \left[\sin\left(\frac{4\pi z_a}{\lambda}\right) - \sin\left(\frac{4\pi(n_i d_i + z_a)}{\lambda}\right) \right] \quad (3.26)$$

Für den gesamten Photostrom $i_{ph}(z_a, d_i)$ ergibt sich schließlich:

$$i_{ph}(z_a, d_i) \propto 2I_0 d_i + 2I_0 \frac{\lambda}{4\pi n_i} \cdot \left[\sin\left(\frac{4\pi z_a}{\lambda}\right) - \sin\left(\frac{4\pi(n_i d_i + z_a)}{\lambda}\right) \right] \quad (3.27)$$

$i_{=}$ ist eine Funktion der Absorberschichtdicke d_i . Die Ortsabhängigkeit des Photostroms i_{ph} ergibt sich aus dem Sinusterm in eckigen Klammern. Für $i_{=}$ und i_w gelten:

$$i_{=} \propto 2I_0 \quad (3.28)$$

$$i_w \propto 2I_0 \quad (3.29)$$

Für den Fall, dass sich die Intensitäten der hin- und rücklaufenden Wellen voneinander unterscheiden, gelten für die Gleichstrom- bzw. Wechselstromkomponente:

$$i_{=} \propto I_1 + I_2 \quad (3.30)$$

$$i_w \propto 2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \quad (3.31)$$

Hier bezeichnen I_1 und I_2 die Intensitäten der hin- bzw. rücklaufenden Welle.

In einem realen, in die stehende Welle eingebrachten Detektor mit dem Brechungsindex n_i beträgt die Wellenlänge $\lambda_i = \lambda/n_i$. Ferner beeinflusst der Detektor das Intensitätsprofil durch seine Absorption sowie auftretende Reflexionen an den Grenzflächen *Luft/Absorber*. Durch diese Störungen der stehenden Welle ändert sich das Intensitätsprofil *im Absorber*. Dadurch ändert sich auch die Form des Photostroms, und somit wird die Positionsbestimmung des Spiegels verfälscht.

Um diesen Fehler möglichst gering zu halten, muss der Detektor eine hohe Transmission und eine niedrige Reflexion bei der Laserwellenlänge aufweisen. Dies stellt sicher, dass das Intensitätsprofil der stehenden Welle vom Detektor möglichst wenig beeinflusst wird. Damit verbunden ist die Forderung nach niedriger, aber dennoch hinreichender Absorption im Bauelement. Da für die Generation des Photostroms ein Teil der Photonen abgezweigt werden muss, ist eine gewisse Absorption prinzipbedingt unvermeidbar.

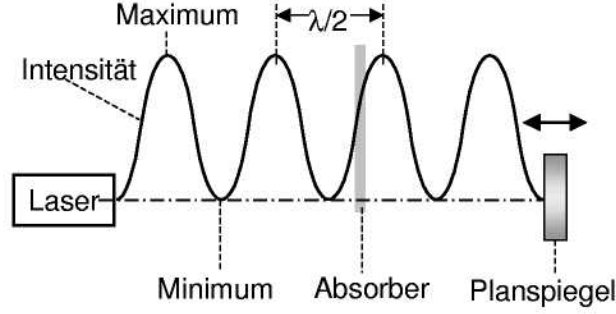


Abbildung 3.3: Absorber zur Detektion des Intensitätsprofils einer stehenden Welle.

3.1.3 Diskussion der Absorberschichtdicke

Aus der partiellen Ableitung von $i_{ph}(z_a, d_i)$ aus Gleichung (3.27) nach z_a lassen sich Orte z_a ermitteln, für die ein dort platzierter Absorber einen extremalen Photostrom i_{extrem} liefert.

$$\frac{\partial i_{ph}(z_a, d_i)}{\partial z_a} \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.32)$$

Daraus folgt mit (3.27):

$$\frac{2I_0}{n_i} \cdot \left[\cos\left(\frac{4\pi z_a}{\lambda}\right) - \cos\left(\frac{4\pi(n_i d_i + z_a)}{\lambda}\right) \right] \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.33)$$

Weiter gilt:

$$\cos\left(\frac{4\pi z_a}{\lambda}\right) = \cos\left(\frac{4\pi(n_i d_i + z_a)}{\lambda}\right) \quad (3.34)$$

und

$$\cos\left(-\frac{4\pi z_a}{\lambda}\right) = \cos\left(\frac{4\pi(n_i d_i + z_a)}{\lambda}\right) \quad (3.35)$$

Aus (3.35) lässt sich folgende Bedingung ableiten:

$$-\frac{4\pi z_a}{\lambda} + 2\pi k = \frac{4\pi(n_i d_i + z_a)}{\lambda} \quad (3.36)$$

Die allgemeine Bedingung für z_a lautet schließlich:

$$z_a = \frac{k\lambda}{4} - \frac{n_i d_i}{2} \quad (3.37)$$

Setzt man dies in (3.27) ein, so erhält man für ungerade k -Werte:

$$i_{extrem1}(d_i) \propto 2I_0 d_i + I_0 \frac{\lambda}{\pi n_i} \cdot \sin\left(\frac{2\pi \cdot n_i d_i}{\lambda}\right) \quad (3.38)$$

Für gerade k -Werte ergibt sich hingegen:

$$i_{extrem2}(d_i) \propto 2I_0 d_i - I_0 \frac{\lambda}{\pi n_i} \cdot \sin\left(\frac{2\pi \cdot n_i d_i}{\lambda}\right) \quad (3.39)$$

Weiter lässt sich zeigen, dass für $0 < d_i < \lambda/2n_i$ gilt:

$$i_{extrem1}(d_i) > i_{extrem2}(d_i), \quad (3.40)$$

während für $\lambda/2n_i < d_i < \lambda/n_i$

$$i_{extrem1}(d_i) < i_{extrem2}(d_i) \quad (3.41)$$

erfüllt ist. Daraus lassen sich zwei allgemeingültige Ausdrücke für minimalen oder maximalen Photostrom i_{min} bzw. i_{max} formulieren:

$$i_{min}(d_i) \propto 2I_0 d_i - I_0 \frac{\lambda}{\pi n_i} \cdot \left| \sin\left(\frac{2\pi \cdot n_i d_i}{\lambda}\right) \right| \quad (3.42)$$

$$i_{max}(d_i) \propto 2I_0 d_i + I_0 \frac{\lambda}{\pi n_i} \cdot \left| \sin\left(\frac{2\pi \cdot n_i d_i}{\lambda}\right) \right| \quad (3.43)$$

Der von der Wechselstromkomponente herrührende Teil eines extremalen Photostroms wird definiert als $i_{\sim}$:

$$i_{\sim}(d_i) \propto I_0 \frac{\lambda}{\pi n_i} \cdot \left| \sin\left(\frac{2\pi \cdot n_i d_i}{\lambda}\right) \right| \quad (3.44)$$

Mit dieser Definition gilt:

$$i_{min} = i_{=} - i_{\sim} \quad (3.45)$$

$$i_{max} = i_{=} + i_{\sim} \quad (3.46)$$

Durch Subtraktion der Gleichungen (3.45) und (3.46) folgt:

$$i_{\sim}(d_i) = (i_{max} - i_{min})/2 \quad (3.47)$$

Abbildung 3.4 verdeutlicht den Einfluss der Absorberschichtdicke auf die Größen i_{min} , i_{max} , $i_{\sim}$ und $i_{=}$ für $0 \leq d_i \leq \lambda/n_i$, was zwei Intensitätsperioden

entspricht. Es wird sowohl der Fall eines idealen absorptionslosen (schwarze Kurve) als auch der eines absorptionsbehafteten (graue Kurve) Absorbers betrachtet. Die Funktionen für $i_{\min}(d_i)$ und $i_{\max}(d_i)$ nach (3.42) bzw. (3.43) sind hier in normierter Form dargestellt. Bei der Bewegung des Reflektors oszilliert der Photostrom zwischen diesen Extremwerten. $i_{\sim}$ ergibt sich aus (3.23). Für $i_{\sim}$ nach (3.44) sind diskrete Werte als Pfeile eingezeichnet. Sie verdeutlichen die Zusammensetzung des Photostroms aus Wechsel- und Gleichkomponente. Bei Verschiebung des Spiegels wird ein bestimmter Gleichstromwert angenommen und der Photostrom oszilliert entlang der Pfeile zwischen $i_{\min}$ und $i_{\max}$. Insofern kann $i_{\sim}$ als *Amplitude eines Wechselstromanteils* interpretiert werden.

Die Gleichstromkomponente des Photostroms nimmt gemäß (3.23) mit zunehmender Absorberschichtdicke linear zu. Auch $i_{\min}$ und $i_{\max}$ nehmen von ihrem Wert 0 bei $d_i = 0$ zu, zunächst jedoch unterschiedlich rasch. Bei $d_i = \lambda/4n_i$ erreichen sie ihren größten Abstand voneinander und nähern sich dann mit weiter zunehmendem d_i wieder einander an, bis sie bei $d_i = \lambda/2n_i$ gleiche Werte annehmen. Für $d_i > \lambda/2n_i$ streben die Extremwerte bei weiterhin kontinuierlicher Zunahme wieder auseinander, um sich nach Erreichen der maximalen Differenz bei $d_i = 3\lambda/4n_i$ wieder anzunähern und bei $d_i = \lambda/n_i$ erneut gleiche Werte anzunehmen.

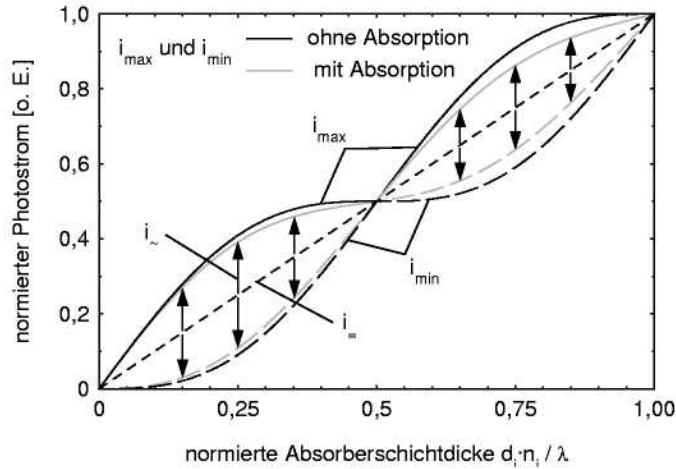


Abbildung 3.4: Photostromkomponenten $i_{\min}$, $i_{\max}$, $i_{\sim}$ und $i_{\sim}$ in Abhängigkeit von der auf λ/n_i normierten Absorberschichtdicke.

Abbildung 3.5 zeigt zur Veranschaulichung die Wechselstromkomponente

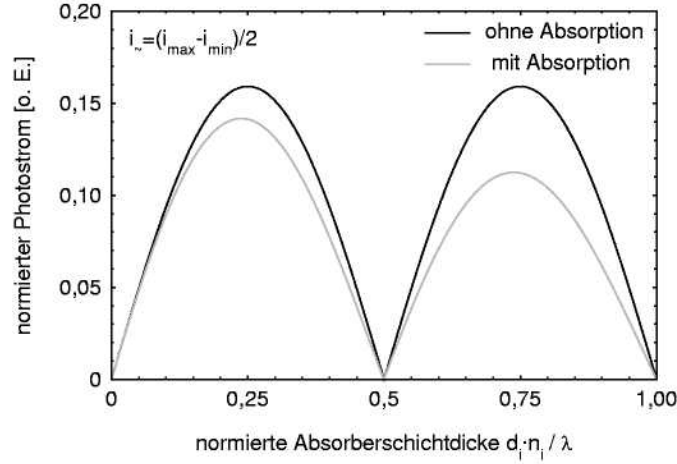


Abbildung 3.5: Wechselstromanteil $i_{\sim}$ in Abhängigkeit von der auf λ/n_i normierten Absorberschichtdicke.

$i_{\sim}$ als Funktion der Absorberdicke d_i von 0 bis λ/n_i in normierter Darstellung. Sie kann grafisch von den in Abbildung 3.4 dargestellten Photostromkomponenten i_{min} und i_{max} abgeleitet werden bzw. ergibt sich aus Gleichung (3.44).

Für $d_i = 0, \lambda/2n_i, \lambda/n_i, \dots$ verschwindet der Wechselanteil und der Photostrom besteht nur aus einer Gleichstromkomponente. Eine Verschiebung des Spiegels wirkt sich in diesen Fällen nicht in einer Variation des Photostroms aus, und die Verschiebung kann nicht aufgenommen werden.

Für Messungen mit hoher Genauigkeit ist eine eindeutige Unterscheidung zwischen minimalem und maximalem Photostrom notwendig. Es ist also eine möglichst große Differenz zwischen maximalem und minimalem Photostrom, ein möglichst großer Wechselanteil $i_{\sim}$, anzustreben. Lokale Maxima des Wechselanteils treten für $d_i = \lambda/4n_i, 3\lambda/4n_i, \dots$ auf. Im absorptionslosen Fall sind die Maxima gleich hoch. Unter Berücksichtigung von Absorption, fallen die Maxima mit zunehmender Absorberdicke niedriger aus. Um eine möglichst geringe Störung durch Absorption des Bauelements in der stehenden Welle zu erreichen, sollte die Absorberschicht möglichst dünn sein, d.h. der Fall $d_i = \lambda/4n_i$ ist vom Aspekt der optischen Eigenschaften her einer Absorberschicht von $d_i = 3\lambda/4n_i$ vorzuziehen.

Der Kontrast K wird im folgenden definiert als Verhältnis von Wechselstromkomponente $i_{\sim}$ zum Betrag des Gleichstroms $i_{=}$:

$$K = \frac{i_{\sim}}{i_{=}} = \frac{i_{max} - i_{min}}{i_{max} + i_{min}} \quad (3.48)$$

In Abbildung 3.6 ist K , welches aus Abbildung 3.5 durch Division der dort gezeigten Kurve für $i_{\sim}$ durch die normierte Absorberschichtdicke gewonnen wurde, über $n_i d_i / \lambda$ aufgetragen. Prinzipiell wird für optoelektronische Bauelemente in der Regel ein hoher Kontrast angestrebt. Insofern wäre eine möglichst geringe Absorberschichtdicke wünschenswert. Andererseits nimmt für $d_i < \lambda/4n_i$ bei abnehmendem d_i der Wechselanteil ab und strebt für sehr dünne d_i gegen 0, so dass eine einwandfreie Trennung des Wechselstromanteils vom Gleichstrom nicht mehr möglich ist.

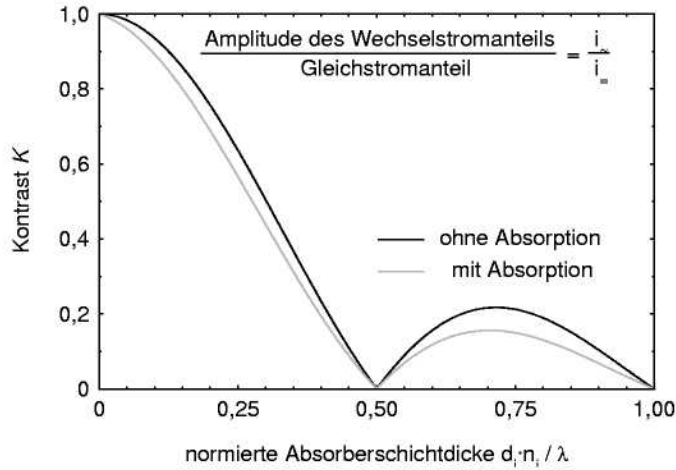


Abbildung 3.6: $i_{\sim}/i_{=}$ in Abhängigkeit von der auf λ/n_i normierten Absorberschichtdicke.

3.1.4 Längenmessung mit zwei Absorbern

Ein transparenter Detektor, der einen zur Intensität der stehenden Welle proportionalen Photostrom liefert, ermöglicht die Realisierung eines neuartigen Prinzips für Längenmessungen. Beim Bewegen des Spiegels wandert das Intensitätsprofil durch den Detektor. Durch Abzählen der Minima und Maxima kann – bei bekannter Laserwellenlänge – die Verschiebung des Spiegels ermittelt werden. Um auch die *Verschiebungsrichtung* über mehrere Interferenzpe-

rioden hinweg bestimmen zu können, müssen zwei der Detektoren mit festem Abstand in die stehende Welle gebracht werden (siehe Abbildung 3.7), sodass beide einen Photostrom gemäß der Intensität an ihrem Ort liefern. Der Abstand der beiden Detektoren definiert eine Phasenbeziehung ϕ zwischen den beiden Photoströmen [30].

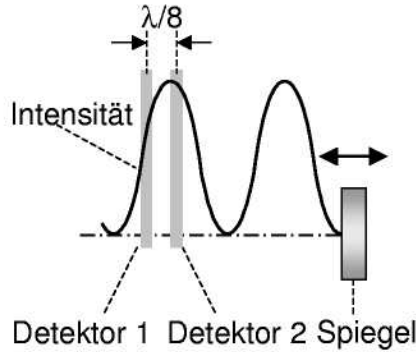


Abbildung 3.7: Zwei Detektoren in der stehenden Welle zur Messung der Verschiebung des Spiegels.

Die Auftragung beider Photoströme auf der x- bzw. y-Achse eines kartesischen Koordinatensystems resultiert – bei der Verschiebung des Spiegels – in elliptischen Lissajous-Figuren. Die Form der Lissajous-Figur hängt von der Phasenlage der Photoströme ab. Abbildung 3.8 zeigt dies anhand theoretischer Kurven von Photoströmen für transparente verlustlose Detektoren mit Phasenabständen ϕ von 0° , 30° , 60° und 90° .

Die Verschiebungsrichtung des Spiegels ergibt sich aus dem Durchlaufsinus der Ellipse. Für $\phi = 0^\circ$ schrumpft die Lissajous-Figur zu einer Linie. In diesem Fall, kann die Richtung nicht bestimmt werden. Eine von 0° (bzw. 180° , 360° , ...) verschiedene Phasenlage ermöglicht die Auswertung der Lissajous-Figuren für Längenmessungen. Die optimale Phasenlage zwischen den Photoströmen beträgt 90° (bzw. 270° , 450° ...) [31]. Sie wird erreicht für $\phi = (2k+1)/8 \cdot 360^\circ$ mit $k \in \mathbb{N}$. In diesem Fall stellt die Lissajous-Figur einen Kreis dar. Bei der Verschiebung des Spiegels um z nm wird die Ellipse bzw. der Kreis – bei einer Laserwellenlänge von λ – exakt $2z/\lambda$ Mal durchlaufen.

Für die Auswertung zur Längenmessung werden die Photoströme um ihre Gleichstromkomponenten bereinigt, sodass die Lissajous-Figur um den Nullpunkt des Koordinatensystems kreist. Die Amplituden der Wechselstromkomponenten werden auf gleiche Werte normiert. Anschließend wird die Ellipse

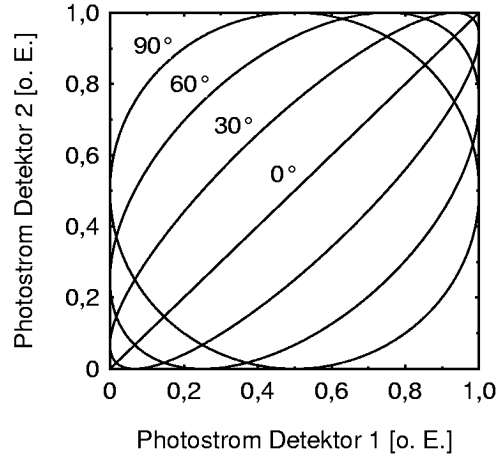


Abbildung 3.8: Simulierte Lissajous-Figuren für ideale Detektoren mit verschiedenen Phasenbeziehungen ϕ zwischen den Photoströmen.

über den Heydemann-Algorithmus [32] in einen Kreis umgewandelt. Mittels sogenannter Arcustangens-Interpolation [33] wird die momentane Position auf dem Kreis in einen Längenwert umgerechnet.

Dies entspricht prinzipiell der gleichen Vorgehensweise wie beim herkömmlichen Michelson-Interferometer. Daher kann für diese Auswertung auf Standardelektronik zurückgegriffen werden.

Der Messfehler des Stehende-Wellen-Interferometer setzt sich unter anderem aus Ungenauigkeiten bei der Subtraktion der Gleichstromkomponenten, der Normierung der Wechselstromkomponenten sowie der Umwandlung der Ellipse in einen Kreis mittels Heydemann-Algorithmus zusammen.

Weicht die Phasenbeziehung der Photoströme von 90° ab, so ergibt sich ohne Anwendung des Heydemann-Algorithmus ein Messfehler von ca. ± 1 nm pro Grad Phasenabweichung [34]. Diese Faustformel gilt bis etwa 45° Phasenfehler. In diesem Fall ermöglicht erst die Anwendung des Heydemann-Algorithmus zur Phasenkorrektur eine Auflösung im nm-Bereich.

Um den Messfehler gering zu halten, sind Detektoren zu entwickeln, die nach Möglichkeit zwei gleich große Photoströme mit maximaler Wechselstromkomponente und minimaler Gleichstromamplitude liefern. Die Phasenlage zwischen den Signalen beträgt optimaler Weise bereits 90° . Ferner ergibt sich ein möglicher Fehler aus einer Abweichung der Wechselstromkomponenten vom

”reinen” Sinus. Diese kann durch Absorption und Reflexion auftreten und zu einer Verzerrung der Ellipse bzw. des Kreises führen. Eine detaillierte Analyse des Messfehlers ist in [31, 32, 33] dargestellt.

3.2 Realisierung

3.2.1 Anforderungen an das Bauelement

Zunächst ist ein für die Abtastung der stehenden Welle geeigneter Detektor zu entwerfen. Die Lösung sollte Messungen mit hoher Genauigkeit und Geschwindigkeit bieten und eine einfache optische Justierung ermöglichen. Daraus ergeben sich verschiedenartige Anforderungen an den Detektor:

- Hohe Transmission bzw. niedrige Reflexion des Bauelements bei der Laserwellenlänge sind anzustreben, um die ”Störungen” der stehenden Welle gering zu halten. Dies minimiert den Messfehler.
- Ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis vereinfacht die Weiterverarbeitung der Signale. Dies ist über Schichtdicke und Absorptionseigenschaften des Absorbers einzustellen.
- Niedrige Dunkelströme führen zu einer hohen Dynamik des Bauelements.
- Eine hohe Grenzfrequenz ermöglicht hohe Verfahrensgeschwindigkeiten des Spiegels.
- Schließlich sollte das Konzept eine einfache Realisierung ermöglichen. Für Längenmessungen wäre es wünschenswert, die zwei benötigten Absorber in einem Bauelement zu vereinigen.

3.2.2 Verschiedene Konzepte

Der Entwurf eines Detektors, welcher die genannten Anforderungen erfüllt, lässt verschiedene Konzepte zu. Als transparentes Trägermaterial für den eigentlichen Detektor bietet sich ein Glassubstrat an. Darauf sind Konfigurationen als koplanare Anordnung wie in Abbildung 3.9A oder aber als ”Sandwich”-Anordnung wie in Abbildung 3.9B denkbar. Weiterhin ist es möglich diese Konfigurationen jeweils als Photoleiter, -diode oder -transistor aufzubauen. Da eine möglichst einfache Lösung bevorzugt wird, weisen Photoleiter bzw. Photodiode Vorteile gegenüber dem Transistor auf.

Bei einem koplanaren Photoleiter nach Konfiguration A kann der Absorber direkt auf das Glassubstrat aufgebracht und mit Kontakten versehen werden.

Die photogenerierten Ladungsträger bewegen sich senkrecht zum Laserstrahl und müssen dabei einen Weg zurücklegen, welcher durch den Durchmesser des Laserstrahls bestimmt wird, d.h. er kann nicht beliebig kurz gemacht werden. Es sind hohe Vorspannungen nötig, um die photogenerierten Ladungsträger aus dem Bauelement zu extrahieren. Die unerwünscht hohen Vorspannungen können mit einer kammartigen Kontaktkonfiguration (nicht in der Abbildung dargestellt) angegangen, aber nur in begrenztem Maße gemindert werden. Ferner besteht die Gefahr der Abschattung des Laserstrahls und – im Falle sehr feiner Kammstrukturen – des Auftretens zusätzlicher Interferenzeffekte, welche das Photosignal verfälschen. Positiv ist – im Hinblick auf eine hohe Grenzfrequenz – die relativ kleine Kapazität dieser Anordnung hervorzuheben. Eine optische Anpassung an die Laserwellenlänge für maximale Transmission ist z.B. durch Aufbringen einer zusätzlichen transparenten Schicht (SiO_2 oder Si_3N_4) möglich.

In Konfiguration B fließt der Strom parallel zum einfallenden Laserstrahl. Um die photogenerierten Ladungsträger einzusammeln, ist die Absorberschicht zwischen zwei transparente Elektroden eingebettet. In der Sandwich-Anordnung wäre ein Photoleiter in *nin* oder *pip* Ausführung denkbar, eine Photodiode als *pin*-Diode, wobei *p* und *n* einen p- bzw. n-dotierten Bereich kennzeichnen sowie *i* für die eigentliche *intrinsische* Absorberschicht steht.

Bei Ausführung als Photodiode ist ein Betrieb des Bauelements ohne zusätzliche Vorspannung möglich, da die photogenerierten Ladungsträger durch das eingebaute Feld in Richtung der Kontakte beschleunigt werden. Ein Nachteil dieser Anordnung ist die hohe Kapazität.

Photodioden in Sandwich-Ausführung haben jedoch weitere Vorteile: So sind die Reflexions- und Transmissionseigenschaften, die sich durch die Wahl der Schichtdicken der Kontakt- und der Einzelschichten der Photodiode beeinflussen lassen, nahezu unabhängig von der Absorberschichtdicke einzustellen, welche – wie in Abschnitt 3.1.3 gezeigt – den messbaren Photostrom bestimmt. Ferner bieten sie eine vergleichsweise einfache Möglichkeit, zwei Absorber in einem Bauelement zu integrieren.

Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit zunächst einzelne transparente pin-Photodioden zur Abtastung der stehenden Welle entwickelt. Als Nachteil stellte sich die Kurzschlussanfälligkeit der sehr dünnen Photodioden heraus (siehe auch Kapitel 4.2). Dennoch gelang die Entwicklung von Photodioden mit guten optoelektronischen Eigenschaften [33, 35, 36]. Sogar die Erweiterung dieses Konzepts zu einem phasenselektiven transparenten Detektor (PSTD), welcher die zwei Absorber in einem Bauelement vereint, konnte demonstriert werden [33, 37, 38, 39, 40].

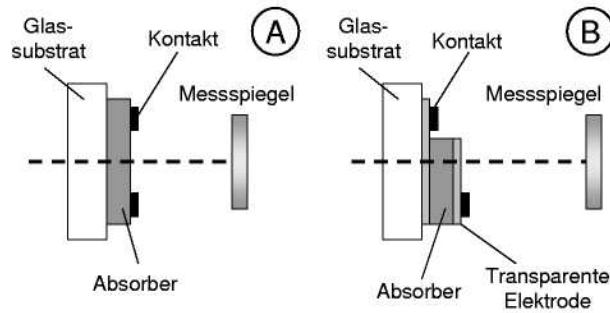


Abbildung 3.9: (A) Koplanare bzw. (B) Sandwich-Anordnung eines Detektors zur Abtastung einer optischen stehenden Welle.

3.3 Transparente pin-Photodioden zur Abtastung

Bei den entwickelten Detektoren handelt es sich um amorphe pin-Photodioden auf Glassubstrat, welche zwischen zwei transparenten Kontaktschichten eingebettet sind.

Eine p-dotierte Schicht aus amorphem Siliziumkohlenstoff (a-SiC:H) und eine n-dotierte Schicht aus amorphem Silizium (a-Si:H) spannen ein Feld über einer intrinsischen Schicht aus a-Si:H oder a-SiC:H auf. Die i-Schicht stellt die eigentliche Absorberschicht dar. Die Kontaktschichten bestehen aus Zinkoxid (ZnO), einem typischen Vertreter der transparenten leitfähigen Oxide (transparent conductive oxide, TCO).

Der Bandabstand E_g der Schicht aus intrinsischem amorphem Silizium beträgt ca. 1,75 eV. Durch Zulegierung von Kohlenstoff erhöht sich der Bandabstand, sodass für die intrinsische a-SiC:H-Schicht $E_g \approx 2,0$ eV gilt. Durch Dotierung ändert sich der Bandabstand nur geringfügig. Für die ebenfalls Kohlenstoff enthaltende p-Schicht beträgt $E_g \approx 1,95$ eV. Die n-dotierte Schicht aus amorphem Silizium besitzt einen Bandabstand von $E_g \approx 1,75$ eV.

Eine schematische Darstellung der entwickelten $Glas/TCO_1/n/i/p/TCO_2$ -Struktur zeigt Abbildung 3.10. Die optischen Schichtdicken, die für die TCO-Schichten bzw. für die Diode angegeben sind, führen zu maximaler Transmission bei der Wellenlänge λ .

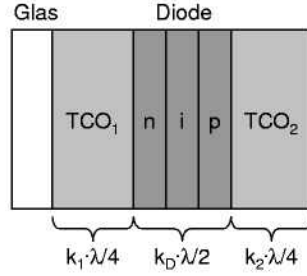


Abbildung 3.10: Struktur der entwickelten transparenten Photodioden.

3.3.1 Optische Eigenschaften

Für maximale Transmission bzw. minimale Reflexion des Mehrschichtsystems $TCO_1 + n/i/p + TCO_2$ bei der Wellenlänge λ muss für die optischen Schichtdicken annähernd gelten:

$$k \cdot \lambda/2 = k_1 \cdot \lambda/4 + k_D \cdot \lambda/2 + k_2 \cdot \lambda/4 \quad (3.49)$$

Hier sind k , k_1 , k_2 bzw. k_D ganze Zahlen. Die Summe $k_1 + k_2$ muss für maximale Transmission eine gerade Zahl ergeben. Da insbesondere die optischen Schichtdicken der TCO-Schichten eine entscheidende Rolle spielen, wird der Siliziumstapel zur Vereinfachung zunächst als eine Schicht angenommen.

Die im Vergleich zur Wellenlänge λ große Schichtdicke des Glassubstrats führt zur Ausbildung von starken, spektral dicht beieinander liegenden Interferenzen [41]. Diese Tauchen bei den Messungen der Proben mit dem Laser aufgrund der Welligkeit des Glases und der Inhomogenitäten der abgeschiedenen Schichten nicht auf. Um dem Rechnung zu tragen, wurden diese Interferenzen in der Simulation durch Mittelwertbildung herausgerechnet. Die Dicke des Glassubstrats betrug hierzu $1,1 \text{ mm} \pm \lambda/4n_{\text{Glas}}$. Mehr zum Einfluss des Glassubstrats findet sich in [41].

Einfluss der TCO-Schichten

Anhand von Simulationsrechnungen, welche einen Matrizenformalismus (Airy-Formalismus [42]) verwenden, soll im folgenden die Rolle der TCO-Schichten untersucht werden. Dazu wird ein Schichtsystem betrachtet, bei dem für den Siliziumstapel $k_D = 1$ angenommen wird und die TCO-Schichten $k_{TCO} = k_1 = k_2$ zwischen 1 und 5 variiert werden. Abbildung 3.11 verdeutlicht die

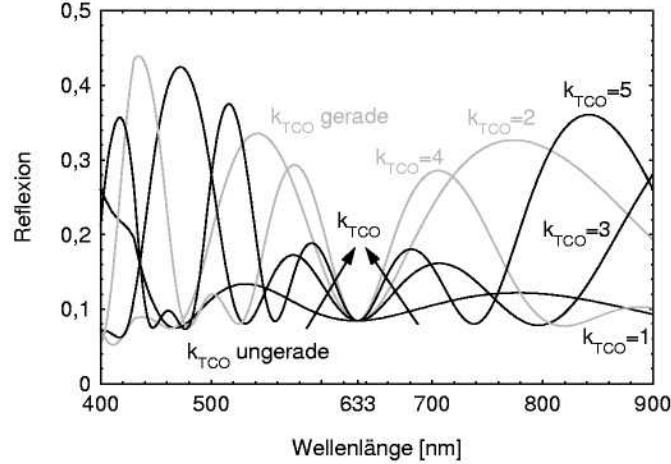


Abbildung 3.11: Simulierte Reflexionskurven von gemäß 3.49 aufgebauten Strukturen mit $k_D = 1$. Um den Einfluss der TCO-Schichtdicken zu untersuchen wurde $k_{TCO} = k_1 = k_2$ variiert. Die Siliziumschichten wurden hier als absorptionslos angenommen.

Auswirkungen am Beispiel der simulierten Reflexionskurven für den Fall, dass das Mehrschichtsystem absorptionslos ist [35].

Die Reflexionskurven sind durch das Auftreten von Minima und Maxima bei verschiedenen Wellenlängen gekennzeichnet, welche durch Interferenz der an den verschiedenen Grenzflächen rückgestreuten Wellenanteile zustande kommen. Im kurzwelligen Spektralbereich dominieren die Grenzflächen *Luft/Glas* bzw. *Luft/TCO₂* die Interferenzen, während sich für höhere Wellenlängen das gesamte Mehrschichtsystem auf den Verlauf auswirkt.

Es ist zwischen dem Fall ungerader und gerader k_{TCO} -Werte zu unterscheiden. Für ungerade $k_{TCO} = 1, 3, 5$ zeigen sich lokale Reflexionsminima bei $\lambda = 633$ nm. Für $k_{TCO} = 1$ ist das Maximum breit ausgeprägt, mit zunehmendem k_{TCO} wird es zusehends schmaler. Auch für gerade k_{TCO} -Werte treten Minima bei λ auf, welche jedoch in diesem Fall schmaler sind als für ungerade k_{TCO} -Werte.

Unter Berücksichtigung des komplexen Brechungsindex ändern sich die Reflexionseigenschaften des Mehrschichtsystems. Die Phasenbeziehung und die Amplituden der sich überlagernden Wellen verändern sich und folglich auch die durch die Interferenz hervorgerufenen Extrema.

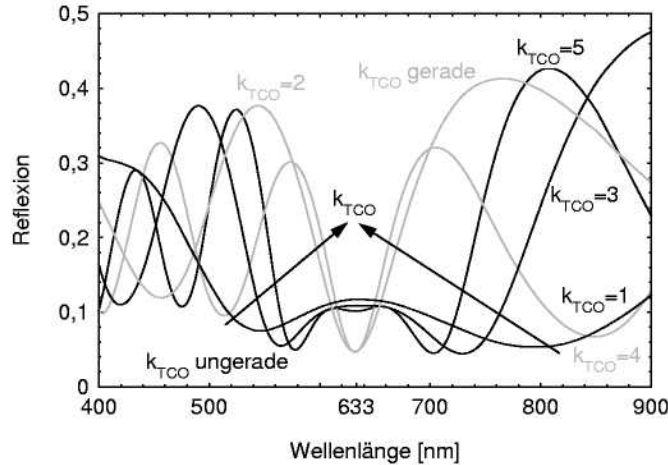


Abbildung 3.12: Analog zu Abbildung 3.11 simulierte Reflexionskurven unter Berücksichtigung absorptionsbehafteter Siliziumschichten.

Den Einfluss der Absorption verdeutlicht Abbildung 3.12. Für gerade k_{TCO} zeigt sich weiterhin ein Minimum bei 633 nm, welches in seiner Höhe gegenüber dem absorptionslosen Fall leicht abgenommen hat. Für ungerade k_{TCO} tritt nun ein lokales *Maximum* der Reflexion bei 633 nm auf. Dieses ist von zwei lokalen Minima flankiert, welche spektral dicht bei dem Maximum liegen. Für zunehmende k_{TCO} -Werte schnüren die lokalen Minima sowohl bei geradem als auch bei ungeradem k_{TCO} ein. Auch hier ist die Einschnürung bei geradem k_{TCO} deutlicher ausgeprägt. Somit ist die Angabe nach Formel (3.49) nur als grober Maßstab für die Erreichung maximaler Transmission zu nehmen [40].

Aus technologischen Gründen sollte k_{TCO} so gewählt werden, dass die Ausprägung des lokalen Reflexionsmaximums möglichst breit bzw. die Einschnürung möglichst gering ausfällt. Technologisch bedingte Abweichungen von den optimalen optischen Schichtdicken führen zu einer Fehlanpassung des Schichtsystems, welche sich in einem verschobenen Reflexionsmaximum äußert. Dies kann zu einer Erhöhung der Reflexion bei der Wellenlänge λ führen, welche für stark eingeschnürte Kurven umso drastischer ausfällt.

Ferner zeigen Simulationen, dass ein System mit geraden k_{TCO} -Werten deutlich empfindlicher auf geringfügige Abweichungen der tatsächlichen Schichtdicken von den Soll-Werten reagiert. Somit sollte k_{TCO} ungerade und möglichst kleine Werte annehmen. Dies entspricht einer Auslegung der TCO-

Schichten als Antireflexschichten. Aus optischer Sicht wäre $k_{TCO} = 1$ optimal.

Gegen die Forderung $k_{TCO} = 1$ spricht der Wunsch nach einer hohen Grenzfrequenz. Es wurden Proben gemäß Abbildung 3.10 mit verschiedenen ZnO-Schichtdicken präpariert. Die Grenzfrequenz dieser Strukturen wird durch den Serienwiderstand sowie die geometrische Kapazität dominiert (vergleiche Kapitel 4.1.5). Die Experimente belegen, dass für ZnO-Schichtdicken unter 250 nm der Serienwiderstand der Proben überproportional zur Schichtdicke ansteigt. Als Kompromiss aus optischer Anpassung und Serienwiderstand wurden die ZnO-Schichten in den im folgenden hergestellten Proben mit einer optischen Dicke von $3\lambda/4$ ausgeführt. Nimmt man einen Brechungsindex von $n_{ZnO} = 1,90$ an, so beträgt die physikalische Schichtdicke etwa 250 nm.

Einfluss der amorphen Siliziumschichten

Für maximale Transmission soll die optische Gesamtschichtdicke $n_D d_D$ des Siliziumstapels $k_D \cdot \lambda/2$ betragen.

$$n_D d_D = n_n d_n + n_i d_i + n_p d_p = k_D \cdot \lambda/2, \quad (3.50)$$

Die Indizes benennen die zur jeweiligen Größe gehörige Schicht.

Wie in Kapitel 3.1.3 ausführlich behandelt, hat die Absorberschichtdicke entscheidenden Einfluss auf die Eigenschaften des Detektors. Die n- und p-dotierte Schicht müssen daher – bei einer bestimmten i-Schichtdicke – so gewählt werden, dass die Bedingung (3.50) erfüllt wird. Im einfachsten Fall füllen n- und p-Schicht die Gesamtschichtdicke auf das nächstmögliche Vielfache von $\lambda/2$ auf.

Eine dünne n-Schicht ist prinzipiell zu bevorzugen, da die amorphe n-Schicht höhere Absorptionsverluste im Vergleich zur p-Schicht aus amorphem Siliziumkohlenstoff aufweist. Experimentelle Ergebnisse belegen jedoch, dass die n-Schicht nicht beliebig dünn ausgeführt werden kann, da andernfalls vermehrt Kurzschlüsse auftreten. Eine symmetrische Ausführung von p- und n-Schichtdicke stellt sicher, dass das aufgespannte Feld nicht dadurch limitiert wird, dass eine der dotierten Schichten zu dünn ist.

Unter Berücksichtigung dieser Randbedingungen ergeben sich zwei vielversprechende Konfigurationen von Siliziumstapeln.

$$k_D = 1 : \quad n_n d_n = \lambda/8, \quad n_i d_i = \lambda/4, \quad n_p d_p = \lambda/8 \quad (3.51)$$

$$k_D = 2 : \quad n_n d_n = \lambda/8, \quad n_i d_i = 3\lambda/4, \quad n_p d_p = \lambda/8 \quad (3.52)$$

Die Brechzahlen bei der Laserwellenlänge λ werden im folgenden für die n- bzw. p-Schicht von $n_n \approx 3,91$ bzw. $n_p \approx 3,37$ angenommen. Für eine

Absorberschicht aus a-Si:H beträgt n_{i1} etwa 3,90. Bei einer a-SiC:H-i-Schicht gilt $n_{i2} \approx 3,63$.

Damit ergibt sich für $k_D = 1$ ($k_D = 2$) eine Gesamtschichtdicke von nur ca. 85 - 90 nm (170 - 180 nm). Um derartig dünne Strukturen ohne das Auftreten von Kurzschlüssen präparieren zu können, bedurfte es besonderer Anstrengungen. Diese Problematik wird in Kapitel 4.2 eingehend diskutiert.

3.4 Integrierte Photodioden

Prinzipiell lässt sich ein System zur Längenmessung dadurch realisieren, dass zwei einzelne transparente pin-Photodioden hintereinander in fester Phasenbeziehung zueinander auf der optischen Achse angebracht werden [30]. Die Phasenlage der generierten Photoströme ist in erster Näherung durch den Abstand der Mittelpunkte der Absorberschichten definiert und lässt sich über eine Variation des Abstands der Dioden einstellen. Ein derartiges Messsystem bedarf jedoch eines relativ komplexen mechanischen Aufbaus (vergleiche Abbildung 4.7).

Die Integration von zwei transparenten pin-Photodioden in einem transparenten phasenselektiven Detektor (PSTD) verspricht einen extrem einfachen Aufbau. Abbildung 3.13 zeigt die Prinzipskizze eines integrierten PSTD, welcher aus zwei aufeinanderfolgenden, durch eine TCO_M -Schicht getrennten, Photodioden besteht [43]. Diese Anordnung verdeutlicht einen weiteren noch nicht genannten Vorteil des Sandwichkonzepts. Eine einzelne nach diesem Konzept entworfene Photodiode kann "einfach" durch Aufbringen einer zweiten Photodiode und einer dritten TCO-Schicht zum PSTD erweitert werden.

Ein Nachteil eines PSTD besteht darin, dass die Phasenlage nachträglich nicht verändert werden kann. Ferner "verdoppelt" sich die Kurzschlussproblematik.

3.4.1 Optische Eigenschaften

Um auch für den PSTD eine möglichst hohe Transmission bzw. niedrige Reflexion bei der Laserwellenlänge λ zu erreichen, muss das erweiterte Mehrschichtsystem die folgenden, von den Einzeldioden abgeleiteten Bedingungen erfüllen. Für TCO_1 und TCO_2 gilt:

$$n_{TCO1}d_{TCO1} = k_1 \cdot \lambda/4, \quad n_{TCO2}d_{TCO2} = k_2 \cdot \lambda/4 \quad (3.53)$$

Hierbei muss die Summe $k_1 + k_2$ eine gerade Zahl ergeben. Die mittlere TCO-Schicht TCO_M weist eine optische Schichtdicke

$$n_{TCOM}d_{TCOM} = k_M \cdot \lambda/2 \quad (3.54)$$

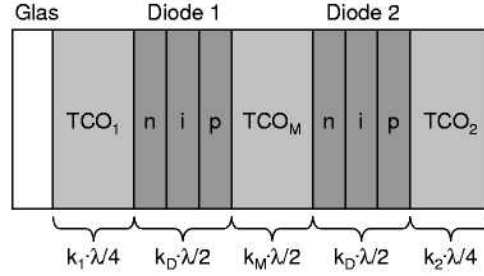


Abbildung 3.13: Schematischer Aufbau eines PSTD.

auf. Für Diode 1 ($D1$) und Diode 2 ($D2$) gilt weiterhin:

$$n_{D1}d_{D1} = k_{D1} \cdot \lambda/2, \quad n_{D2}d_{D2} = k_{D2} \cdot \lambda/2 \quad (3.55)$$

Hier stehen k_1, k_2, k_M, k_{D1} und k_{D2} für ganze Zahlen. In Analogie zu den Simulationen für einzelne pin-Photodioden verspricht das Einsetzen von ungeraden Zahlenwerten für k_1 und k_2 eine einfachere optische Anpassung des PSTD. Ein System, bei dem die TCO₁- und TCO₂-Schicht als Antireflexschicht ausgelegt sind, ist weniger sensitiv bezüglich technologisch bedingter Abweichungen der Schichtdicken.

3.4.2 Einstellung der Phasenlage

Die Phasenlage ϕ zwischen den beiden Photoströmen wird auch im Fall des integrierten Bauelements durch den optischen Abstand der Mittelpunkte der Absorberschichten bestimmt. Sie beträgt:

$$\phi = \phi_1 + \left(n_{TCOM} d_{TCOM} \cdot \frac{360^\circ}{\lambda/2} \right) + \phi_2, \quad (3.56)$$

Für ϕ_1 und ϕ_2 gelten:

$$\phi_1 = \left(\frac{n_{i1}d_{i1}}{2} + n_{p1}d_{p1} \right) \cdot \frac{360^\circ}{\lambda/2} \quad (3.57)$$

$$\phi_2 = \left(n_{n2}d_{n2} + \frac{n_{i2}d_{i2}}{2} \right) \cdot \frac{360^\circ}{\lambda/2} \quad (3.58)$$

Werden Diode 1 und Diode 2 mit den gleichen Schichtdicken ausgeführt, z.B. $n_{D1}d_{D1} = n_{D2}d_{D2} = \lambda/2$, so gilt für die Phase ϕ für Bauelemente mit

$n_{TCOM}d_{TCOM} = \lambda/2$ genau $\phi \equiv \lambda$, was dem Fall $\phi = 0^\circ$ entspricht. Unter dieser Bedingung kann die Verschiebungsrichtung des Spiegels nicht registriert werden, da die Lissajous-Figur zu einer Linie schrumpft.

Um eine von 0° abweichende Phase zu bekommen, muss eine der genannten Bedingungen für maximale Transmission (Formeln (3.53) bis (3.55)) verletzt werden. Dabei sind prinzipiell verschiedene Lösungen möglich: Eine oder mehrere der Schichten, die sich nach Formel (3.56) an der Einstellung der Phasenlage beteiligten, müssen in ihrer Dicke verändert werden, und zwar theoretisch – unter Vernachlässigung von Effekten durch Absorption im Bauelement – um insgesamt $n_x d_x = \lambda/8$, um auf eine Phasenlage von 90° zu kommen. Im folgenden werden zwei mögliche Szenarien betrachtet und anhand von Simulationsrechnungen für Dioden mit jeweils $\lambda/4$ -Absorberschicht die Auswirkungen auf die optoelektronischen Eigenschaften der Bauelemente abgeschätzt.

Fall A: Einstellung der Phase über das TCO_M

Um eine Phasenlage von 90° zu erzielen, könnte das TCO_M um $\lambda/8$ (ca. 42 nm) dünner oder dicker präpariert werden. Hier wird der Fall einer dickeren TCO_M -Schicht untersucht.

Fall B: Einstellung der Phase über eine dotierte Schicht

Ferner bestünde die Möglichkeit, eine der dotierten Schichten, entweder die p-Schicht der Diode 1 oder die n-Schicht der Diode 2 um $\lambda/8$ dicker, auf eine optische Gesamtdicke von $\lambda/4$ auszuführen. Da die p-Schicht aufgrund ihres Kohlenstoffgehalts bei der Laserwellenlänge eine geringere Absorption als die n-Schicht aufweist, ist die Variation der p-Schicht zu bevorzugen. Dies entspricht einer Schichtdicke von etwa 47 nm und die angestrebte Schichtdicke des Siliziumstapels von $\lambda/2$ (bzw. λ für Proben mit $3\lambda/4$ Absorberschicht) wird nicht eingehalten. Hier wird der Fall für Diode 1 mit einer dickeren p-Schicht untersucht.

Reflexion und Transmission

Abbildung 3.14 zeigt die Simulation von Reflexions- und Transmissionsverlauf für ein Schichtpaket ausgelegt nach den Formeln (3.53) bis (3.55) mit $k_1 = k_2 = 3$, $k_M = 1$ und $k_{D1} = k_{D2} = 1$. Dadurch wird annähernd maximale Transmission des Schichtsystems erreicht. Zum Vergleich wurden zwei Schichtsysteme berechnet, bei denen A: die TCO_M -Schicht um $\lambda/8n_{TCO}$ oder B: die p-Schicht der Diode 1 um $\lambda/8n_{p1}$ dicker ausgeführt wurde. Die maximal erreichte Transmission beträgt in der Simulation bei 633 nm etwa 63,5%. Das in Analogie zum Verlauf bei Einzeldioden auftretende lokale Maximum in der Reflexion beträgt ca. 13,5%.

Fall A: Das lokale Maximum im Reflexionsverlauf verschiebt sich leicht zu höheren Wellenlängen, der Wert bei 633 nm bleibt jedoch konstant. Die Transmission bei der Laserwellenlänge nimmt auf 60% ab. Entsprechend hat die Absorption $1 - R - T$ im Bauelement zugenommen. Diese Zunahme von 3,5 Prozent kann nicht allein durch die zusätzliche Absorption in der um $\lambda/8$ dickeren $TCOM$ -Schicht erklärt werden. Durch die Abweichung vom Idealfall $n_{TCOM}d_{TCOM} = \lambda/2$ wird das Auftreten von unerwünschten Mehrfachreflexionen innerhalb des Bauelements begünstigt.

Fall B: Die Transmission bei 633 nm bleibt nahezu konstant. Die Reflexion nimmt bei der Laserwellenlänge sogar leicht ab. Dies spricht für eine Variation der p-Schicht als Mittel, um die Phasenlage zwischen den Photoströmen einzustellen. Dies wird von Simulationen des Verlaufs der Photoströme untermauert [44].

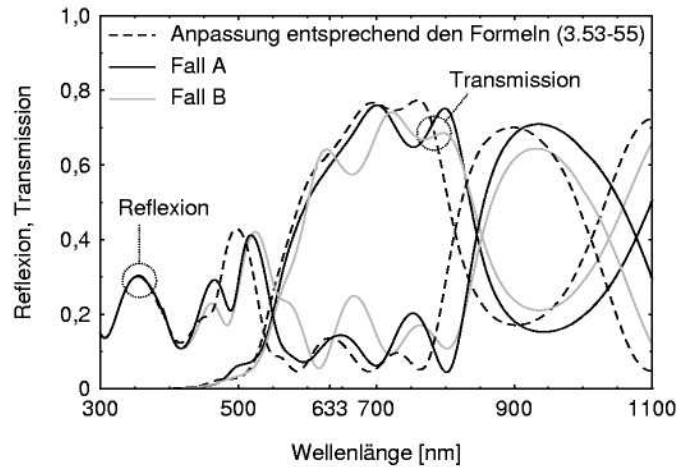


Abbildung 3.14: Simulierte Reflexions- bzw. Transmissionscharakteristika für erhöhte $TCOM$ -Schichtdicke (Fall A) und erhöhte p-Schichtdicke (Fall B) im Vergleich zur Konfiguration nach Abbildung 3.13.

Photoströme in der stehenden Welle

Bei homogener Generationsrate im Absorber ist der Photostrom proportional zur Lichtintensität. Die Annahme einer homogenen Generationsrate ist zulässig, da die Absorption der transparenten Photodioden sehr gering ist. In einem rekombinationsfreien Absorber ist der generierte Photostrom ferner proportional zur Absorption. Um Informationen über die Photoströme in der stehenden Welle zu erhalten, wurden die Absorptionen der Photodioden simuliert [45]. Die Simulationen wurden unter der Annahme durchgeführt, dass der Photostrom ausschließlich durch Absorption in der Absorberschicht bestimmt wird.

Abbildung 3.15 zeigt die simulierten Absorptionen in Abhängigkeit von der Verschiebung eines Ag-Reflektors von Strukturen gemäß Abbildung 3.13 bei denen A: die Dicke der TCO_M -Schicht oder B: der p-Schicht erhöht wurde [44]. In Abbildung 3.16 sind die Absorptionen von Diode 1 und Diode 2 auf der x- bzw. y-Achse als elliptische Lissajous-Figuren dargestellt. Die Phasenlage wurde ermittelt, indem zwei störungsfreie Sinusfunktionen an die Ellipsen angepasst und die Phase zwischen den Sinusfunktionen bestimmt wurde.

Fall A: Die fehlangepasste TCO_M -Schicht verursacht das Auftreten von Mehrfachreflexionen im Bauelement, was zur Ausbildung von Interferenzen gleicher Ausbreitungsrichtung führt. Daher weichen die Photoströme beider Dioden deutlich von einer Sinusfunktion ab. Folglich ist die Positionsbestimmung in der stehenden Welle mit einem Fehler behaftet. Die Darstellung der Photoströme als Ellipsen zeigt ferner, dass die erzielte Phasenbeziehung zwischen den Photoströmen lediglich etwa 14° beträgt. Weitere Simulationen zeigen, dass die maximale über eine TCO_M -Variation erreichbare Phasenverschiebung $24,1^\circ$ – bei starker Abweichung vom Sinus – beträgt, wenn die TCO_M -Schicht zu $d_{\text{TCOM}} = 0,83\lambda/n_{\text{TCOM}} \approx 276 \text{ nm}$ ausgeführt wird [44]. Die Variation der TCO_M -Schicht stellt also kein geeignetes Mittel dar.

Fall B: Die Photoströme zeigen einen nahezu sinusförmigen Verlauf. Eine Variation der p-Schicht führt nur in geringem Maße zum Auftreten von Mehrfachreflexionen. Die elliptische Darstellung verdeutlicht, dass die Phasenlage mit 91° nahezu perfekt ist.

Um die Phasenbedingung von $\phi \equiv (2k + 1)\lambda/8$ zwischen den Absorberschichten der beiden Dioden zu erfüllen, ist die p-Schicht der Dioden in ihrer Dicke um $\lambda/8$ zu erhöhen. Hierbei sind die Toleranzen der verwendeten Abscheidemethoden zur Herstellung der einzelnen Schichten zu beachten. An dieser Stelle muss allerdings darauf hingewiesen werden, dass die Abweichung

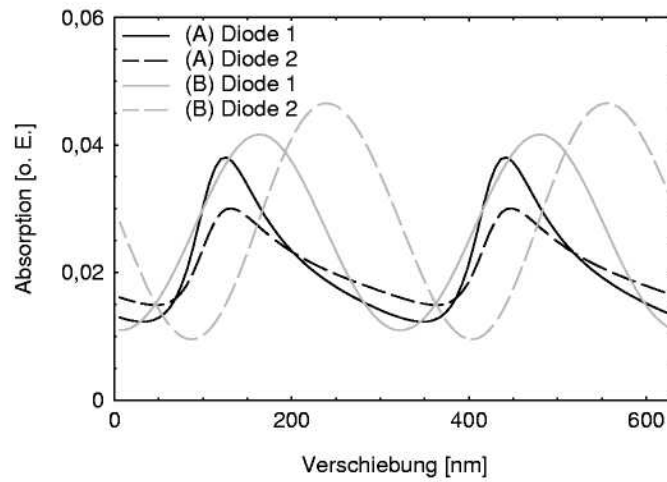


Abbildung 3.15: Simulierte Absorptionen für nach Fall A (schwarze Linien) und Fall B (graue Linien) aufgebaute PSTD.

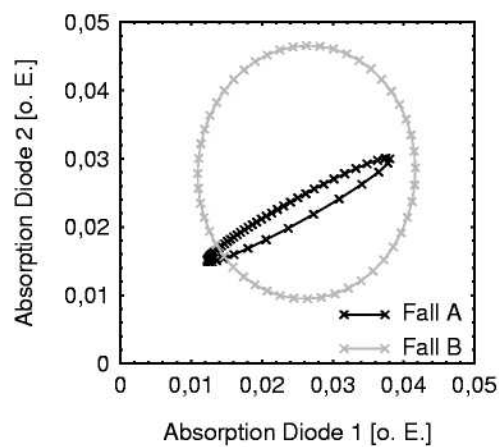


Abbildung 3.16: Auftragung der in Abbildung 3.15 gezeigten Absorptionen von Diode 1 und Diode 2 auf der x- bzw. y-Achse.

der Phasenlage durch technologisch bedingte Schichtdickenvariationen in der gleichen Größenordnung liegt wie die durch die p-Schicht-Variation angestrebte Anpassung der Phase.

Abschließend sei angemerkt, dass die Simulation für ein nach den Formeln (3.53) bis (3.55) ausgelegtes Schichtsystem keine linienartige Lissajous-Figur ($\phi \neq 0^\circ$) ergibt. Die Ursache liegt in der Absorption der Schichten, die in den Simulationen berücksichtigt werden. Die Absorption wirkt sich nicht nur auf das Reflexions- bzw. Transmissionsverhalten des Mehrschichtsystems aus (vergleiche die Abbildungen 3.11 und 3.12). Sie führt auch – gegenüber dem idealen, absorptionslosen Fall – zu einer Änderung der Phasenlage der Photoströme durch die nicht idealen Verhältnisse [44].

Kapitel 4

Grundlagen, Präparation, Messtechnik

4.1 Grundlagen

Dieser Abschnitt widmet sich den Eigenschaften der Materialien a-Si:H und TCO sowie der allgemeinen Funktionsweise von pin-Photodioden, erläutert anhand eines einfachen Ersatzschaltbildes. Die Messgrößen Grenzfrequenz, Dunkelkennlinien und Quantenwirkungsgrad werden eingeführt.

4.1.1 Amorphes Silizium

Amorphes Silizium (a-Si) zeichnet sich – im Gegensatz zu seinem kristallinen Pendant – durch das Fehlen einer Fernordnung aus. Durch eine Variation der Bindungslängen und -winkel kommt es zu einer unperiodischen Gitterstruktur und Verspannungen im Netzwerk. Durch Aufbrechen der schwachen Bindungen relaxiert das Netzwerk.

So kommt es zu einer Änderung der elektronischen Struktur von amorphem gegenüber kristallinem Silizium. Da die Zustandsdichte für halbleitende Materialien hauptsächlich durch die Nahordnung bestimmt wird, ist diese für beide Materialien vergleichbar. Jedoch finden sich an den Bandkanten – als Folge der Variation der Bindungslängen und -winkel – Bandausläufer, sogenannte *tails*, in denen die Zustandsdichte exponentiell zur Bandmitte hin abfällt. Aus den aufgebrochenen Bindungen entstehen freie Valenzen (*dangling bonds*), welche Defektzustände darstellen. Diese sind als geladene oder neutrale Zustände innerhalb der Bandlücke lokalisiert. Eine Sättigung der freien Valenzen durch beim Depositionsprozess anwesende Wasserstoffatome führt zu einer teilweisen Passivierung der Defekte. Daher spricht man in der Regel von hydrogenisiertem

amorphen Silizium (a-Si:H).

Da die Translationssymmetrie für diese Materialien gebrochen ist, wird für die Anregung eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband kein Phonon benötigt. Daher verhält sich a-Si:H wie ein direkter Halbleiter. In der Literatur findet man hierfür häufig die Bezeichnung *quasi-direkt*. Die Bandlücke des amorphen Siliziums hängt vom Wasserstoffgehalt des amorphen Netzwerks ab und liegt zwischen 1,6 eV und 1,9 eV.

Durch Zulegierung von Kohlenstoff kann die Bandlücke – je nach Kohlenstoffgehalt – bis etwa 2,6 eV variiert werden. Jedoch weisen diese Legierungen schlechtere elektronische Eigenschaften auf. Mit zunehmendem Kohlenstoffgehalt steigt der Bandabstand, aber auch die Defektdichte des Materials an [46, 47].

In den hergestellten Photodioden wurden Absorberschichten aus amorphem Silizium mit einer Bandlücke E_g von etwa 1,75 eV und amorphem Silizium-Kohlenstoff mit $E_g = 2,0$ eV eingesetzt. Der Absorptionskoeffizient bei der Laserwellenlänge $\lambda = 633$ nm beträgt für a-Si:H etwa $4,9 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ und für a-SiC:H etwa $4,3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$. Vertiefende Betrachtungen zu den Eigenschaften amorphen Siliziums und dessen Legierungen liefern [48, 49].

4.1.2 Zinkoxid

Zinkoxid (ZnO) ist ein typischer Vertreter der transparenten leitfähigen Oxide (engl.: *transparent conductive oxide*, *TCO*). Diese Materialien zeichnen sich aufgrund ihrer großen Bandlücke ($E_g > 3,0$ eV) durch eine hohe Transparenz im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich aus.

Struktur und elektronische Eigenschaften

Stöchiometrisches Zinkoxid ist ein II-VI Halbleiter. Als Einkristall weist es die hexagonale Wurtzitstruktur auf [50]. Es hat bei Raumtemperatur eine Bandlücke von 3,2 eV [51]. Aufgrund dieser großen Bandlücke ist die Ladungsträgerkonzentration sehr gering. Deshalb besitzt stöchiometrisches Zinkoxid bei Raumtemperatur nur eine geringe Leitfähigkeit. Durch gezielten Einbau von Fremdatomen wird eine sogenannte *extrinsische Dotierung* erzeugt, welche zu einer Änderung der elektrischen Eigenschaften führt. Ladungsträgerkonzentration und somit auch der spezifische Widerstand können sich dabei um mehrere Größenordnungen ändern.

Bei der Dotierung werden einige der zweiwertigen Zinkatome durch dreiwertige Elemente, wie z.B. Aluminium, ersetzt. Zwei Valenzelektronen binden sich an den Sauerstoff, während das dritte leicht thermisch aktiviert wird und

so zur Leitfähigkeit beiträgt. Andererseits reduziert sich die Beweglichkeit der freien Ladungsträger mit zunehmender Dotierung durch Streuung an ionisierten Störstellen [52].

Optische Eigenschaften

Aufgrund ihrer optischen Eigenschaften bezeichnet man die als TCO verwendeten Metalloxide auch als Fensterschichten. Abbildung 4.1 zeigt die Reflexions- (R), Transmissions- (T) und Absorptionscharakteristika (A) einer ungefähr 750 nm dicken ZnO:Al-Schicht auf Glassubstrat. Die einheitenlosen Größen R und T wurden experimentell ermittelt und daraus A über $A = 1 - R - T$ ermittelt.

Der Lichteinfall findet von der Glasseite statt. Anhand des Transmissionsverlaufs, welcher sich durch ein "optisches Fenster" auszeichnet, lassen sich drei Bereiche unterscheiden.

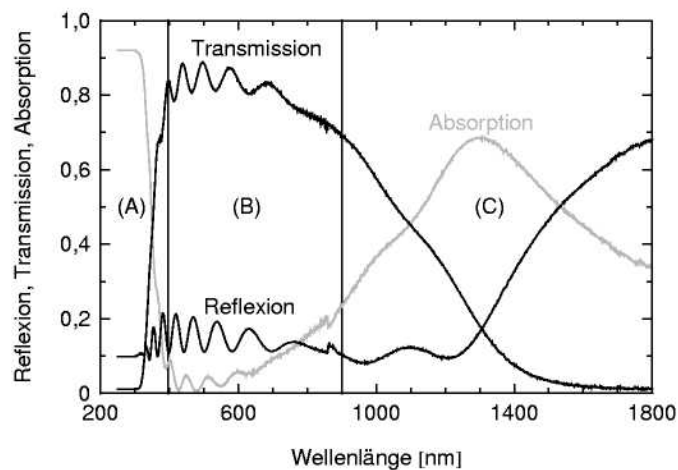


Abbildung 4.1: Reflexions-, Transmissions- und Absorptionskurven einer TCO-Schicht auf Glas unter Beleuchtung von der Glasseite.

Bereich (A) erstreckt sich vom ultravioletten Spektralbereich bis zur Wellenlänge λ_g . Unterhalb von λ_g findet Fundamentalabsorption der Elektronen über die Bandlücke hinweg statt. Bei einem undotierten stöchiometrischen Kristall entspricht die minimale Energie, die dafür nötig ist, dem Bandabstand E_{g0} [53].

Bereich (B) zeichnet sich durch eine gleichmäßig hohe Transmission aus.

Die Transmissionskurve zeigt dabei die für eine Interferenzstruktur typischen lokalen Minima und Maxima. Diese werden durch sogenannte Fabry-Perot-Interferenzen, Überlagerung von Wellen gleicher Ausbreitungsrichtung, hervorgerufen, welche durch an der Vorder- und Rückseite der TCO-Schicht reflektiertes Licht entstehen.

Die Transmission wird durch unerwünschte Reflexionen an den Grenzflächen sowie durch Absorptionsverluste limitiert.

Die Interferenzmuster bilden sich in Abhängigkeit von der TCO-Schichtdicke aus. Das Auftreten von Transmissionsminima bzw. Reflexionsmaxima kann durch

$$n_{TCO} \cdot d_{TCO} = (2k - 1) \cdot \lambda/4 \quad (4.1)$$

für den Fall beschrieben werden, dass die Absorption der Schicht vernachlässigt werden kann. n_{TCO} repräsentiert den Brechungsindex, d_{TCO} die Schichtdicke des TCO, λ die Wellenlänge sowie k die Ordnung der Interferenz.

Durch Einsetzen der Reflexionsmaxima in Formel (4.1) können diskrete Werte für den Brechungsindex gewonnen werden. Die Werte für k lassen sich aufgrund der relativ geringen Schichtdicke leicht anpassen. Die Auswertung ist in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Bei 630 nm beträgt der Brechungsindex der Schicht ca. 1,89. In Richtung kleinerer Wellenlängen nimmt n zu.

λ in nm	630	537	469	381	354
k	5	6	7	8	9
n	1,89	1,97	2,03	2,10	2,24

Tabelle 4.1: Auswertung des Reflexionsspektrums in Abbildung 4.1 mittels Formel (4.1). Es ergeben sich diskrete Werte für n bei der jeweiligen Wellenlänge λ .

Bereich (C): Im nahen infraroten Spektralbereich (*NIR*) gewinnt die Absorption der freien Ladungsträger als Verlustmechanismus an Bedeutung. Die Elektronen können zunehmend dem elektrischen Feld der Lichtwellen folgen und absorbieren Energie. Diese wird zum Teil als Wärme in Festkörper dissipiert oder wieder abgestrahlt. Folglich nimmt die Transmission ab.

Wegen der hohen Ladungsträgerkonzentration N in den Metalloxidschichten ($N \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) verhalten sich die Elektronen ähnlich wie ein freies Elektronengas in Metallen ($N \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). Sie können deshalb in guter Näherung durch die klassische Drude-Theorie beschrieben werden [50, 51]. Der Übergang vom hochtransparenten sichtbaren Bereich zum *NIR* mit sinkender Transmission wird als Plasmakante bezeichnet, die zugehörige Wellenlänge als Plasmawellenlänge λ_P . λ_P verschiebt sich mit steigender Ladungsträgerkonzentration N zu kürzeren Wellenlängen.

4.1.3 Amorphe pin-Photodioden

Die transparenten Detektoren sollen mit pin-Photodioden realisiert werden. pin-Photodioden bestehen aus einer Abfolge von p-dotierter, intrinsischer (i) und n-dotierter amorpher Siliziumschicht. Die p- und n-Bereiche sind mit transparenten Kontaktschichten aus TCO versehen.

Die durch die Dotierstoffe zur Verfügung gestellten freien Ladungsträger diffundieren ins entgegengesetzte Gebiet und rekombinieren dort mit ihren entsprechenden Partnern. Die ortsfesten Ladungen der Dotieratome bleiben zurück und haben ein elektrisches Feld zur Folge. Bei der Beleuchtung des Bauelements werden auf der Grundlage der Fundamentalabsorption von Photonen im Festkörper freie Ladungsträger erzeugt. Die in der i-Schicht generierten Ladungsträger driften durch das elektrische Feld in Richtung der Kontakte. Ist die Lebensdauer dieser Ladungsträger lang genug, erreichen sie die Kontakte. Der Teil der generierten Elektron-Loch-Paare, der die Kontakte erreicht ist als Photostrom messbar. Rekombination der in der i-Schicht generierten Ladungsträger stellt einen Verlustmechanismus dar.

Die in den dotierten Schichten erzeugten Ladungsträger liefern in der Regel keinen nennenswerten Beitrag zum Photostrom, da deren Lebensdauer zu gering ist. In erster Näherung gilt, dass nur in der i-Schicht erzeugte Ladungsträger zum Photostrom beitragen. Insofern können die Begriffe i-Schicht und Absorberschicht synonym verwendet werden.

4.1.4 Ersatzschaltbild einer pin-Photodiode

Abbildung 4.2 zeigt ein einfaches Ersatzschaltbild einer pin-Photodiode. Der transparente Photosensor stellt eine Stromquelle dar. Im Falle der Beleuchtung liefert er den Photostrom i_{ph} . Die ohmschen Verluste in der Diode werden durch den Serienwiderstand R_s und den Parallelwiderstand R_p repräsentiert. Die Kapazität der Diode wird durch C_p berücksichtigt.

Der Serienwiderstand R_s wird prinzipiell durch die Summe der Widerstände

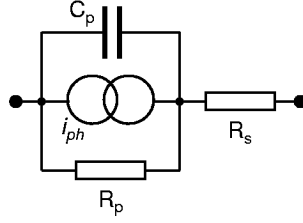


Abbildung 4.2: Ersatzschaltbild einer pin-Photodiode.

aller Zuleitungen, der transparenten Kontaktschichten, der dotierten Schichten sowie der jeweiligen Übergangswiderstände bestimmt. Experimentelle Ergebnisse belegen, dass R_s der entwickelten Bauelemente durch die geringe Leitfähigkeit der TCO-Schichten – insbesondere der TCO_2 -Schicht – bestimmt wird.

Der Parallelwiderstand R_p beschreibt lokale Kurzschlüsse der Dioden und ist abhängig von der Beleuchtungsstärke. Ein im unbeleuchteten Fall ermittelter Wert für R_p stellt eine untere Grenze dar. Mit zunehmender Beleuchtungsstärke nimmt auch R_p ab.

Die Kapazität C_p entspricht in erster Näherung der geometrischen Kapazität der Anordnung und ergibt sich aus der Diodenfläche A sowie dem Material (ϵ_r) und der Dicke d_i der i-Schicht.

$$C_p = \epsilon_r \epsilon_0 \cdot \frac{A}{d_i} \quad (4.2)$$

Für amorphes Silizium beträgt $\epsilon_r(\text{a-Si:H}) \approx 16$ und für amorphes Silizium-Kohlenstoff $\epsilon_r(\text{a-SiC:H}) \approx 12$. Die Flächen der hergestellten Bauelemente betragen $10,7 \text{ mm}^2$ für Einzeldioden und Diode 1 des PSTD sowie $8,9 \text{ mm}^2$ für Diode 2 des PSTD.

Im stationären Fall (Vernachlässigung von C_p) und für $U = 0$ bilden R_s und R_p einen Stromteiler, so dass an den äußeren Klemmen der Strom i_{Rs} entnommen werden kann.

$$i_{Rs} = i_{ph} \frac{R_p}{R_s + R_p} \quad (4.3)$$

Da der generierte Photostrom möglichst vollständig an den Klemmen abgegriffen werden soll, muss für die Widerstände $R_p \gg R_s$ gelten, damit $i_{ph} \approx i_{Rs}$ wird. Unter der Annahme, dass diese Forderung erfüllt ist, lässt sich eine einfache Beschreibung für die Grenzfrequenz der pin-Dioden angeben.

4.1.5 Grenzfrequenz

Üblicherweise wird die Grenzfrequenz einer Photodiode als die Frequenz definiert, bei der die Signalamplitude um 3dB gegenüber einem stationären Fall abgenommen hat. Hier wird die Grenzfrequenz f_g definiert als Frequenz, bei der ein Abfall der Amplitude des Wechselanteils des Photostroms von 3dB gegenüber dem Fall eines sehr langsam bewegten Spiegels eingetreten ist.

Eine Verfahrensgeschwindigkeit des Spiegels von 10 cm/s entspricht bei einer Laserwellenlänge von 633 nm einer Frequenz von 316 kHz. Die Grenzfrequenz der pin-Photodioden wird durch den Serienwiderstand R_s und die geometrische Kapazität C_p bestimmt.

$$f_g = \frac{1}{R_s C_p} \quad (4.4)$$

Für eine Diode mit 40 nm (110 nm) a-SiC:H i-Schicht ($\varepsilon_r \approx 12$) ergibt sich bei einer Fläche von $A = 10,7 \text{ cm}^2$ eine Kapazität C_p von etwa 28 nF (10 nF). Unter Annahme eines Serienwiderstands R_s von 100Ω beträgt die Grenzfrequenz theoretisch $f_g \approx 350 \text{ kHz}$ ($f_g \approx 970 \text{ kHz}$).

4.1.6 Dunkelkennlinien

Die Strom-Spannungskennlinie einer unbeleuchteten pn-Diode, die sogenannte Dunkelkennlinie, wird theoretisch beschrieben durch die Diodengleichung

$$I(U) = I_0 \cdot \left(\exp \frac{qU}{nkT} - 1 \right) \quad (4.5)$$

Dabei ist $I(U)$ die Stromdichte, U die angelegte Spannung, I_0 die Sättigungsstromdichte, n der Idealitäts- oder Diodenfaktor und T die Temperatur. q ist die Elementarladung, k die Boltzmannkonstante.

Bei Anlegen einer hohen negativen Spannung strebt die Stromdichte der Diode gegen die Sättigungsstromdichte I_0 . Der Idealitätsfaktor n ist eine empirische Größe, welche theoretisch zwischen 1 und 2 liegt. Für schwache Injektion, also bei niedrigen Vorspannungen, kann die Rekombination in der Raumladungszone vernachlässigt werden. Der Strom ist dann ein reiner Diffusionsstrom, und die Rekombination findet in den feldfreien Gebieten statt. In diesem Fall ist $n = 1$.

Tritt ein Beitrag durch einen Rekombinationsstrom in der Raumladungszone auf, welcher zum Beispiel bei breiten Verarmungszonen nicht mehr vernachlässigt werden kann, so gilt für diesen $n = 2$. Ebenso wird für starke Injektion, bei hohen Vorspannungen, $n = 2$ [54]. Es wird überprüft, inwieweit

die Diodengleichung auf die entwickelten pin-Photodioden angewendet werden darf.

Unter Berücksichtigung der Widerstände R_s und R_p ergibt sich die Strom-Spannungskennlinie als Lösung der transzendenten Gleichung

$$I(U) = I_0 \cdot \left(\exp \frac{q \cdot (U - I(U)R_s)}{nkT} - 1 \right) + \frac{U - I(U)R_s}{R_p} \quad (4.6)$$

Aus experimentell ermittelten Dunkelkennlinien lassen sich durch numerische Näherung an diese Gleichung die Parameter I_0 , n sowie die Widerstände R_s und R_p bestimmen. Abbildung 4.3 zeigt eine typische gemessene Kennlinie einer sehr dünnen pin-Photodiode. Die Stromdichte ist logarithmisch dargestellt. Damit auch die negativen Stromdichten in Sperrrichtung angezeigt werden, wurden die Absolutwerte der Stromdichten ermittelt.

Im Bereich niedriger und negativer Spannungen (A) dominiert der Parallelwiderstand R_p den Kennlinienverlauf. Für größere positive Spannungen (C) bewirkt der Serienwiderstand R_s einen linearen Anstieg der Kennlinie, welcher sich bei logarithmischer Darstellung der Stromachse im Abflachen der Messkurve äußert. Dazwischen – hier im Bereich von ca. 0,6 V bis 0,9 V – befindet sich ein Spannungsbereich (B), welcher von den Widerständen weitgehend unbeeinflusst bleibt. Die Kennlinie zeigt hier exponentielles Verhalten. In der exponentiellen Darstellung ergibt dies eine Gerade, anhand welcher sich n und I_0 bestimmen lassen. n ist proportional zum Kehrwert der Steigung, I_0 ergibt sich aus dem Schnittpunkt mit der Abszisse.

4.1.7 Quantenwirkungsgrad

Mit *Quantenwirkungsgrad* oder auch *Quantenausbeute* wird hier der äußere Quantensammelwirkungsgrad bezeichnet. Er ist das Verhältnis der pro Zeiteinheit die Photodiode verlassenden Ladungen zur Anzahl der im gleichen Zeitintervall auftreffenden Photonen.

$$QE(\lambda) = \frac{i_{ph}(\lambda)}{q \cdot \Phi(\lambda)} \quad (4.7)$$

Hier steht $\Phi(\lambda)$ für den Photonenfluss bei der Wellenlänge λ . q ist die Elementarladung.

4.2 Präparation

Als Trägermaterial des Dünnsfilmsystems dient 1,1 mm starkes Corning-Glas des Typs 1737F. Darauf werden nacheinander die TCO- bzw. Siliziumschichten aufgebracht.

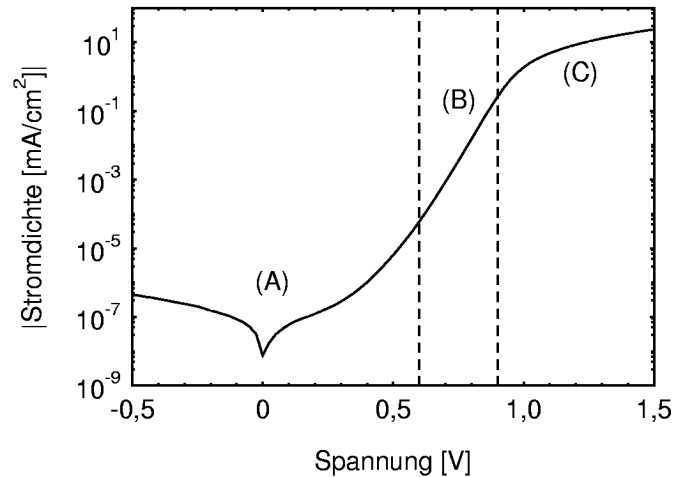


Abbildung 4.3: Typische experimentelle Dunkelkennlinie einer pin-Photodiode.

Die Präparation der Bauelemente erfolgt mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (engl.: *plasma enhanced chemical vapour deposition, PECVD*) für die Siliziumschichten und Kathodenzerstäubung (engl.: *to sputter, zerstäuben*) für die TCO-Schichten. Bei diesen Verfahren handelt es sich um Standardmethoden der Dünnschichttechnologie. Die zur Verfügung stehenden Reaktoren sind für Substratgrößen von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ausgelegt.

Anschließend wurden die Schichten im Reinraum mittels Photolithographie und verschiedenen Ätzverfahren strukturiert. Vor der Messprozedur wurden die Proben im Ofen bei 160°C ausgeheizt, da dies zur Reduzierung des Serienwiderstands führt.

Die Messungen der Dunkelkennlinien offenbarten, dass die so hergestellten, extrem dünnen Dioden häufig kurzgeschlossen waren (niedriges R_p). Die hohe Ausbeute kurzschlussfreier Einzeldioden ist eine wichtige Voraussetzung im Hinblick auf die Integration zweier Photodioden in einer Stapelkonfiguration. Daher besitzt die Erläuterung der präparativen Maßnahmen gegen Kurzschlüsse besonderen Stellenwert.

Die in diesem Abschnitt getroffenen Aussagen über das Auftreten von Kurzschlüssen basieren auf Erfahrungswerten, welche durch die Präparation und Vermessung von über hundert Einzeldioden und etwa zwanzig integrierten Photodioden gewonnen wurden.

Die in späteren Abschnitten gezeigten Messergebnisse sind typische Kur-

ven und stehen somit stellvertretend für eine Vielzahl von Bauelementen. Die dort angegebenen Probennummern (z.B. *03b104b-08*) setzen sich aus dem Jahr der Deposition (hier: *03*), einem Buchstaben, welcher die Depositionsanlage kennzeichnet (hier: *b*), einer Depositionsnummer (*104b*) sowie einer Nummer für die gemessene Diodenstruktur (*-08*) zusammen. Für die Reflexions- bzw. Transmissionsmessungen entfallen die Nummern für die einzelne Diodenstruktur (z.B. *03b104b*), da hier unstrukturierte Bereiche gemessen werden (siehe auch Kapitel 4.3.3).

4.2.1 Der Sputter-Prozess

Eine Standardmethode zur Abscheidung von TCO-Schichten stellt das Sputter-Verfahren dar [50, 55]. Beim Sputter-Prozess treffen in einem Plasma erzeugte Ionen auf ein sogenanntes Target, welches aus dem Material besteht, das auf das Substrat aufgebracht werden soll.

Als Gas zur Erzeugung des Plasmas kommt üblicherweise Argon zum Einsatz, da es ein Edelgas und somit chemisch inert ist. Es geht keine Sekundärreaktionen mit dem Targetmaterial ein. Beim rf- (radio frequency) Sputtern [56] wird das Plasma durch ein angelegtes Wechselfeld erzeugt. Das in die Reaktionskammer geleitete Argon wird durch das Wechselfeld in Argon-Kationen (Ar^+) und Elektronen zerlegt.

Aufgrund ihrer geringen Masse können die Elektronen im Plasma diesem Feld folgen. Sie laden das nichtleitende Target auf. Dadurch wird eine sogenannte Self-Bias-Spannung zwischen den Elektroden aufgebaut. Die positiv geladenen Argon-Kationen (Ar^+) können aufgrund ihrer großen Masse dem Wechselfeld nicht folgen. Sie werden durch die Self-Bias Spannung in Richtung der Kathode beschleunigt. Treffen sie dort mit genügend hoher Energie auf das Target auf, so schlagen sie dort durch Impulsübertragung Material aus dem Target heraus. Ein Teil davon gelangt auf die Substratoberfläche und trägt so zum Wachstum einer multikristallinen Schicht bei. Das Target wird bei diesem Prozess nach und nach abgetragen. Die technische Anlage, die für die Präparation der ZnO-Schichten zum Einsatz kam, ist ausführlich in [57] beschrieben.

Beim Sputter-Prozess lassen sich unter anderem die Parameter Argondruck, eingekoppelte Leistung, Anregungsfrequenz und Substrattemperatur variieren. Es können metallische oder keramische Targets zum Einsatz kommen. Ferner besteht die Möglichkeit der Sauerstoffzugabe. Die Wahl der Präparationsbedingungen wirkt sich auf Leitfähigkeit, Transparenz und Morphologie der abgeschiedenen Schicht aus. Für die Herstellung der in den entwickelten Detektoren eingesetzten TCO-Schichten kam ein keramisches Target ($ZnO:Al_2O_3$) zum

	TCO ₁	TCO ₂ bzw. TCO _M
Substrattemperatur	500°C	Raumtemperatur
Argondruck in mTorr	0,3	2, 80
Eingekoppelte Leistung in W	225	10, 200

Tabelle 4.2: Sputter-Parameter der im SWS eingesetzten TCO₁- und TCO₂- bzw. TCO_M-Schichten.

Einsatz. Der Aluminium-Anteil betrug 0,5%, 1% oder 2% (Gewichtsprozent). Es wurde kein zusätzlicher Sauerstoff in die Kammer gegeben. Die Anregungsfrequenz von 13,56 MHz entspricht der industriellen Standardfrequenz. Die übrigen Sputter-Parameter sind Tabelle 4.3 zu entnehmen. Der homogene Bereich, in dem die Schichtdicke um weniger als $\pm 10\%$ schwankt, befindet sich in der Mitte des Substrats mit einem Radius von etwa 4 cm. Die gewünschte Schichtdicke wurde über die Sputter-Zeit eingestellt.

Für TCO₁ und TCO₂ wurden unterschiedliche Parameter verwendet, um den Anforderungen an die jeweilige Schicht gerecht zu werden.

TCO₁

Das TCO₁ dient als Unterlage für die anschließend deponierten Siliziumschichten. Es zeigt sich, dass die Qualität dieser Schicht von großer Bedeutung für das Auftreten von Kurzschlüssen der Dioden ist. Durch Variation wurden die in Tabelle 4.2 genannten Parameter gewonnen, welche Proben mit hoher Ausbeute bei gleichzeitig hoher Transparenz und niedrigem Schichtwiderstand ($\sim 20 \Omega$) ermöglichen.

Untersuchungen der Oberflächentopologie der TCO₁-Schichten mittels Sekundärelektronen-Mikroskopie (SEM) offenbaren, dass morphologische Defekte für die häufig beobachteten Kurzschlüsse der Photodioden verantwortlich sein könnten. Abbildung 4.4 zeigt ein Beispiel eines Oberflächendefekts auf einer ca. 250 nm dicken TCO₁-Schicht auf Glassubstrat. Zu sehen ist eine kugelförmige Struktur, die typischerweise beim Schichtwachstum auftreten kann, wenn die Substratoberfläche eine Unebenheit aufweist oder sich dort ein Partikel befindet. Die kugelförmige Struktur liegt in ihren Abmessungen in der gleichen Dimension wie die Gesamtschichtdicke des abzuscheidenden amorphen Siliziums. Ein genereller Trend zur Wahl der Depositionsparameter, welche das Auftreten dieser Defekte vermeiden oder reduzieren, kann nicht angegeben werden. Eine Voraussetzung dafür ist absolute Reinheit des Substrats. Ferner ist der Experimentator auf empirische Ergebnisse bezüglich hoher Ausbeuten angewiesen.

Schichtdickenvariationen des TCO_1 belegen, dass die Kurzschlusswahrscheinlichkeit für dickere TCO_1 -Schichten zunimmt. Dies kann dem zunehmenden Auftreten der beobachteten Defekte mit fortschreitendem Schichtwachstum zugeschrieben werden. Um Proben mit guter Ausbeute zu erreichen, sollte die TCO_1 -Schichtdicke $3\lambda/(4n_{\text{TCO}_1}) \approx 250 \text{ nm}$ nicht überschreiten.

Des Weiteren wurde der Einsatz von Targets mit unterschiedlichem Aluminiumgehalt von 0,5%, 1% und 2% untersucht. Die höchste Ausbeute wurde für 2% erreicht, während auf Substraten mit 0,5% deutlich weniger funktionstüchtige Dioden hergestellt werden konnten. Für die in den folgenden Kapiteln gezeigten Ergebnisse wurden TCO_1 mit 0,5%, 1% oder 2% Aluminium eingesetzt. Die Schichtdicke betrug jeweils etwa $3\lambda/(4n_{\text{TCO}_1})$.

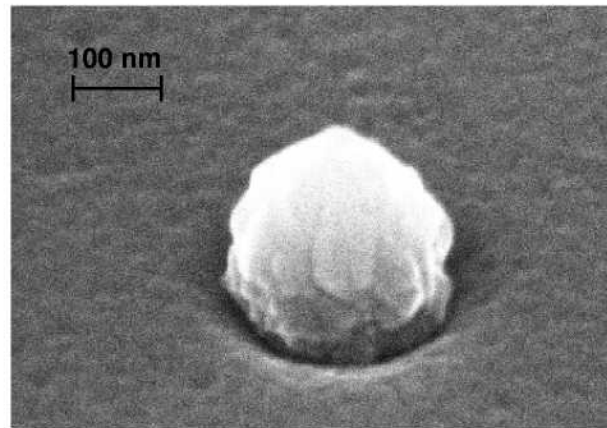


Abbildung 4.4: Mittels SEM erzeugtes Bild einer TCO_1 -Schicht. Es ist ein kugelförmiger morphologischer Defekt zu sehen, der möglicherweise für Kurzschlüsse der Photodioden verantwortlich ist.

TCO_2

Auch die auf die "Rückseite" der Dioden aufgebrachte TCO_2 -Schicht hat sich als kritisch erwiesen. Als Ursache für das zunächst häufige Auftreten von Kurzschlüssen wurde vermutet, dass das Siliziumpaket durch die auftreffenden TCO -Partikel durchschlagen wird. Diese Vermutung wird dadurch erhärtet, dass das Kurzschlussproblem bei der Herstellung von Dioden mit dickerem Siliziumstapel weniger gravierend ausfällt.

Daher wurden die Abscheidebedingungen im Hinblick auf möglichst geringe kinetische Energie der auf die Siliziumschichten auftreffenden Partikel angepasst. Eine derartige "sanfte" Deposition lässt sich durch hohen Argondruck (80 mTorr), niedrige eingekoppelte Leistung (10 W) und niedrige Heizertemperatur (Raumtemperatur) einstellen. Als Folge der niedrigeren Temperatur und der niedrigen Leistung ist die Leitfähigkeit der Schicht durch die geringere Kristallitgröße, die geringere Materialdichte und den höheren Einfluss der Korngrenzeneffekte niedriger als die des TCO_1 [58].

Zur Optimierung des Serienwiderstands wurde sowohl der Druck als auch die Leistung im weiteren Verlauf der Abscheidung erhöht, da hierdurch das aufgebrachte Material kompakter und leitfähiger wird. Nach Beendigung einer definierten Rampenfunktion wird unter konstanten Bedingungen (Leistung 200 W, Argondruck 2 mTorr) aufgewachsen, bis die gewünschte Schichtdicke erreicht ist.

Bei der TCO_2 -Schicht handelt es sich also um ein aus mehreren Abschnitten bestehendes Schichtsystem. Eine nach diesem Rezept hergestellte TCO -Schicht führte zu einer Steigerung der Ausbeute kurzschlussfreier Dioden. Für eine Schichtdicke von $3\lambda/(4n_{\text{TCO}_2}) \approx 250$ nm ergibt sich ein Schichtwiderstand von etwa 60Ω . Einer geringen Kurzschlusswahrscheinlichkeit wurde – insbesondere im Hinblick auf die Integration einer zweiten Diode – absolute Priorität gegenüber dem Wunsch nach niedrigem Serienwiderstand eingeräumt.

TCO_M

Bei der Herstellung der zweiten Diode ist aus technologischer Sicht die Oberflächentopologie des TCO_M von entscheidender Bedeutung. Es bildet das Substrat für die neu zu deponierenden Siliziumschichten der zweiten Diode und muss insofern, ähnlich wie das TCO_1 für die erste Diode, bezüglich des Auftretens von Kurzschlüssen optimiert werden. Gleichzeitig bildet das TCO_M den Rückseitenkontakt der Diode 1. Um deren Unversehrtheit zu gewährleisten wurden die Sputter-Parameter der TCO_M -Schicht wie für die TCO_2 -Schicht gewählt.

Ein Vergleich von PSTD mit optischen TCO_M -Schichtdicken von $\lambda/2$ bzw. λ offenbart, dass Bauelemente mit dickerem TCO_M weniger anfällig für Kurzschlüsse sind. Dies gilt für *beide* Dioden.

Eine eindeutige Erklärung hierfür kann nicht angegeben werden. Zum einen könnte das TCO_M eine Schutzschicht für Diode 1 gegen die Einflüsse durch die Deposition der Diode 2 darstellen. Durch kleine Löcher in der TCO_M -Schicht kommt es bei der Abscheidung der n-Schicht der Diode 2 zur Wechselwirkung des Plasmas mit der p-Schicht der Diode 1. Dies könnte Kurzschlüsse verursa-

chen, welche durch eine dickere, kompaktere TCO_M -Schicht vermindert würden. Zum anderen ändert sich die Oberflächentopologie der TCO_M -Schicht mit fortschreitendem Wachstum. Im Fall einer Schichtdicke von λ bietet die Oberfläche möglicherweise günstigere Bedingungen für eine kurzschlussfreie Diode 2.

4.2.2 Das PECVD-Verfahren

Eine bewährte Methode zur Herstellung von amorphem Silizium besteht in der plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidung [49]. Beim PECVD-Verfahren werden Prozessgase in eine Reaktionskammer geleitet. Durch Dissoziationsreaktionen werden die Gasmoleküle in einem Plasma, welches durch ein Hochfrequenzfeld aufrecht erhalten wird, zersetzt. Ein Teil der entstehenden Reaktionsprodukte gelangt durch Diffusion zur Substratoberfläche und lagert sich dort an, was zum Wachstum einer Schicht führt.

Über Variation der Depositionsparameter Anregungsfrequenz, eingekoppelte HF-Leistung, Substrattemperatur, Gasdruck sowie Gasfluss lässt sich der Wachstumsprozess und somit die Struktur des abgeschiedenen Materials beeinflussen. Mehr Informationen zum PECVD-Verfahren finden sich in [49].

Zur Herstellung der Schichten stand eine Depositionsanlage mit sechs Reaktionskammern zur Verfügung. Für die Herstellung der p-dotierten, n-dotierten und intrinsischen Schichten wurde jeweils eine eigene Kammer verwendet, um Querkontaminierung der Kammern zu vermeiden. Der Aufbau der Anlage wird in [59] beschrieben.

Als Prozessgase für die in den entwickelten Detektoren verwendeten Schichten kamen Silan (SiH_4), Methan (CH_4) und Wasserstoff (H_2) sowie für die n- bzw. p-Dotierung Phosphin (PH_3) bzw. Trimethylbor ($\text{B}(\text{CH}_3)_3$, kurz: TMB) in verschiedenen Mischungsverhältnissen zum Einsatz. Die Schichten werden in einem Niedertemperaturprozess bei einer Substrattemperatur von etwa 210°C abgeschieden. Die Frequenz beträgt 13,56 MHz. Die übrigen Depositionsparameter sowie die eingesetzten Prozessgase sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Die sich aufgrund dieser Parameter einstellenden Depositionsraten sind ebenfalls angegeben. Die großen Schwankungen ergeben sich aus der Präkonditionierung der Depositionskammer. Insbesondere nach einer Kammerreinigung ändern sich die Depositionsraten, um sich mit zunehmender Belegung der Kammerwände nach und nach zu stabilisieren.

Die gewünschte Dicke der abzuschheidenden Schicht wird über die Dauer des Abscheidungsprozesses eingestellt. Da die exakte Einhaltung der Schichtdicken eine entscheidende Rolle für die Qualität der Bauelemente spielt, wurden die

¹standard cubic centimetre

	p-a-SiC:H	i-a-Si:H	i-a-SiC:H	n-a-Si:H
Gase (Gasfluss in sccm ¹)	SiH ₄ (40) CH ₄ (60) TMB (20)	SiH ₄ (40)	SiH ₄ (4) CH ₄ (4) H ₂ (180)	SiH ₄ (25) PH ₃ (60)
Gasdruck in mTorr	800	700	1000	500
Leistung in W	3,0	3,0	4,0 - 4,4	4,0
Depositionsrates in Å/s	2,0 - 3,0	1,8 - 2,6	0,35 - 0,7	2,0 - 3,0

Tabelle 4.3: Depositionsparameter und zugehörige Depositionsrates der in den Detektoren eingesetzten amorphen Schichten.

Depositionsrates jeder einzelnen Schicht regelmäßig kontrolliert. Sie wurden anhand von Schichtdickenmessungen an dreißigminütigen Depositionen auf Glassubstraten ermittelt.

Es zeigte sich, dass mit diesen Depositionsrates die erwartete Gesamtschichtdicke des Siliziumstapels auf dem mit ZnO beschichteten Glassubstrat ca. 20% übertroffen wurde. Ursächlich hierfür ist der Einfluss des Substrates auf den Wachstumsprozess. Insbesondere unterscheidet sich die Depositionsrates bei der Abscheidung der ersten Nanometer der Schicht, des sogenannten *Nukleationsbereichs*, vom Bereich *stationären Wachstums*.

Um diese Abweichungen auszugleichen, wurden Korrekturfaktoren für die Depositionszeiten eingeführt. Sie betragen 0,87 für die n- und die p-Schicht und 0,83 für die i-Schicht. Mit diesen empirischen Schätzwerten, konnten die Gesamtschichtdicken der Proben in etwa angepasst werden.

Zusätzliche Unsicherheit bei der Einstellung der Schichtdicken rühren aus der Inhomogenität der deponierten Schichten über dem Substratquerschnitt. Der Bereich homogener Schichtdicke befindet sich in der Mitte des Substrats innerhalb eines Radius von etwa 4 cm. Innerhalb dieses Bereichs beträgt die Schwankung der Schichtdicke etwa $\pm 10\%$.

Verringerung von Kurzschlüssen

Bei Dünnschichtphotodioden mit einer Gesamtdicke von unter 100 nm nimmt die Wahrscheinlichkeit, dass das Bauelement kurzgeschlossen ist, stark zu [60, 61, 62]. Anhand experimenteller Beobachtungen konnten verschiedene präparative Maßnahmen herausgearbeitet werden, die das Auftreten von Kurzschlüssen verringern. Dabei dürfen die Anforderungen an die Funktionsweise des Mehrschichtsystems (vergleiche Kapitel 3) nicht aus den Augen verloren werden.

- Die Erhöhung der Gesamtschichtdicke des Siliziumstapels reduziert das Auftreten von Kurzschlüssen. Ein ausführlicher Vergleich der optoelektronischen Eigenschaften von Proben mit $\lambda/2$ und λ Gesamtschichtdicke folgt in den Kapiteln 5.2, 6 und 7.
- Die Depositionsreihenfolge $n/i/p$ erweist sich gegenüber $p/i/n$ als vorteilhaft. Der Kohlenstoffgehalt der p-Schicht macht nip-Strukturen unempfindlicher bezüglich Sputterschäden durch die anschließend aufgebraachte TCO_2 - bzw. TCO_M -Schicht, was mit der unterschiedlichen Mikrostruktur von a-SiC:H im Vergleich zu a-Si:H erklärt werden kann [63]. Die n-Schicht enthält keinen Kohlenstoff.

Alle in dieser Arbeit untersuchten Proben basieren auf der nip-Reihenfolge.

- Die Einlegierung von Kohlenstoff in die i-Schicht führt zu einer Steigerung der Ausbeute. Dies ist – analog zur obigen Argumentation – auf die unterschiedliche Mikrostruktur von amorphem Silizium und Silizium-Kohlenstofflegierungen zurückzuführen [63].
- Aufgrund der kleineren Bandlücke der n-Schicht sollte deren Dicke möglichst gering ausgeführt werden, um hohe Transparenz zu erreichen. Eine n-Schichtdicke von ca. 20 nm sollte jedoch nicht unterschritten werden, da ansonsten keine homogene, geschlossene Beschichtung der ZnO-Oberfläche erreicht wird, was Kurzschlüsse begünstigen kann.
- Eine regelmäßige Reinigung der Depositionskammern erweist sich als vorteilhaft für die Qualität der Bauelemente.

4.2.3 Strukturierung mittels Photolithographie

Das großflächige Mehrschichtsystem wurde unter Reinraumbedingungen mittels Photolithographie strukturiert. Für Einzeldioden wurde eine Maske verwendet, über die 25 Strukturen mit den Abmessungen $4,00 \text{ mm} \times 2,67 \text{ mm}$ erzeugt werden. Im Falle des PSTD wurde für die Diode 2 eine zweite Maske mit einer quadratischen Aussparung von $1,33 \text{ mm} \times 1,33 \text{ mm}$ benötigt, um die darunter liegende Diode 1 kontaktieren zu können. Abbildung 4.5 zeigt die erzeugten Strukturen in der Aufsicht (A) und im Querschnitt (B).

Zur Kontaktierung werden Kontaktspitzen direkt auf die freiliegenden TCO-Bereiche aufgesetzt. Dies führt leicht zur Zerstörung der Bauelemente. Insbesondere bereits geringfügige Erschütterungen des jeweiligen Messaufbaus

führen zu Kurzschlüssen. Ferner sind die Diodenflächen im Vergleich zum Laserdurchmesser von nur ca. 0,8 mm sehr groß. Dies wirkt sich in einer großen Kapazität C_p , einem hohen R_s durch lange Strompfade sowie der höheren Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Kurzschlüssen aus. Hier soll in zukünftigen Arbeiten durch ein neues Maskendesign mit kleineren Strukturen, welches ferner eine alternative Kontaktierung ermöglicht, abgeholfen werden.

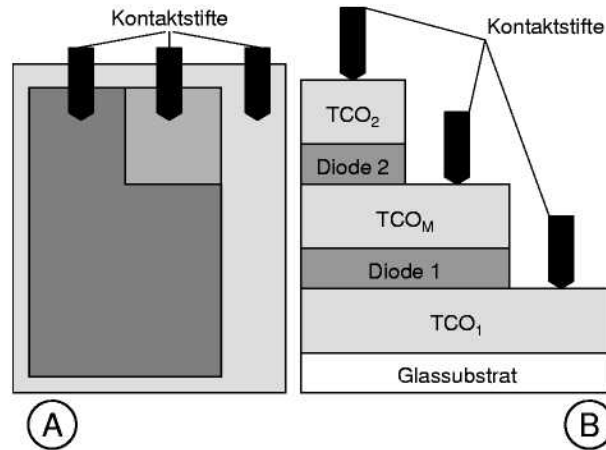


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Geometrie und Kontaktierung der strukturierten Bauelemente.

Bei der Strukturierung wurde darauf geachtet, dass die Bauelemente im Bereich homogener Schichtdicke – möglichst in der Mitte des Substrats – herausgearbeitet werden. Der eingesetzte Photolithographie-Prozess besteht aus dem Belackern der Probe mit einem geeigneten Photolack, z.B. Clairant AZ 5214-E. Anschließend erfolgt die Belichtung mit UV-Licht der Wellenlänge 365 nm für 5,5 Sekunden. Nach einer Entwicklungszeit von 45 Sekunden im Entwicklerbad (AZ 400K) blieben nur noch die 25 gewünschten Diodenstrukturen aus Photolack zurück. Der Photolack dient als Schutz gegen die nachfolgenden Ätzprozesse. Zunächst wird die TCO₂-Schicht mit verdünnter Salzsäure (ca. 2%) entfernt, wobei das darunter liegende amorphe Silizium von der Säure nicht angegriffen wird. Zum Entfernen des Siliziums verwendet man sogenanntes reaktives Ionenätzen (engl.: reactive ion etching, RIE). Bei der RIE-Methode unter Verwendung des Gases Schwefelhexafluorid (SF₆) wird in einem selektiven Ätzprozess das amorphe Schichtsystem vollständig entfernt, während die

darunter liegende TCO-Schicht kaum angegriffen wird. Zu guter Letzt werden die Photolackstrukturen mit Aceton entfernt.

4.2.4 Annealing

Nachdem die Dioden aus dem Mehrschichtsystem herausgearbeitet wurden, folgt mit dem Ausheizen (engl.: *annealing*) der abschließende Präparationsschritt. Die Proben werden für 20 Minuten bei 160°C im Ofen gelagert. Dies führt zu einer signifikanten Erniedrigung des Serienwiderstands der Bauelemente. Für eine Einzeldiode wurde beispielsweise eine Reduzierung von 1,5 k Ω auf 135 Ω beobachtet. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in thermischen Auswirkungen auf die p/TCO₂-Grenzfläche, da das TCO₂ bei Raumtemperatur aufgebracht wird. Die übrigen Schichten werden bei Temperaturen über der Annealing-Temperatur abgeschieden, sollten also durch diese Prozedur nicht beeinflusst werden.

Die TCO₂-Schicht selbst zeigt keine Veränderung der Leitfähigkeit durch Ausheizen bei 160°C.

4.3 Messtechnik

Die zur messtechnischen Charakterisierung der Detektoren eingesetzten Messverfahren werden im folgenden Abschnitt erläutert. Es bestand die Möglichkeit der Messung von Dunkelkennlinien, spektraler Empfindlichkeit, Reflexion und Transmission sowie des Photostroms in der stehenden Welle. Ferner wurden die Schichtdicken kontrolliert.

4.3.1 Aufnahme der Dunkelkennlinien

Die Strom-Spannungskennlinien wurden mittels eines Kennlinienschreibers (Keithley 238) gemessen. In der Regel wurde ein Spannungsbereich von -0,5 bis +1,5 Volt in 0,025 Volt-Schritten durchgeföhren, um die Einflüsse sowohl des Serienwiderstands als auch des Parallelwiderstands zu ermitteln. Die Probe wurde zur Abschirmung in einer Metallbox kontaktiert. So konnten Ströme bis hinunter zu einigen pA gemessen werden.

Die Kontaktierung der Proben erfolgte mittels Kontaktstiften, welche auf die TCO₁- und TCO₂-Bereiche gesetzt wurden. Diese "labormäßige" Kontaktierung führt zu relativ großer Streuung des Serienwiderstands R_s . Der Einsatz von hochleitfähigen Metallschichten (z.B. Ag oder Al) auf den TCO-Schichten in Bereichen, welche nicht vom Laser bestrahlt werden, kann die Kontaktierung verbessern.

4.3.2 Der DSR-Messplatz

Zur Bestimmung des Quantenwirkungsgrades stand ein Messplatz zur Ermittlung der differentiellen spektralen Empfindlichkeit (engl.: *differential spectral response*, *DSR*) zur Verfügung. Bei der DSR-Methode wird die Probe mit einer definierten Lichtintensität bestrahlt. Hierzu wird eine Lichtquelle mit kleiner Kohärenzlänge verwendet. Bei dieser Messung kommt – im Gegensatz zur Messung in der stehenden Welle (siehe Kapitel 4.3.4) – kein Spiegel zum Einsatz. Der Messstrahl passiert die Probe also nur einmal. Der so erzeugte Photostrom wird mittels Lock-in-Verstärker gemessen. Aus der spektralen Empfindlichkeit S lässt sich über

$$QE(\lambda, U) = S(\lambda, U) \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot q} \quad (4.8)$$

der externe Quantenwirkungsgrad QE errechnen. Hier stehen h für das Plancksche Wirkungsquantum, c für die Lichtgeschwindigkeit, λ für die Wellenlänge und q für die Elementarladung.

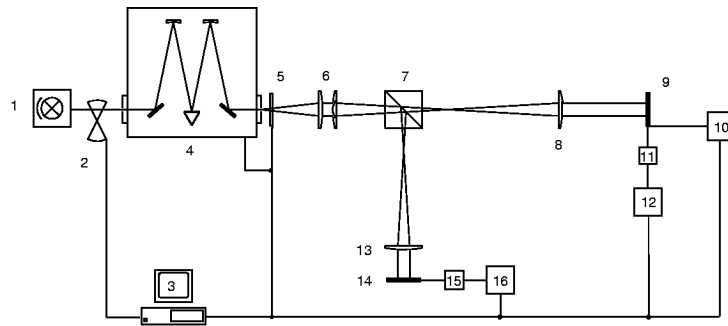


Abbildung 4.6: Schematischer Aufbau des DSR-Messplatzes.

Abbildung 4.6 zeigt den schematischen Aufbau der Messanordnung. Als Lichtquelle dient eine Xenonlampe (1), deren Licht mittels eines Kantenfilterrades (5) und eines Monochromators (4) in seine spektralen Anteile zerlegt wird. Ein vorgeschaltetes Chopperrad (2) erzeugt Wechsellichtimpulse. Diese werden über ein Linsensystem (6) auf einen Strahlteiler (7) abgebildet, wo sie in einen Mess- und einen Referenzstrahl aufgespalten werden. Der Messstrahl wird über eine Optik (8) auf die Probe (9) abgebildet und erzeugt dort einen Photostrom. Dieser wird nach Vorverstärkung mittels Strom-Spannungswandler (11) in eine Spannung umgeformt, welche schließlich vom Lock-in-Verstärker

(12) gemessen wird. Eine weitere Optik (13) fokussiert den Referenzstrahl auf eine Photodiode (14) bekannter Empfindlichkeit. Der in der dieser Referenzdiode generierte Photostrom wird mittels Strom-Spannungswandler (15) und Lock-in-Verstärker (16) weiterverarbeitet.

Aus dem Signal der Photodiode kann durch Vergleich mit einer Referenzmessung auf die Intensität des Messstrahls geschlossen werden. Sie beträgt üblicherweise mehr als $10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ Photonen – bei einem Durchmesser des Messflecks von ca. 0,4 cm.

Die Proben wurden in einem Spektralbereich von 300 nm bis 800 nm in Intervallen von 10 nm gemessen. Die spektrale Breite des Messlichts beträgt weniger als 10 nm. Die Bauelemente wurden im Kurzschlussfall bei 0 V oder unter Einprägung einer sogenannten Bias-Spannung durch eine Spannungsquelle (10) gemessen.

Bei der Messung wurden die Photodioden von beiden Seiten, entweder von der Glas- oder von der TCO_2 -Seite, beleuchtet. Da die Proben kleinere Abmessungen als der Messfleck aufweisen, werden sie bei der Messung überstrahlt, d.h. ein Teil der Photonen geht verloren. Dieser systematische Messfehler wurde bei den Einzeldioden berücksichtigt und die Messwerte entsprechend umgerechnet. Im Falle des PSTD werden die unterschiedlichen Flächen von Diode 1 und Diode 2 korrekt berücksichtigt.

Bei der Beleuchtung des PSTD von der Glasseite passiert das auftreffende Licht die Glas- und die TCO_1 -Schicht, um dann in die Diode 1 zu gelangen. Dies wird im folgenden als *direkte* Beleuchtung bezeichnet. Wird Diode 2 gemessen, "fehlen" die in Diode 1 absorbierten Photonen zur Erzeugung des Messsignals, da Diode 1 als Transmissionsfilter fungiert. Dieser Fall wird im folgenden als *indirekte* Beleuchtung der Diode 2 bezeichnet. Analog dazu wird bei Beleuchtung der Probe durch das TCO_2 Diode 2 *direkt* und Diode 1 *indirekt* beleuchtet.

Bei der Messung der Diode 1 unter indirekter Beleuchtung tritt ein prinzipbedingter Messfehler auf, der nicht korrigiert werden kann. Aufgrund der kleineren Fläche der Diode 2 gelangt ein geringer Teil des Messspots direkt auf die Diode 1. Dem durch die Filterwirkung der Diode 2 reduzierten Signal wird ein Signal durch direkte Beleuchtung überlagert, welches nicht vernachlässigt werden kann, da das Licht "ungefiltert" auftrifft. Dies ist bei der Interpretation der Messergebnisse zu beachten. Da zur Erzeugung der stehenden Welle ein Laser mit einem Strahlquerschnitt von unter 1 mm zum Einsatz kommt, spielt dieser Effekt in der Anwendung keine Rolle.

4.3.3 Reflexion und Transmission

Die Messungen der Reflexion und Transmission wurden mit einem Spektrometer der Firma Perkin Elmer, Typ Lambda 19, durchgeführt. Dabei wurde ein Spektralbereich von 300 nm bis 800 nm abgefahren. Die Linienbreite beträgt 1 nm. Der Messfleck besitzt einen Durchmesser von ca. 1 cm. Die strukturierten Bauelemente besitzen kleinere Abmessungen. Daher wurde ein unstrukturierter Bereich auf dem selben Substrat der Messung unterzogen. Durch die großflächige Beleuchtung werden Verfälschungen der Messung durch lokale Inhomogenitäten des Mehrschichtsystems vermieden.

Die Messungen fanden in der Mitte des Substrates im Bereich homogener Abscheidung – sowohl unter Beleuchtung von der Glas- als auch von der TCO₂-Seite – statt.

Aus den gemessenen Reflexions- (R) und Transmissionskurven (T) lässt sich die Absorption (A) berechnen.

$$A = 1 - R - T \quad (4.9)$$

4.3.4 Messung des Photostroms in der stehenden Welle

Beim Projektpartner, dem Institut für Prozess-, Mess- und Sensortechnik (PMS) der TU Ilmenau, stand ein Messaufbau zur Charakterisierung der transparenten Photodioden in der stehenden Welle zur Verfügung. Die in dieser Arbeit gezeigten Photoströme wurden vom Projektpartner gemessen und im Rahmen der Zusammenarbeit zur Verfügung gestellt. Die Bestimmung des Messfehlers aus den Kurven der Photoströme wurde ebenfalls in Ilmenau durchgeführt.

Eine Konfiguration des Messplatzes für die gleichzeitige Messung von zwei separaten Photodioden zeigt Abbildung 4.7 [30]. Der Aufbau besteht aus einem stabilisierten Helium-Neon-Laser, welcher eine Wellenlänge von $\lambda = 633$ nm liefert und dabei eine Kohärenzlänge von größer als 1 m aufweist. Der Laser strahlt auf einen Planspiegel, der orthogonal zur optischen Achse ausgerichtet ist. Um Reflexe des Planspiegels in den Laserresonator zu verhindern, befindet sich am Laserausgang ein optischer Isolator. Die Laserleistung betrug zwischen 0,5 mW und 2,0 mW.

Der Planspiegel ist an einem Piezoschwinger befestigt (nicht in der Abbildung dargestellt) und führt eine Bewegung mit einer Wegamplitude von $0,6 \mu\text{m}$ bis $1 \mu\text{m}$ – entsprechend ca. zwei bis drei Intensitätsperioden – aus.

Mittels mechanischer Baugruppen werden die transparenten Photodioden orthogonal zum Laserstrahl mit einer Abweichung kleiner als 5° ausgerichtet. Eine Diode kann mittels Piezo-Aktuator – durch Variation der angelegten

Spannung – entlang der optischen Achse bewegt werden. Darüber wird der Abstand der Dioden mit nm-Empfindlichkeit variiert.

Durch die Bewegung des Spiegels schiebt sich das Intensitätsprofil durch die im Strahlengang befindlichen Photodioden. Diese registrieren die Veränderung der Lichtintensität an ihrem Ort und liefern einen dazu proportionalen Photostrom. Die Photoströme wurden mittels Strom-Spannungs-Wandler in eine äquivalente Spannung umgeformt, verstärkt und mittels Oszilloskop zur Anzeige gebracht. Gibt man die Signale jeweils auf den x- bzw. y-Kanal des Oszilloskops, so erhält man Lissajous-Figuren.

Für Messungen mit einzelnen Photodioden oder PSTD vereinfacht sich der mechanische Aufbau.

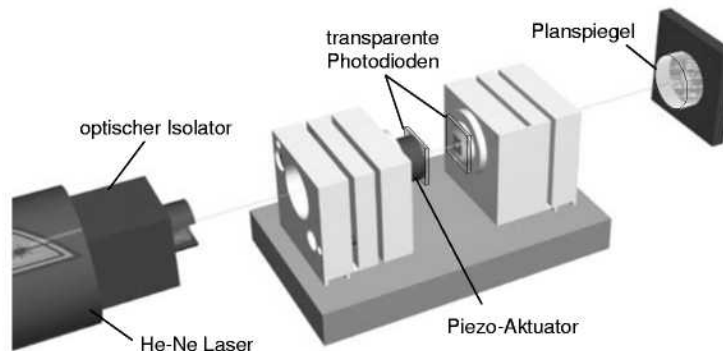


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung eines experimentellen Aufbaus zur Bestimmung der Photoströme von zwei hintereinander in die stehende Welle eingebrachten Photodioden. Über die Variation des Abstands der Dioden mittels Piezo-Aktuator kann die Phasenlage der gewonnenen Photoströme eingestellt werden.

4.3.5 Messung der Grenzfrequenz

Beim Projektpartner in Ilmenau bestand ferner die Möglichkeit der Bestimmung der Grenzfrequenz. Die Messung der Grenzfrequenz wurde nicht in der stehenden Welle durchgeführt. Es kam ein intensitätsmodulierter Diodenlaser zum Einsatz, welcher die Abtastung des Intensitätsprofils beim Verfahren des Spiegels simulierte.

Die experimentellen Zahlenwerte der Grenzfrequenz wurden vom Projektpartner zur Verfügung gestellt.

4.3.6 Kontrolle der Schichtdicken

Die Kontrolle der Schichtdicken erfolgte mit einem Oberflächenprofilometer der Firma Veeco, Typ DEKTAK 3030. Bei der Messung fährt eine sehr dünne Messspitze über die Probenoberfläche. Dabei überfahrene Kanten können theoretisch bis zu einer Genauigkeit von 5 nm gemessen werden.

Für die Messung der TCO-Schichtdicken wurden durch Ätzen mit Salzsäure (HCl) Kanten erzeugt. Die unter dem TCO befindliche Schicht aus Glas bei TCO_1 bzw. Silizium bei TCO_2 und TCO_M wird von der Säure nicht angegriffen und dient als Ätzstopp. Bei Abweichungen der gemessenen Schichtdicken von den angestrebten Werten wurde die Zeit des Sputter-Prozesses entsprechend angepasst.

Die p, i, bzw. n-Siliziumschichten sind einer Schichtdickenmessung nicht einzeln zugänglich. Lediglich die Dicke des Siliziumstapels n+i+p-Schicht kann bestimmt werden. An den fertig strukturierten Proben kann ohne weitere Ätzschritte die Stufenhöhe von TCO_M +Diode 1 bzw. TCO_2 +Diode 2 ermittelt und über die Messungen für die einzelnen TCO-Schichten auf die Dicke des jeweiligen Siliziumstapels geschlossen werden.

Kapitel 5

Einzeldioden

5.1 Absorbermaterialien a-Si:H und a-SiC:H

Nachdem bereits in Kapitel 4.2, bei der Erörterung der präparativen Maßnahmen, die Rahmenbedingungen für kurzschlussfreie Bauelemente diskutiert wurden, widmet sich dieses Kapitel der intensiven Betrachtung der physikalischen Vorgänge in dünnen Einzeldioden. Diese wurden nach Maßgabe der genannten Kriterien für möglichst kurzschlussfreie Bauelemente mit niedrigem Serienwiderstand und hoher Transmission gefertigt. Es handelt sich also um Strukturen $Glas/TCO_1/n/i/p/TCO_2$. Die optische Dicke der TCO-Schichten betrug jeweils in etwa $3\lambda/4n_{TCO}$.

Es werden zunächst drei Proben mit einer Gesamtdicke von $\lambda/2n_i$ und i-Schichten aus amorphem Silizium, amorphem Siliziumkohlenstoff bzw. einer Kombination aus beidem untersucht. Die Absorberschicht bestand aus (a) 30 nm a-Si:H, (b) 30 nm a-SiC:H und (c) aus einer Folge von zunächst 15 nm a-Si:H und anschließend 15 nm a-SiC:H. Identische n- bzw. p-Schichten der drei Proben stellen sicher, dass Unterschiede in den Messergebnissen mit hoher Sicherheit auf die Variation der Absorberschicht zurückgeführt werden können. Die Schichtdicke der n-Schicht wurde zu ca. 20 nm gewählt, die der p-Schicht zu ca. 35 nm (siehe Abbildung 5.1).

5.1.1 Charakteristik der Dunkelkennlinien

Abbildung 5.2 zeigt je eine typische Strom-Spannungskennlinien aller drei Proben im Dunkelfall. Auffällig ist die nahezu parallele Verschiebung des logarithmischen Kurvenabschnittes zwischen 0,65 V und 0,85 V der a-SiC:H-Probe gegenüber der a-Si:H-Probe zu niedrigeren Stromdichten um ca. Faktor 20. Die Ursache hierfür ist der höhere Bandabstand des a-SiC:H im Vergleich zum

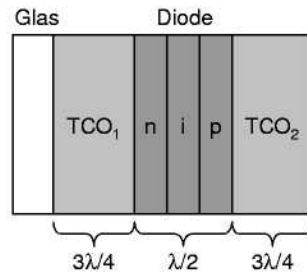
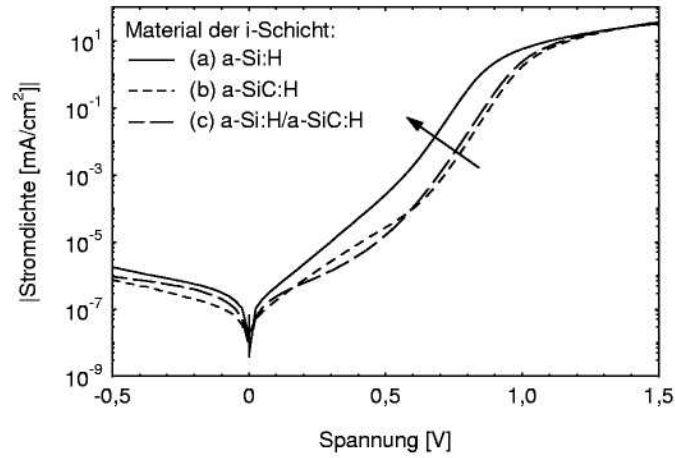


Abbildung 5.1: Skizze der präparierten Photodioden.

Abbildung 5.2: Experimentell ermittelte $I(V)$ -Kennlinien von Proben mit unterschiedlichem Absorberdesign. Es handelt sich dabei um die Proben mit den Bezeichnungen (a) 02b066a-44, (b) 02b067a-11 bzw. (c) 02b068a-11.

a-Si:H. Die Probe mit geteilter i-Schicht liegt nahe oberhalb der reinen a-SiC:H-Probe. Hier dominiert der höhere Bandabstand des a-SiC:H-Bereichs das Verhalten der geteilten Absorberschicht [62, 64].

Probenbezeichnung	a-Si:H	a-Si:H/a-SiC:H	a-SiC:H
I_0 [mA/cm ²] ± 10 %	$1,0 \cdot 10^{-10}$	$2,8 \cdot 10^{-12}$	$1,3 \cdot 10^{-12}$
$n \pm 10$ %	1,41	1,37	1,36
R_s [Ω] ± 10 %	145	116	101
R_p [G Ω] ± 10 %	1,6	4,7	3,6

Tabelle 5.1: Aus den in Abbildung 5.2 gezeigten Dunkelkennlinien gewonnene Parameter I_0 , n , R_s und R_p .

Die Auswertung der Kennlinien gemäß dem in Kapitel 4.1.6 beschriebenen Verfahren ergibt Werte für I_0 , n , R_s und R_p , wie in Tabelle 5.1 dargestellt. Die Parallelverschiebung der Kennlinien spiegelt sich in einem niedrigeren I_0 der a-SiC:H-Probe und der Probe mit geteilter i-Schicht gegenüber der a-Si:H-Probe wider. Die n -Werte sind – im Rahmen der Ungenauigkeit bei der Auswertung – nahezu identisch. Die klassische Unterscheidung eines vom Feld beherrschten Bereichs der mit $n = 1$ und eines feldfreien Bereichs der mit $n = 2$ beschrieben wird, ist für diese mit 85 nm Gesamtdicke extrem dünnen pin-Dioden nicht zulässig. Die Rekombination der injizierten Ladungsträger findet – aufgrund der hier herrschenden hohen Defektdichte – hauptsächlich an den Grenzflächen n/i und i/p statt. Die unterschiedliche Materialzusammensetzung der Absorberschicht wirkt sich nicht auf die n -Werte aus.

Der Serienwiderstand R_s setzt sich zusammen aus dem Widerstand der TCO-Kontaktschichten, dem Widerstand der Diode und Übergangswiderständen. Für die untersuchten Bauelemente wird R_s durch den TCO-Widerstand dominiert. Die im Experiment beobachtete Streuung der Messwerte wird vermutlich durch die nicht ideale Kontaktierung der Bauelemente hervorgerufen.

Trotz der Gesamtdicke der Photodioden von etwa 85 nm und der nur ca. 30 nm dicken i-Schicht erreichen die gemessenen Stromdichten in Sperrrichtung sehr niedrige Werte von ca. 10^{-6} mA/cm². Die in diesem Bereich ermittelten Werte für R_p bewegen sich für die gewählten Kennlinien im G Ω -Bereich. R_p setzt sich zusammen aus einem Diodenwiderstand und einem häufig als "Shuntwiderstand" bezeichneten Anteil, hervorgerufen durch Kurzschlüsse (engl.: *shunts*), z.B. durch punktuelle, mikroskopische Verbindungen der TCO₁- und der TCO₂-Schicht.

Eine Vielzahl an Proben weisen schlechtere Parallelwiderstände als die gezeigten Kennlinien von nur einigen 100 Ω auf. Der Einbau von a-SiC:H er-

höht die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Proben mit hohem R_p , was durch die unterschiedliche Mikrostruktur von a-Si:H und a-SiC:H erklärt werden kann [63].

5.1.2 Reflexion und Transmission

Die Ergebnisse der Reflexions- bzw. Transmissions-Messungen für Bestrahlung von der Glasseite sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Es zeigt sich, dass der Verlauf der Reflexion deutlich von den in Kapitel 3.4.1 simulierten Bauelementen mit jeweils $3\lambda/4$ TCO₁- und TCO₂-Schicht abweicht (vergleiche Abbildung 3.12). Im Experiment tritt nur ein ausgeprägtes Minimum nahe der Laserwellenlänge auf, nicht jedoch – wie in der Simulation – zwei lokale Minima, welche ein Reflexionsmaximum auf niedrigem Niveau einfassen.

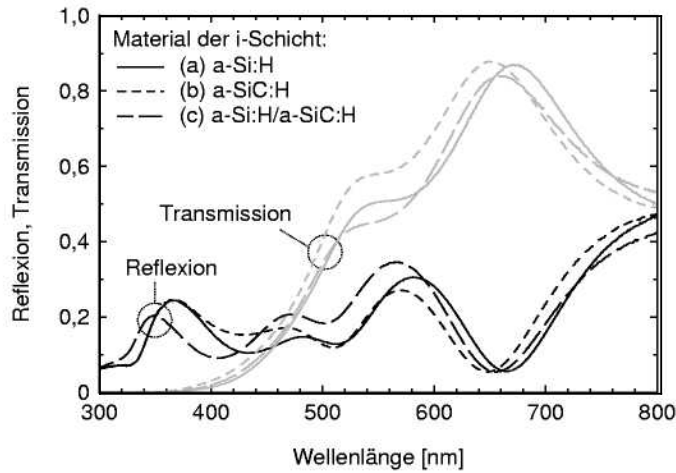


Abbildung 5.3: Reflexions- und Transmissionscharakteristika von Proben mit unterschiedlichem Absorberdesign bei Beleuchtung von der Glasseite. Gemessen wurden die Proben (a) 02b066a, (b) 02b067a bzw. (c) 02b068a.

Die Kontrolle der TCO-Schichtdicken ergab, dass sowohl TCO₁ mit nur ca. 170 nm als auch TCO₂ mit jeweils 210 nm deutlich von den geplanten Schichtdicken (250 nm) abweichen. Die Ursache für die Abweichung liegt in einem Wechsel des Sputter-Targets von 1% auf 0,5% Aluminiumgehalt und einer einhergehenden Änderung der Sputter-Raten. Die experimentellen Reflexionsverläufe lassen sich mit den gemessenen TCO-Schichtdicken erklären.

Transmissionsmaxima treten für die a-Si:H-Probe bei 670 nm, für a-SiC:H bei 650 nm und für die geteilte i-Schicht bei ca. 660 nm auf. Die Probe mit a-SiC:H i-Schicht weist mit über 88% das höchste Transmissionsmaximum aller untersuchten Sensoren auf. Für die unlegierte Siliziumschicht werden 87% erreicht. Dieser etwas niedrigere Wert kann mit der höheren Absorption des a-Si:H erklärt werden. Proben mit zweigeteilter i-Schicht transmittieren maximal nur etwa 84% des eingestrahlt Lichts. Dieser deutliche Abfall im Vergleich zu den ungeteilten Absorberschichten könnte auf verstärkte Mehrfachreflexion im Bauelement zurückzuführen sein.

5.1.3 Der Quantenwirkungsgrad

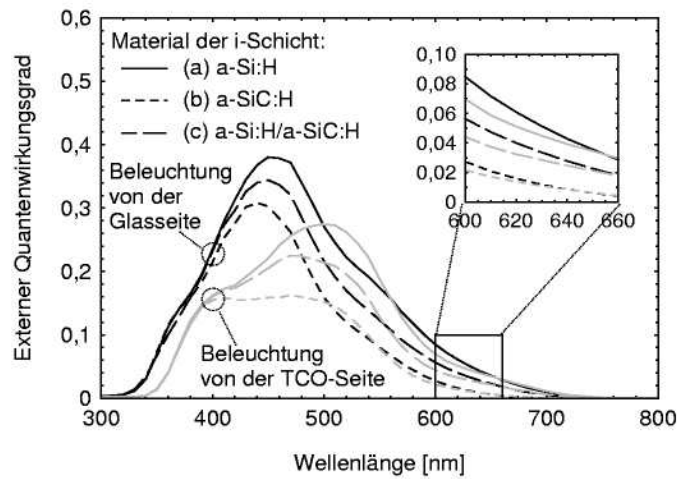


Abbildung 5.4: Gemessene Quantenwirkungsgrade bei Beleuchtung von der TCO₂-Seite (graue Darstellung) oder von der Glasseite (schwarze Darstellung der Kurven) im Kurzschlussfall. Es wurden die Proben (a) 02b066a-22, (b) 02b067a-11 bzw. (c) 02b068a-11 untersucht.

Die experimentell ermittelten Quantenwirkungsgrade der drei Proben zeigt Abbildung 5.4. Im Fall der schwarzen Linien wurden die transparenten Photosensoren für die Messungen mit der Glasseite in Richtung des auftreffenden Lichtstrahls ausgerichtet. Die grauen Linien repräsentieren die Ergebnisse im Fall, dass das Licht durch die TCO₂-Schicht eingekoppelt wird.

Der Anstieg des Quantenwirkungsgrades im kurzwelligen Spektralbereich von 300 nm bis 390 nm ist für beide Beleuchtungsrichtungen bei allen Proben in etwa gleich. In diesem Bereich wird das Messergebnis durch die Absorption in der TCO_2 - und der p-Schicht bei TCO_2 -seitiger Beleuchtung bzw. im Glas, der TCO_1 - und der n-Schicht bei glasseitiger Beleuchtung bestimmt. Die hier absorbierten Photonen tragen nicht zum Photostrom bei. Insbesondere die dotierten Schichten limitieren den Anstieg der Quantenausbeute. Bei Beleuchtung von der TCO_2 -Seite erfolgt das Einsetzen des Anstiegs des Quantenwirkungsgrades erst ab etwa 340 nm während dies bei Beleuchtung von der Glasseite bereits bei 320 nm geschieht. Dies erklärt sich durch die im Vergleich zur n-Schicht (20 nm) dickere p-Schicht (35 nm).

Oberhalb von 390 nm wirken sich die unterschiedlichen Zusammensetzungen der Absorberschichten auf das Messergebnis aus. Der geringere Bandabstand des a-Si:H lässt die Quantenausbeute im Vergleich zur Probe mit a-SiC:H-Absorber auf höhere Werte ansteigen. Die Messkurve der Probe mit geteilter i-Schicht verläuft im gesamten betrachteten Spektralbereich zwischen denen der beiden Proben mit einheitlicher i-Schicht. Die maximale Quantenausbeute wird bei glasseitiger Beleuchtung bei etwa 450 nm Wellenlänge, bei TCO_2 -seitiger Beleuchtung um 500 nm erreicht. Diese Verschiebung folgt aus Unterschieden der Reflexion von der Glas- und TCO_2 -Seite, welche durch die unterschiedlichen Grenzflächen *Luft/Glas/TCO₁/...* bzw. *Luft/TCO₁/Silizium/...* zustande kommen. Die TCO_2 -seitige Reflexionscharakteristik (nicht gezeigt), weist bei 420 nm ein Maximum auf. Dieses führt zu einer Abnahme des Quantenwirkungsgrad in diesem Wellenlängenbereich, wodurch das Maximum in Richtung höherer Wellenlängen verschoben erscheint. Die Abnahme des Quantenwirkungsgrads jenseits der Maxima rührt vom Absorptionskoeffizienten des a-Si:H bzw. a-SiC:H, welcher mit steigender Wellenlänge abnimmt.

Für Wellenlängen größer 600 nm nähern sich die Quantenwirkungsgrade bei glas- oder TCO_2 -seitiger Beleuchtung der jeweiligen Probe einander an. Der Verlauf wird hier von den Eigenschaften der Absorberschichten dominiert. Bei der Laserwellenlänge $\lambda = 633$ nm beträgt die Quantenausbeute nahezu unabhängig von der Beleuchtungsrichtung 4,6% für die Probe mit a-Si:H- und 1% mit a-SiC:H-Absorber. Die Probe mit geteiltem Absorber wandelt hier 2,9% der Photonen in einen messbaren Photostrom um, was fast genau der Summe aus den halben Beiträgen der a-Si:H- plus der a-SiC:H-Probe entspricht.

5.1.4 Photostrom in der stehenden Welle

Die in der stehenden Welle generierten Photoströme aller drei Proben erwiesen sich – bei einer Laserleistung von 1,65 mW – als ausreichend, um mittels geeigneter Elektronik verstärkt und weiterverarbeitet werden zu können. Die Proben wurden von der Glasseite beleuchtet, da die Reflexion von der TCO₂-Seite (nicht gezeigt) niedriger ausfällt als von der Glasseite. Dies hat den Vorteil, dass Mehrfachreflexionen zwischen der Probe und dem Spiegel minimiert werden.

Das beste Ergebnis wurde für die Probe mit Absorber aus a-SiC:H erzielt und ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Zusätzlich ist eine Sinuskurve mit dem Messsignal entsprechenden Amplituden eingezeichnet, welche den idealen Kurvenverlauf des Photostroms kennzeichnet. Ferner ist die diesem Verlauf zugehörige Gleichstromkomponente eingetragen. Sie entspricht in erster Näherung der Gleichstromkomponente des gemessenen Photostroms.

Der gemessene Photostrom zeigt einen nahezu sinusförmigen, von einem Gleichstrom überlagerten Verlauf. Die Gleichstromkomponente i_{-} beträgt etwa $-16,1 \mu\text{A}$, die Amplitude der Wechselstromkomponente $i_{\sim}$ $8,2 \mu\text{A}$. Daraus ergibt sich ein Kontrast K von 0,51. Anhand der Simulation unter Berücksichtigung der Absorption (siehe Abbildung 3.6) würde man einen K -Wert von etwa 0,69 erwarten. Dieser Unterschied kann durch eine dickere i-Schicht hervorgerufen werden.

Die Abweichungen der Mess- von der idealen Sinuskurve können sich erklären aus Absorptionsverlusten in den dotierten sowie den Fensterschichten, Sammlung von in den dotierten Schichten generierten Ladungsträgern und Mehrfachreflexionen innerhalb des Bauelements, hervorgerufen durch Abweichungen der Schichtdicken von den idealen Werten.

5.1.5 Fazit

Die Untersuchung verschiedener Absorberschicht-Designs weist amorphes Siliziumkohlenstoff als hervorragend geeignetes Absorbermaterial für die entwickelten Stehende-Wellen-Sensoren aus. Die höchste erzielte Transmission, die gute Ausbeute an Dioden mit hohem Parallelwiderstand, der ausreichende Quantenwirkungsgrad sowie die gute Signalform der in der stehenden Welle gemessenen Photoströme sprechen eindeutig für a-SiC:H als Material für die Absorberschicht.

Ein weiterer Vorteil von a-SiC:H liegt in den Eigenschaften Brechungsindex n und relative Permittivität ϵ_r , welche kleiner sind als beim a-Si:H. Das kleinere n bewirkt, dass die i-Schicht mit a-SiC:H dicker ausgeführt werden muss, um eine bestimmte optische Schichtdicke $n_i \cdot d_i$ zu erreichen. Dies führt

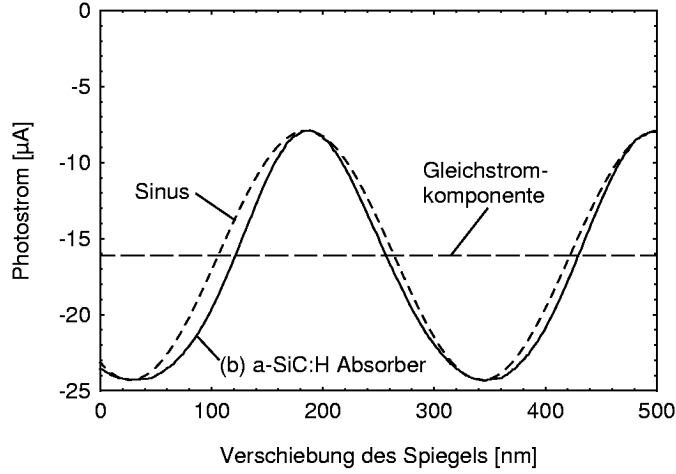


Abbildung 5.5: Photostrom der a-SiC:H-Probe (Nr.: 02b067a-15), in der stehenden Welle gemessen bei linearer Verschiebung des Spiegels.

zur Erniedrigung der geometrischen Kapazität der Anordnung. Selbiges wird durch das kleinere ε_r bewirkt.

Mit der geteilten i-Schicht sollte die Generation der Ladungsträger von der Gesamtschichtdicke des Absorbers entkoppelt werden. Dies hätte den Vorteil einer geringeren geometrischen Kapazität, welche durch $n_{a-Si:H} \cdot d_{a-Si:H} + n_{a-SiC:H} \cdot d_{a-SiC:H}$ bestimmt wird, bei gleichzeitig hohem Kontrast K , welcher durch die hauptsächlich im a-Si:H-Abschnitt der i-Schicht geschehende Generation dominiert wird. Dieser Versuch gelang nicht, da die Signalform dieser Proben stark vom Sinus abweicht.

5.2 Absorberschichtdicken $\lambda/4n_i$ und $3\lambda/4n_i$

In diesem Abschnitt werden Dioden mit Absorberschichten aus a-SiC:H unterschiedlicher Schichtdicke verglichen. In Kapitel 3.1.3 wurde der prinzipielle Einfluss der Absorberschichtdicke auf das Verhalten der Bauelemente diskutiert. Hier sollen nun die beiden Fälle für eine maximale Wechselstromkomponente $i_{\sim}$ mit Absorberschichtdicken von $\lambda/4n_i$ und $3\lambda/4n_i$ experimentell verifiziert werden. Dazu wurden Proben mit 40 nm und 110 nm Absorberschichtdicke hergestellt. Die n- und p-Schichten wurden so ausgeführt, dass die Ge-

samtschichtdicken der Siliziumschichten $\lambda/2n_{Si}$ bzw. λ/n_{Si} betragen. Um eine optimale Anpassung zu erreichen, betragen die optischen TCO-Schichtdicken jeweils $3\lambda/4n_{TCO}$. Die eingesetzten Schichtdicken sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Probenbezeichnung	$\lambda/4$	$3\lambda/4$
TCO ₁	$3\lambda/(4n_{TCO1})$	$3\lambda/(4n_{TCO1})$
n-a-Si:H	30	20
i-a-SiC:H	40	110
p-a-SiC:H	20	47
TCO ₂	$3\lambda/(4n_{TCO2})$	$3\lambda/(4n_{TCO2})$

Tabelle 5.2: Schichtdicken der Proben mit $\lambda/4$ (Nr.: 03b034) und $3\lambda/4$ Absorber (03b035).

5.2.1 Diskussion der Dunkelkennlinien

Abbildung 5.6 zeigt je zwei ausgewählte Dunkelkennlinien beider Strukturen. Die Kennlinien zeigen – unabhängig von der Absorberschichtdicke – nahezu identische Verläufe. Die Parameter Idealitätsfaktor n und Sättigungsstromdichte I_0 wurden im Spannungsbereich zwischen 0,7 V und 0,9 V bestimmt, in welchem die parasitären Widerstände R_p und R_s den Kennlinienverlauf nicht beeinflussen. Der Idealitätsfaktor n beträgt für beide Diodentypen $n = 1,29$, d.h. eine nahezu Verdreifachung der Absorberschichtdicke bewirkt keine nennenswerte Erhöhung des Diodenfaktors. Dieses Verhalten wurde auch für UV-Detektoren auf Basis von a-SiC:H beobachtet [65].

Für die in dieser Arbeit untersuchten Bauelemente kann vermutet werden, dass die Rekombination der injizierten Ladungsträger von den defektreichen Grenzflächen n/i und i/p dominiert wird. Dies wurde für amorphe Siliziumdioden mittels numerischer Simulation gezeigt [66]. Dies spricht auch für die gute elektrische Qualität (geringe Störstellenkonzentration) der eingesetzten Absorberschicht. Unter Beleuchtung der Dioden werden neue Defekte erzeugt und der Diodenfaktor steigt an.

I_0 beträgt für beide Dioden ca. $0,6 \cdot 10^{-12}$ mA/cm². Die Stromdichte bei -0,5 V erreicht Werte von ca. 10^{-6} mA/cm² bis 10^{-5} mA/cm². Diese Werte liegen deutlich oberhalb von I_0 , was sich durch die Auswirkungen des Parallelwiderstands erklärt. Dieser beträgt sowohl für die dünnen als auch für die dicken Dioden mehr als 300 MΩ.

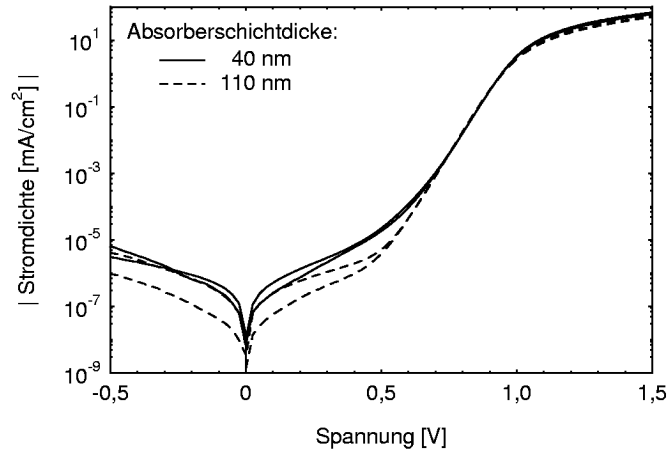


Abbildung 5.6: Gemessene Dunkelkennlinien in logarithmischer Darstellung für Proben mit unterschiedlicher Absorberschichtdicke. Dargestellt sind die Messkurven der Proben 03b034-02 und -06 sowie der Proben 03b035-02 und -07.

Bei linearer Auftragung der Dunkelstromdichte (nicht dargestellt) wird deutlich, dass die Kennlinien keinen linearen sondern einen nahezu exponentiellen Anstieg der Stromdichte in Richtung negativer Spannungen zeigen. Dieses Verhalten könnte durch zusätzlich auftretende Tunnelprozesse ("trap assisted tunneling") gedeutet werden, welche durch Störstellen im Material und lokale Schichtdickeninhomogenitäten begünstigt werden [67].

Der aus den Kennlinien abgeleitete Serienwiderstand beträgt jeweils zwischen $60\ \Omega$ und $80\ \Omega$ und wird durch die begrenzte Leitfähigkeit der TCO-Schichten – vor allem der TCO_2 -Schicht – limitiert.

Einen signifikanten Einfluss auf den Serienwiderstand können auch die Verhältnisse an der p/TCO_2 -Grenzfläche haben. Das eingesetzte TCO-Material Zinkoxid weist im allgemeinen n-Dotierung auf. Dies kann zu einer Erhöhung des Serienwiderstands führen. Abhilfe könnte geschaffen werden, indem eine p-leitende transparente Kontaktschicht eingesetzt wird. Momentan sind diese allerdings nicht verfügbar. Versuche zur p-Dotierung von ZnO sind Gegenstand aktueller Forschungsaktivitäten [68].

5.2.2 Reflexions- und Transmissionseigenschaften

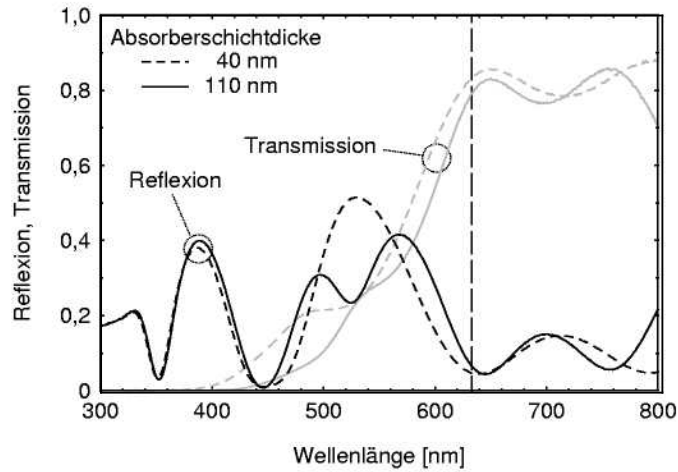


Abbildung 5.7: Gemessene Reflexion bzw. Transmission bei Beleuchtung von der TCO_2 -Seite für Proben mit unterschiedlicher Absorberschichtdicke (Probennummern: 03b034 bzw. 03b035).

In Abbildung 5.7 sind die gemessenen Reflexions- bzw. Transmissionskurven, welche über einem Spektralbereich von 300 nm bis 800 nm aufgenommen wurden, für Beleuchtung der Proben von der TCO_2 -Seite dargestellt.

Reflexion

Für das Auftreten von Reflexionsmaxima bei einer Schichtenfolge *Glas/TCO* gilt Formel 4.1. Im Falle einer Schichtenfolge *Glas/Silizium/TCO* gilt diese Formel für das Auftreten von Reflexionsminima, da es in diesem Fall an der Grenzfläche *Silizium/TCO* zu einem Phasensprung von π kommt. Die Formel besitzt Gültigkeit in dem Wellenlängenbereich, in dem Beiträge durch Reflexion an der Grenzfläche *Glas/Silizium* vernachlässigt werden können.

Die Reflexionskurven der Proben sind durch Interferenzerscheinungen gekennzeichnet, welche zur Ausbildung von Extremwerten führen. Im Wellenlängenbereich unterhalb von 460 nm dominiert der Einfluss der TCO_2 -Schicht den Verlauf der Reflexion. Das Interferenzmuster beider Proben ist hier durch ein Maximum bei 390 nm sowie Minima bei 350 nm und 450 nm gekenn-

zeichnet, welche durch Überlagerung der an der Luft/ TCO_2 - und TCO_2 /p-Grenzfläche reflektierten Wellen hervorgerufen werden. Die Lage eines Maximums bei 330 nm kommt durch den zusätzlichen Einfluss der Absorption des ZnO Zustande. Bei Wellenlängen ab ca. 350 nm kann diese vernachlässigt werden, sodass Formel 4.1 Anwendung finden kann. Die Auswertung (unter Annahme eines Brechungsindex von ca. 2,2 für ZnO bei 350 nm) ergibt, dass das lokale Minimum bei 350 nm der dritten Ordnung, das bei 450 nm folglich der zweiten Ordnung entspringt.

Oberhalb von 460 nm tragen auch von den "hinteren" Grenzflächen i/n, n/ TCO_1 und TCO_1 /Glas reflektierte Wellen zur Interferenzerscheinung bei. Daher ist ab hier eine Auswertung gemäß Formel 4.1 nicht mehr erlaubt. Es treten Minima bei 640 nm und 795 nm sowie ein Maximum bei 713 nm für die $\lambda/4$ -Probe bzw. Minima bei 645 nm und 758 nm sowie ein Maximum bei 700 nm für die $3\lambda/4$ -Probe auf.

Bei exakter Ausführung der Schichtdicken gemäß Formel (3.49) erwartet man lokale Reflexionsmaxima bei 633 nm (vergl. Abschnitt 3.4.1). Die Verschiebung zu 713 nm bzw. 700 nm Wellenlänge kann durch eine ca. 10% dickere TCO_2 -Schicht erklärt werden, was innerhalb der technologischen Toleranzen liegt.

Transmission

Die Transmission der untersuchten Strukturen steigt oberhalb von etwa 380 nm für die $\lambda/4$ - bzw. 420 nm für die $3\lambda/4$ -Probe zunächst stetig an. Das frühere "Einsetzen" der Transmission der dünneren Probe ist auf die insgesamt geringeren Absorptionsverluste des Siliziumstapels zurückzuführen. Der Verlauf des Anstiegs der Transmission wird vom zugehörigen Reflexionsverlauf beeinflusst. Z.B. tritt für beide Proben bei 520 nm eine "Delle" im Transmissionsanstieg auf, welche mit den hier beobachteten Extrema im Reflexionsverlauf korreliert ist.

Für die dünnere Probe steigt die Transmission rascher an und verläuft nahezu im gesamten betrachteten Spektralbereich oberhalb der Kurve der dickeren Probe. Bei 650 nm Wellenlänge erreichen beide Transmissionskurven ein lokales Maximum. Für die $\lambda/4$ -Probe beträgt es 85,5%, für die $3\lambda/4$ -Probe 83%. Der niedrigere Wert der dickeren Probe rührt von den höheren Absorptionsverlusten im Siliziumstapel.

Die größere Schichtdicke des Siliziumstapels bewirkt, dass das Transmissionsmaximum der $3\lambda/4$ -Proben im Vergleich zur $\lambda/4$ -Probe schmaler ausgeprägt ist. Die stärkere "Einschnürung" bewirkt, dass die Transmission bei 633 nm – bei einer abweichenden Lage des Maximums – höhere Einbußen in

Kauf nehmen muss. Die dünne Probe erreicht hier 83,3% (-2,2%), die dicke Probe nur noch 79,5% (-3,5%). Folglich sind Proben mit dickeren Siliziumschichten optisch empfindlicher gegen Schwankungen beim Herstellungsprozess. Was die Optimierung der Reflexions- und Transmissionseigenschaften des Bauelements angeht, besitzen dünne gegenüber dickeren Dioden also einen technologischen Vorteil.

5.2.3 Quantenwirkungsgrad und Absorption

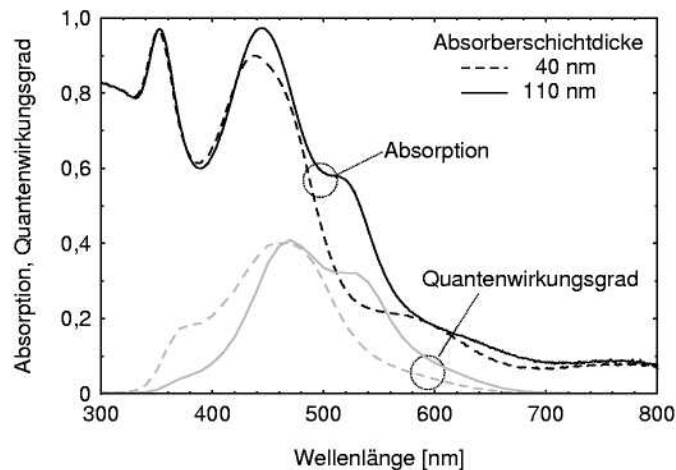


Abbildung 5.8: Quantenwirkungsgrade (03b034-01 bzw. 03b035-01) und Absorptionsverläufe beider Proben bei Beleuchtung von der TCO₂-Seite.

Abbildung 5.8 zeigt die messtechnisch ermittelten Quantenwirkungsgrade (Probennummern 03b034-01 bzw. 03b035-01) sowie die nach Formel 4.9 aus Reflexion und Transmission (siehe Abbildung 5.7) berechneten Absorptionsverläufe beider Proben im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 800 nm bei Beleuchtung von der TCO₂-Seite.

Bei Wellenlängen unterhalb von 420 nm ist der Absorptionsverlauf der beiden Proben nahezu identisch. Die auftretenden Interferenzen in der Absorption mit lokalen Maxima bei 350 nm und 440 nm sowie einem lokalen Minimum um 390 nm Wellenlänge finden sich in den zugehörigen Reflexionsverläufen wieder.

Der Quantenwirkungsgrad beider Proben setzt etwa ab 320 nm ein und steigt kontinuierlich auf einen Maximalwert von ca. 40% bei 465 nm. Der An-

stieg im kurzwelligen Spektralbereich geschieht bei der dünnen Probe deutlich rascher, was auf geringere Absorptionsverluste in der p-Schicht zurückzuführen ist. Diese ist bei der $3\lambda/4$ -Probe mehr als doppelt so dick ausgeführt. Die ansteigende Flanke beider Kurven weist eine als Nebenmaximum interpretierbare Schulter bei 370 nm auf, wobei diese bei der dickeren Probe deutlich schwächer ausgeprägt ist. Die Schulter wird durch die in der Absorption sichtbare Interferenzerscheinung mit einem Maximum bei etwa 350 nm und einem Minimum bei etwa 390 nm hervorgerufen. Ein weiteres lokales Maximum bei 520 nm der $3\lambda/4$ -Probe ist ebenso auf den Absorptionsverlauf zurückzuführen.

Für größere Wellenlängen – jenseits des Maximums der Quantenausbeute im Bereich der abfallenden Flanke – liegt die Probe mit $3\lambda/4$ -Absorber über der $\lambda/4$ -Probe, was in diesem Bereich direkt mit der Absorberschichtdicke erklärt werden kann. Bei 633 nm Wellenlänge beträgt der Quantenwirkungsgrad der dünnen Probe noch 1,8% während die dicke Probe 4,4% der eingestrahnten Photonen in einen messbaren Photostrom umwandelt. Das Verhältnis dieser beiden Werte entspricht in etwa dem Dickenverhältnis der beiden Absorberschichten (40:110).

Die Absorption bei 633 nm beträgt 12,0% bzw. 14,2% für die $\lambda/4$ - bzw. $3\lambda/4$ -Probe. Daraus ergibt sich, dass für beide Proben ca. 10% der im Bauelement absorbierten Photonen nicht in einen messbaren Photostrom umgewandelt werden. Die Tatsache, dass Proben mit unterschiedlicher Absorberschichtdicke ähnliche Verluste aufweisen, deutet darauf hin, dass diese nicht in der Absorberschicht selbst auftreten, sondern in den funktionellen Schichten n und p sowie den TCO-Kontaktschichten und dem Trägermaterial Glas. Die Messung des Quantenwirkungsgrades unter negativer Vorspannung von $-0,5$ Volt (nicht in der Abbildung dargestellt) zeigt, dass nur geringfügig mehr Ladungsträger im Vergleich zur Messung bei 0 V aus der Absorberschicht extrahiert werden können, was diese Aussage untermauert.

5.2.4 Photoströme in der stehenden Welle

Abbildung 5.9 zeigt die gemessenen Photoströme beider Proben bei Beleuchtung von der Glasseite mit einer Strahlungsleistung von 0,7 W. Durch Verschieben des Spiegels werden periodische Photosignale erzeugt, die – für die $3\lambda/4$ -Probe stärker als für die $\lambda/4$ -Probe – von der gewünschten Sinusform abweichen. Die Ursache hierfür ist in der nicht optimalen optischen Anpassung des Mehrschichtsystems zu suchen (vergl. Abschnitt 5.2.2) sowie in Absorptionsverlusten im Mehrschichtsystem.

Die Amplituden der Stromkomponenten können anhand der theoretischen Betrachtungen in Abschnitt 3.1.3 interpretiert werden, obwohl dort von ei-

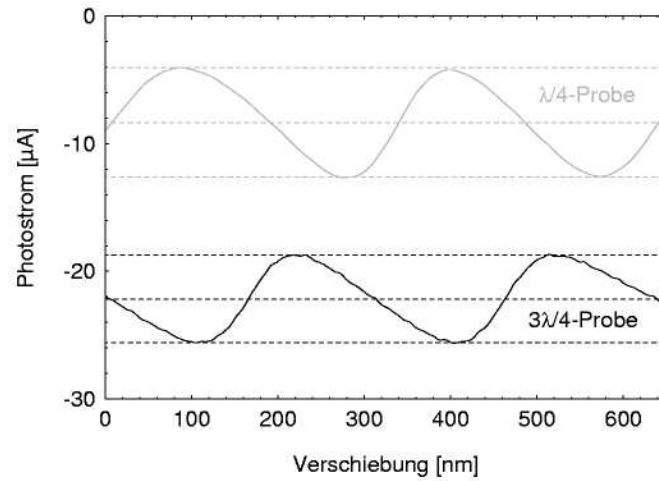


Abbildung 5.9: In der stehenden Welle gemessene Photoströme bei Verschiebung des Spiegels. Die Proben (Nr. 03b034-06 bzw. Nr. 03b035-08) waren mit der Glasseite in Richtung des Lasers angeordnet.

ner durch den Detektor ungestörten stehenden Welle ausgegangen wird. Die Amplituden der hin- und rücklaufenden Welle I_1 bzw. I_2 werden als identisch angenommen. Diese Bedingung ist bei Einbringen eines Detektors mit hoher Transmission und niedriger Reflexion in erster Näherung noch erfüllt, so dass $I_1 \approx I_2$ gilt. Die gemessenen Stromkomponenten lassen sich daher in guter Näherung mit dem einfachen Modell beschreiben.

Das Verhältnis der Gleichstromkomponenten ($22,2 \mu\text{A}$ für die $3\lambda/4$ -Probe zu $8,3 \mu\text{A}$ für die $\lambda/4$ -Probe) ist ungefähr gleich dem Verhältnis der zugehörigen Absorberschichtdicken (110:40), wie es auch für die experimentellen Quantenwirkungsgrade gezeigt werden konnte.

Die Amplitude des Wechselanteils der dünnen Probe beträgt $4,3 \mu\text{A}$, der dicken Probe $3,5 \mu\text{A}$. Anhand von Abbildung 3.5 lässt sich zeigen, dass der Unterschied durch die Absorption in der i-Schicht erklärt werden kann. Zum anderen können Abweichungen der i-Schichtdicke die Höhe der Wechselanteile beeinflussen.

Für die dünne Diode ist das Verhältnis K der Amplituden von Wechselstromanteil $i_{\sim}$ und Gleichstromanteil $i_{=}$ 0,52. Die in Abbildung 3.6 gezeigte Simulation lässt bei Berücksichtigung der Absorption ein K von 0,57 erwarten. Die Abweichung kann durch eine ca. 8% dickere i-Schicht erklärt werden.

Dies liegt innerhalb der technologischen Toleranzen. Für die Probe mit $3\lambda/4$ -Absorber ergibt sich ein K von 0,16, was in guter Näherung der Simulation entspricht.

In erster Linie bestimmen die Schichtdicke und die Absorptionseigenschaften der i-Schicht die Amplituden der Photoströme. Sie können durch die Simulationen beschrieben werden. Weitere mögliche Einflüsse auf die Photoströme haben die Sammlung photogenerierter Ladungsträger in den dotierten Schichten und Mehrfachreflexionen im Bauelement. Diese Effekte spielen jedoch eine untergeordnete Rolle auf K und die Amplituden der Photoströme.

5.2.5 Grenzfrequenzen

Die experimentell ermittelten Grenzfrequenzen der Proben betragen in etwa $f_g(d_i = 40 \text{ nm}) \approx 100 - 200 \text{ kHz}$ bzw. $f_g(d_i = 110 \text{ nm}) \approx 200 - 300 \text{ kHz}$. Anhand der Abschätzung für f_g in Kapitel 4.1.5 erwartet man eine etwa dreimal höhere Grenzfrequenz. Die Ursache für die deutliche Abweichung von den theoretischen Werten könnte in Problemen bei der Kontaktierung zu suchen sein.

5.2.6 Fazit

Beim Vergleich von Proben mit $\lambda/4$ und $3\lambda/4$ optischer Absorberschichtdicke zeigt sich, dass die experimentell erzielten Ergebnisse in guter Näherung mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmen.

Proben mit dickerer Absorberschicht weisen eine geringere geometrische Kapazität auf und versprechen somit höhere Grenzfrequenzen. Ferner zeigen sie sich weniger anfällig für das Auftreten von Kurzschlüssen.

Jedoch gelingt die optische Anpassung der Proben bezüglich Reflexion und Transmission aufgrund technologisch bedingter Abweichungen der optischen Schichtdicken nicht optimal. Für Proben mit dünnerer Absorberschicht werden – mit den im Rahmen der Durchführung der Arbeit genutzten technologischen Möglichkeiten – die besseren Ergebnisse erzielt. Dies spiegelt sich auch in der Signalform der in der stehenden Welle gemessenen Photoströme wider.

Kapitel 6

Zwei Einzeldioden im Strahlengang

Mit den in Kapitel 5.2 behandelten Bauelementen – mit $\lambda/4$ bzw. $3\lambda/4$ dicker Absorberschicht – sollte überprüft werden, ob sich das Inkrementzählverfahren (vergl. Kapitel 3.1.4) realisieren lässt. Dazu wurden jeweils zwei Photodioden mittels des in Kapitel 4.3.4 beschriebenen Messaufbaus in den Strahlengang gebracht [30]. Die Dioden stammten jeweils aus einem Herstellungsprozess, wobei das beschichtete Glassubstrat zersägt wurde, um die Dioden zu trennen.

Die exakte Anordnung der Photodioden zeigt Abbildung 6.1. Die erste Diode ist mit der Glasseite in Richtung des Lasers ausgerichtet. Bei der zweiten Diode zeigt das Rückseiten-TCO zum Laser. Der Abstand zwischen den Dioden wurde variiert. Durch Verschieben des Spiegels wurden – bei festem Abstand zwischen den Dioden – Lissajous-Figuren aufgezeichnet. Das die p-Schicht kontaktierende TCO_2 beider Photodioden wurde mit der Masseleitung des Oszilloskops verbunden, so dass die gemessenen Photoströme negatives Vorzeichen aufweisen. Die Laserleistung betrug 0,85 W.

Mit dieser Anordnung konnten die in den folgenden Abschnitten gezeigten Messergebnisse erzielt werden. Die Messkurven umfassen jeweils den gesamten Durchlauf einer Intensitätsperiode. Der Photostrom der ersten Diode ist jeweils auf der x-, der der zweiten auf der y-Achse aufgetragen.

6.1 Ergebnisse der $\lambda/4$ -Proben

Zunächst wurden zwei Photodioden mit $\lambda/4$ -Absorberschicht in den Strahlengang gebracht. Abbildung 6.2 zeigt die gemessenen Lissajous-Figuren, welche bei vier verschiedenen Abständen zwischen den Dioden aufgenommen wurden.

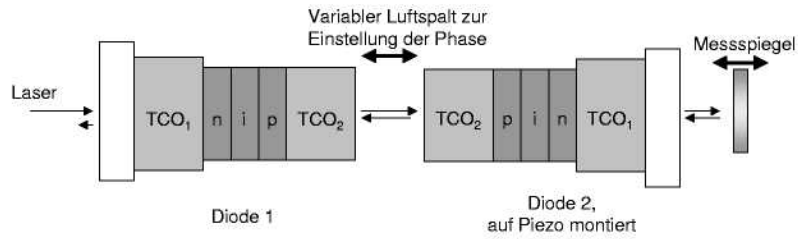


Abbildung 6.1: Skizzierte Anordnung der einzelnen Photodioden in der stehenden Welle.

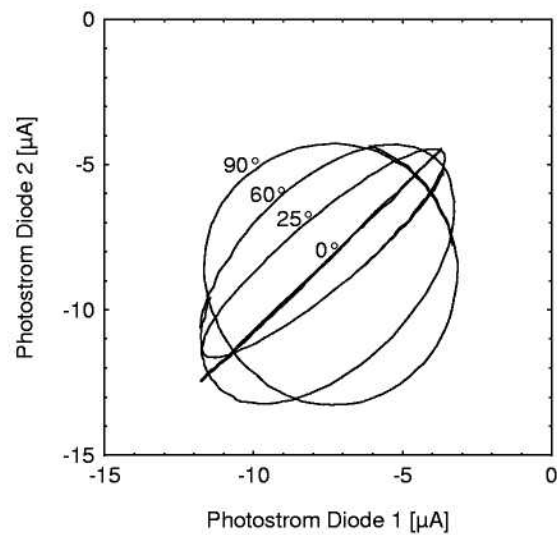


Abbildung 6.2: Grafische Darstellung der Photoströme zweier Dioden mit $\lambda/4$ -Absorber (Nr. 03b034) in der stehenden Welle für vier verschiedene Abstände zwischen den Bauelementen. Der Strom der Diode 1 ist auf der x-, der der Diode 2 auf der y-Achse aufgetragen. Die jeweilige Phase zwischen beiden Signalen ist als Zahlenwert eingetragen.

Der die Phasenlage bestimmende Abstand zwischen den beiden Mittelpunkten der Absorberschichten ist messtechnisch nicht zugänglich. Der Phasenunterschied lässt sich jedoch aus den gemessenen Lissajous-Figuren ermitteln, indem eine Lissajous-Figur aus zwei Sinusfunktionen mit den Amplituden der gemessenen Photoströme erzeugt wird, welche durch Variation der Phasenbeziehung mit der gemessenen Figur zur Deckung gebracht wird. So ergeben sich für die vier Fälle Phasenverschiebungen modulo π von etwa 0° , 25° , 60° und 90° . Dies verdeutlicht, dass man praktisch über eine Variation des Abstands der Dioden jede gewünschte Phasenbeziehung zwischen den Photoströmen einstellen kann.

Die Extremwerte der Photoströme sind bei allen vier Messungen nahezu gleich hoch. Die größte Abweichung vom Mittelwert beträgt weniger als 9%. Dies ist als Messfehler aufgrund der hohen Empfindlichkeit des Messaufbaus gegenüber Umwelteinflüssen und etwaiger Instabilitäten des Piezo-Elements zu interpretieren. Die Variation des Luftspaltes zwischen den Dioden führt nicht zu signifikanten Beiträgen durch vermehrtes Auftreten von Mehrfachreflexionen, welche zu einer Veränderung der Generationsprofile in der Absorberschicht führen könnten.

Die Gleichstromkomponenten i_- beider Dioden betragen etwa $-8 \mu\text{A}$, die Amplituden der Wechselstromkomponenten $i_\sim$ einheitlich ca. $4 \mu\text{A}$. Trotz höherer Laserleistung werden somit für die Stromkomponenten nahezu die gleichen Werte erzielt, wie für eine einzelne Diode des selben Typs (vergleiche Kapitel 5.2.4). Die Ursache hierfür ist darin zu suchen, dass für zwei hintereinander im Strahlengang befindliche Bauelemente die Bedingung $I_1 \approx I_2$ – insbesondere in der ersten Diode – nicht erfüllt ist.

Dies lässt sich anhand einer groben Abschätzung für i_- und $i_\sim$ verdeutlichen. Der Einfluss unterschiedlicher Intensitäten I_1 und I_2 auf i_- wird durch Formel (3.30) bzw. auf $i_\sim$ durch Formel (3.31) beschrieben.

Zunächst befinde sich lediglich eine Einzeldiode im Strahlengang. Für eine Abschätzung der Gleich- und Wechselspannungsamplituden werden folgende Vereinfachungen durchgeführt: Es wird eine interne Transmission T_i für die Diode angenommen. Diese beschreibt eine Abnahme der Intensität nachdem die hin- bzw. rücklaufende Welle das Bauelement passiert hat. Reflexionen an den Grenzflächen *Luft/Glas* und *Luft/TCO₂* sowie im Bauelement werden vernachlässigt. Der Reflektor sei ideal. Es wird weiterhin angenommen, dass in der Absorberschicht für die Intensität der hinlaufenden Welle $I_1 = I_0$ und für die der rücklaufenden Welle $I_2 = T_i \cdot I_0$ gelte. $T_i = 1$ repräsentiert den Fall $I_1 = I_2$. Eine Variation von T_i ($0 < T_i < 1$) beschreibt den Fall unterschiedlicher Intensitäten I_1 und I_2 .

Die Variation von T_i sei ausschließlich auf Absorption in den TCO-

Schichten zurückzuführen. Die Absorberschicht sei nahezu verlustlos (d.h. $A_{i-Schicht} \ll T_i$) und generiere einen Photostrom $i_{ph} = i_{=} + i_{\sim}$ gemäß dem Integral der Intensität im Absorber. Bei Verwendung der Formeln (3.30) und (3.31) ergeben sich für die Photostromkomponenten

$$i_{=} \propto (1 + T_i)I_0 \quad (6.1)$$

und

$$i_{\sim} \propto 2I_0 \cdot \sqrt{T_i} \quad (6.2)$$

Ähnliche Ausdrücke lassen sich für zwei Einzeldioden im Strahlengang formulieren. Für hohe Transmissionen $T_i > 80\%$ werden die realen Verhältnisse durch diese theoretische Abschätzung in guter Näherung wiedergegeben.

In Abbildung 6.3 sind die theoretischen Verläufe von $i_{=}$ und $i_{\sim}$ für eine oder zwei Einzeldioden im Strahlengang über der internen Transmission T_i dargestellt. Es zeigt sich, dass die Amplituden der Stromkomponenten mit abnehmender Transmission abnehmen. Für zwei Dioden im Strahlengang verhalten sich die Amplituden der Wechselstromkomponenten $i_{\sim}$ für beide Dioden unter den getroffenen Annahmen identisch. Die Abnahme der Gleichstromkomponenten $i_{=}$ verläuft für Bauelemente mit hoher Transmission ($T_i > 80\%$) in etwa in gleicher Weise. Folglich ändert sich auch der Kontrast K kaum.

Die Amplituden $i_{=}$ und $i_{\sim}$ nehmen für zwei Dioden im Vergleich zu einer Einzeldiode um ca. 20% ab. Für die Messungen wurde die Laserleistung mit zwei Einzeldioden um ca. 21% gegenüber einer einzelnen Diode im Strahlengang erhöht. Die experimentell ermittelten Amplituden der Stromkomponenten bei zwei Dioden im Strahlengang können also mit der Theorie trotz der stark vereinfachten Betrachtungsweise in Einklang gebracht werden. Eine Abnahme der Stromkomponenten durch ungleiche Intensitäten der hin- und rücklaufenden Welle wurde im Experiment durch eine Erhöhung der Laserleistung kompensiert. Neben der Vernachlässigung der Reflexionsverluste besteht eine weitere Fehlerquelle in Schichtdickenschwankungen über dem Substratquerschnitt, die zu Unterschieden bei den Schichtdicken von Diode 1 und Diode 2 führen können.

6.2 Ergebnisse der $3\lambda/4$ -Proben

Abbildung 6.4 zeigt drei Lissajous-Figuren für je zwei Photodioden mit einer Absorberschichtdicke von $3\lambda/4$ im Strahlengang. Da die einzelnen Signale stärker von der Sinusfunktion abweichen als bei den dünneren Dioden, besitzen die aufgenommenen Figuren keine elliptische Form. Die Figuren sind als mehr oder weniger stark verzerrte Ellipsen zu interpretieren. Eine Phasenlage zwischen

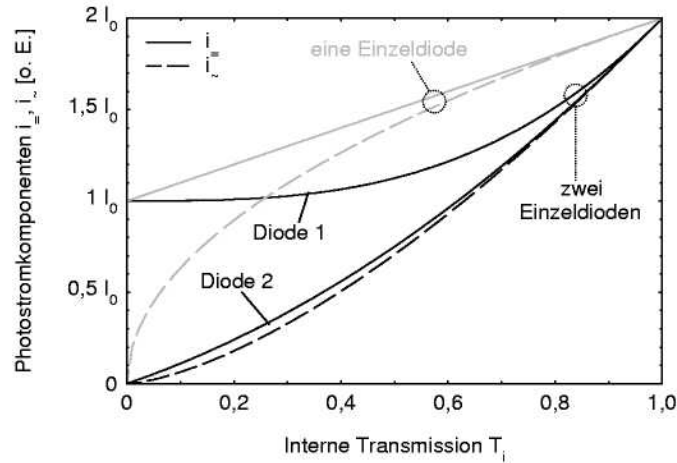


Abbildung 6.3: Simulation von i_+ und i_- (gestrichelte Kurven) für eine oder zwei Photodioden in der stehenden Welle für unterschiedlich transmittierende Bauelemente.

den Photoströmen der Dioden ist aufgrund der starken Abweichung der einzelnen Signale von der Form eines Sinus nicht mehr eindeutig definiert. Jedoch ist auch bei den dickeren Dioden eine zunehmende "Öffnung" der Lissajous-Figur bei Variation des Abstands vom Fall d_1 über d_2 nach d_3 zu beobachten.

Die Photoströme oszillieren im Mittel zwischen $-25,1 \mu\text{A}$ und $-16,4 \mu\text{A}$, wobei die Abweichungen der drei einzelnen Messungen mit $\pm 18\%$ größer ausfallen als bei den dünneren Dioden. Die Gleichstromkomponente i_+ beträgt $20,8 \mu\text{A}$, der Wechselstromanteil i_- $4,3 \mu\text{A}$. Dies entspricht in etwa den für eine Diode im Strahlengang ermittelten Werten (vergleiche Kapitel 5.2.4).

Die Messergebnisse zeigen starke Schwankungen. Diese könnten z.B. von Schwierigkeiten bei der Kontaktierung oder Instabilitäten des mechanischen Aufbaus herrühren. Im Vergleich zu $\lambda/4$ -Proben erhöht sich durch die dickere i-Schicht die Absorption und die optische Anpassung des Schichtsystems wird erschwert. Dadurch kommen die im Experiment beobachteten schlechten Signalformen zustande.

Für schlecht angepasste Proben mit $\lambda/4$ -Absorber, die niedrige Transmission zeigen, werden ähnliche Signalformen gemessen (ohne Abbildung). Dies lässt darauf schließen, dass Proben mit $3\lambda/4$ -Absorber gute Signalformen liefern könnten, wenn für sie eine optimale optische Anpassung gelingt. Im Vergleich

zu Proben mit dünnerem Siliziumstapel ist diese jedoch deutlich schwerer zu erreichen. Die technologischen Toleranzen, was die Einhaltung der optischen Schichtdicken angeht, verhindern zum jetzigen Zeitpunkt bessere Ergebnisse der Signalform für Proben mit $3\lambda/4$ -Absorber. Die Aussichten auf höhere Grenzfrequenzen sowie die geringere Anfälligkeit für Kurzschlüsse lassen diese Diodenkonfiguration weiterhin attraktiv erscheinen.

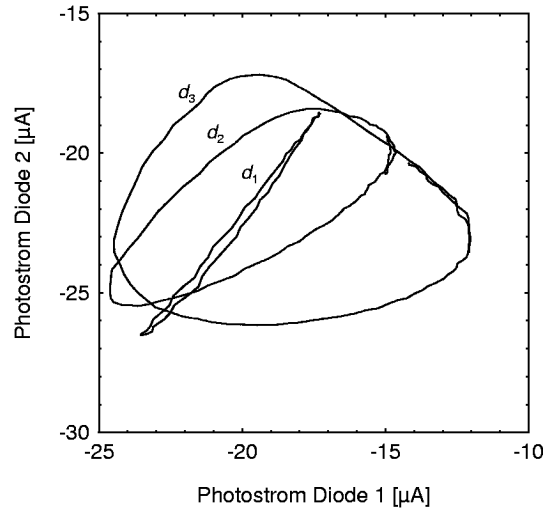


Abbildung 6.4: Photoströme zweier Proben mit $3\lambda/4$ -Absorber (Nr. 03b035) in der stehenden Welle für drei verschiedene Diodenabstände d_1 , d_2 und d_3 .

6.3 Fazit

Die gezeigten Messergebnisse belegen, dass sich das in Kapitel 3.1.4 theoretisch formulierte Konzept für Längenmessungen nach dem Inkrementalverfahren in einer optischen stehenden Welle mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten transparenten Photodioden - trotz aller Ungenauigkeiten der Schichtdicken und Brechzahlen - in die Praxis umsetzen lässt. Der gezeigte Aufbau demonstriert erstmalig die Realisierung des Patents [14].

Die Experimente zeigen, dass sowohl mit zwei einzelnen $\lambda/4$ - als auch $3\lambda/4$ -Proben Lissajous-Figuren erzeugt werden können, welche in Abhängigkeit der Verschiebungsrichtung des Spiegels in der einen oder anderen Richtung

durchlaufen werden. Über die Variation des Abstands lässt sich die Phasenverschiebung zwischen den zwei Photoströmen und somit die Form der Lissajous-Figuren verändern. Wird die Phase geeignet eingestellt, so lassen beide Typen von Bauelementen - nach Bereinigung der Signale um die Gleichkomponente - das Abzählen ganzer Interferenzperioden zu.

Aufgrund ihrer hohen Transmission und geringen Absorption zeigen die $\lambda/4$ -Proben Lissajous-Figuren mit nur geringen Abweichungen von idealen Ellipsen. Für die kreisförmige Kurve mit 90° Phasenverschiebung zwischen den Photoströmen beträgt die Abweichung vom idealen Kreis unter 2% [30]. Durch Korrektur der Phase und Herausrechnen der Gleichstromkomponenten i_0 mittels Heydemann Algorithmus konnte eine Nichtlinearität innerhalb einer Interferenzperiode von nur ± 15 nm unter einfachen Laborbedingungen ermittelt werden [30].

Aufgrund der schlechten Signalform ist die Genauigkeit einer Längenmessung mit $3\lambda/4$ -Proben auf das Abzählen ganzer Interferenzperioden beschränkt. Die Genauigkeit beträgt in diesem Fall mindestens $\pm \lambda/4$.

Die Möglichkeit, bei diesem experimentellen Aufbau die Phasenlage zwischen den Photoströmen zu variieren, bedingt einen hohen Aufwand bei der Justierung der Bauelemente im Strahlengang. Daneben tritt ein weiteres Problem zu Tage, welches bisher noch nicht angesprochen wurde: Die Drift des Piezo-Aktuators führt zu einer geringen Langzeitstabilität der Messung. Zwar sind die gezeigten Messergebnisse als verlässlich zu betrachten, da die Ellipsen für einige Minuten stabil waren, darüber hinaus jedoch zeigten sich zunächst Verschiebungen der Phasenlage und schließlich wurde das Interferenzmuster so stark gestört, dass die Ellipse völlig zusammenbrach [30]. Die Justierung der optischen Komponenten forderte höchste Präzision und stellte eine besondere Herausforderung dar.

Insofern stellt der gezeigte Aufbau lediglich eine Demonstration dar, dass sich das Prinzip des Stehende-Wellen-Interferometers praktisch realisieren lässt. Der Aufbau kann aber nicht als technologisch relevantes Messsystem betrachtet werden. Damit ein Stehende-Wellen-Interferometer breiten Einzug in die Längenmesstechnik erhalten kann, muss zusätzlich die Langzeitstabilität der Messung bei möglichst einfacher Justierung des optischen Aufbaus gewährleistet sein. Im folgenden Kapitel wird ein integriertes Bauelement vorgestellt, welches diese Anforderungen erfüllen kann.

Kapitel 7

Integrierte Photodioden

In diesem Kapitel wird ein phasenselektiver transparenter Detektor (PSTD) vorgestellt, der aus zwei integrierten Photodioden besteht [43]. Der PSTD besitzt das Potential, die Abtastung einer optischen stehenden Welle als alternative Messmethode für hochpräzise Längenbestimmungen zu etablieren, da er bei guten optoelektronischen Eigenschaften einfach zu justieren ist. Da des Weiteren auf einen Piezo-Aktuator verzichtet werden kann, treten keine Probleme bei der Langzeitstabilität auf und die Justage des optischen Aufbaus wird entscheidend vereinfacht. Jedoch kann beim fertig prozessierten PSTD die Phasenlage nicht nachträglich verändert werden. Die entwickelten PSTD sind prinzipiell gemäß Abbildung 3.13, den Designkriterien aus Kapitel 3 folgend, aufgebaut. Zur Einstellung der Phasenlage wurde – wie in Kapitel 3.4.2 angeregt – die p-Schicht der Diode 1 in ihrer Schichtdicke erhöht. Dabei wird eine Verletzung der Schichtdickenauslegung bezüglich maximaler Transmission in Kauf genommen, was zu Mehrfachreflexionen im Bauelement führt.

Es wurden zwei Proben mit je zwei Dioden mit verschiedenen Absorbern von annähernd $\lambda/4$ und $3\lambda/4$ Schichtdicke untersucht. Tabelle 7.1 verdeutlicht die Schichtenfolge der beiden hergestellten Diodentypen. Diode 1 wurde jeweils mit dickerer p-Schicht abgeschieden, um eine Phase nahe 90° einzustellen. Die übrigen Siliziumschichten entsprechen sowohl in ihrer Schichtdicke als auch bezüglich der Depositionsparameter in etwa denen der in den Einzeldioden eingesetzten Schichten. Die TCO-Schichtdicken wurden zu $n_{TCO1}d_{TCO1} = n_{TCO2}d_{TCO2} = 3\lambda/4$ und $n_{TCOM}d_{TCOM} = \lambda$ gewählt.

In den folgenden Abschnitten werden die experimentellen Ergebnisse der Proben bezüglich Dunkelkennlinien, Reflexion und Transmission, Quantenwirkungsgrad sowie Messungen in der stehenden Welle dargestellt und diskutiert.

	$\lambda/4$	$3\lambda/4$
TCO ₁	$3\lambda/4$	$3\lambda/4$
n-a-Si:H	20 nm	20 nm
i-a-SiC:H	45 nm	130 nm
p-a-SiC:H	45 nm	47 nm
TCO _M	λ	λ
n-a-Si:H	20 nm	20 nm
i-a-SiC:H	45 nm	130 nm
p-a-SiC:H	25 nm	25 nm
TCO ₂	$3\lambda/4$	$3\lambda/4$

Tabelle 7.1: Geplante Schichtdicken der präparierten PSTD.

7.1 Dunkelkennlinien

Die Dunkelkennlinien der Diode 1 und der Diode 2 beider Proben sind in Abbildung 7.1 dargestellt. Es wurden die Ströme der einzelnen Dioden bestimmt und – unter Berücksichtigung der unterschiedlich großen Flächen von Diode 1 und Diode 2 – in Stromdichten umgerechnet. Im Spannungsbereich von 0,5 V bis 0,85 V stimmen die Messkurven mit Ausnahme von Diode 1 der $3\lambda/4$ -Probe nahezu vollständig überein. Letztere ist leicht in Richtung höherer Stromdichten parallel verschoben.

Die Auswertung der Kurven führt zu nahezu identischen Werten aller Proben für den Idealitätsfaktor n , welcher zwischen 1,32 und 1,35 liegt. Ebenso bewegt sich die Sättigungsstromdichte I_0 in engen Grenzen zwischen $1 \cdot 10^{-12}$ mA/cm² und $3,4 \cdot 10^{-12}$ mA/cm². Dies deutet darauf hin, dass – wie bereits bei den Einzeldioden beobachtet (vergl. Kapitel 5.2.1) – die Rekombination der Ladungsträger auch in Dioden in gestapelter Konfiguration sowohl für die Proben mit $\lambda/4$ als auch mit $3\lambda/4$ Absorber durch die defektreichen Grenzflächen n/i und i/p dominiert werden.

Eine Parallelverschiebung, wie für Diode 1 der $3\lambda/4$ -Probe beobachtet, kann nicht durch das Auftreten anderer Rekombinationsmechanismen erklärt werden. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre eine leichte Erniedrigung des Bandabstandes der i-Schicht, welche z.B. durch einen niedrigeren Methananteil in der Gasphase während der Abscheidung hervorgerufen werden kann, oder aber eine Veränderung des Kontaktpotenzials an den *Silizium/TCO*-Grenzflächen.

Die Sperrströme beider Dioden liegen, ebenso wie bei den Einzeldioden, unterhalb von 10^{-6} mA/cm². Der unregelmäßige Kurvenverlauf in diesem Be-

reich rührt von der Empfindlichkeit der Messapparatur, welche Ströme von etwa 10^{-12} A, nicht jedoch darunter auflösen kann.

Die Serienwiderstände liegen deutlich über den für Einzeldioden erzielten Werten. Die ermittelten Werte lagen für die hier betrachteten Dioden zwischen $300\ \Omega$ und $1000\ \Omega$. Ferner treten große Schwankungen von Messung zu Messung auf, was auf Probleme bei der Kontaktierung mit Federkontakten – insbesondere beim TCO_M , welches nur über eine sehr kleine Fläche zugänglich ist, – hindeutet.

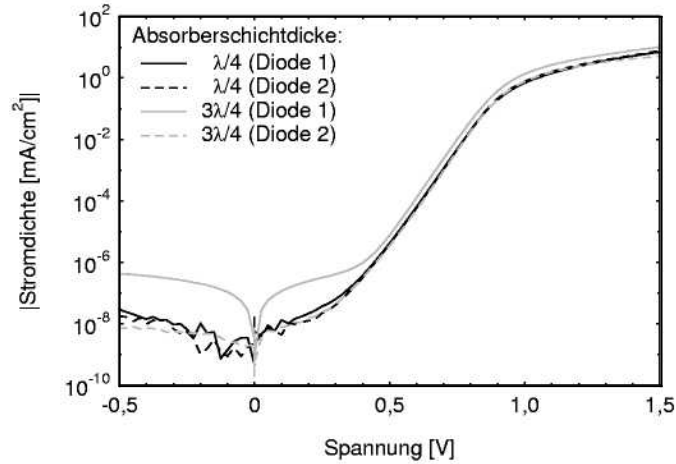


Abbildung 7.1: Experimentelle Dunkelkennlinien beider Dioden der PSTD mit $\lambda/4$ (schwarze Linien) bzw. $3\lambda/4$ Absorberschichtdicke (graue Linien). Exemplarisch gezeigt werden die Messkurven der Proben 03b104b-08 ($\lambda/4$) und 03b105b-03 ($3\lambda/4$).

7.2 Reflexion und Transmission

Die Abbildungen 7.2 und 7.3 zeigen die Ergebnisse der Reflexions- und Transmissionsmessungen der Probe mit $\lambda/4$ bzw. $3\lambda/4$ Absorberschicht bei Beleuchtung von der Glas- oder TCO_2 -Seite. Ferner sind simulierte Spektren eingezeichnet, welche mit dem Simulationsprogramm "Windows Coating Designer" erstellt wurden. Für die TCO-Schichtdicken wurden die gemessenen Werte angenommen (siehe Tabelle 7.2), für die Siliziumschichten hingegen die Sollwerte

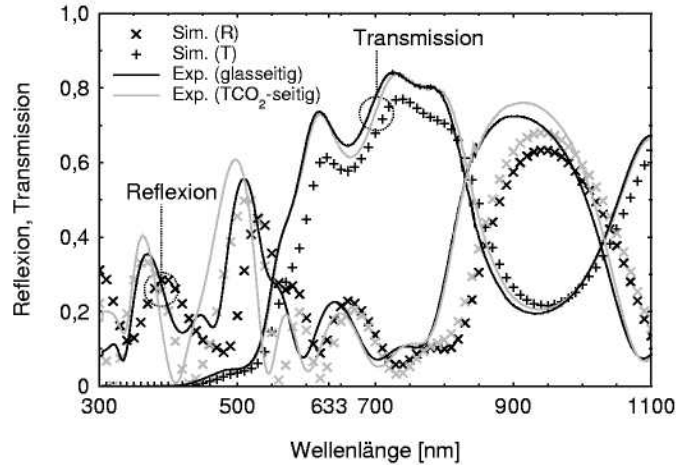


Abbildung 7.2: Experimentelle (Linien) und simulierte (Symbole) Reflexion und Transmission der $\lambda/4$ -PSTD (Nr. 03b104b) für Beleuchtung sowohl von der Glas- (schwarze Linien bzw. Symbole) als auch von der TCO_2 -Seite (graue Linien bzw. Symbole).

(vergleiche Tabelle 7.1), da hier die einzelnen Schichten nicht messtechnisch zugänglich waren.

Die simulierten Kurven der Transmission stimmen für beide Beleuchtungsrichtungen erwartungsgemäß überein. Daher ist in den Abbildungen 7.2 und 7.3 nur jeweils eine Kurve für die simulierte Transmission eingezeichnet. Die simulierten Reflexionen hingegen weichen für Glas- und TCO_2 -seitige Beleuchtung voneinander ab, da sie insbesondere im kurzwelligen Spektralbereich durch die Brechzahlssprünge an den Grenzflächen *Luft/Glas* bzw. *Luft/TCO₂* dominiert werden. Für größere Wellenlängen nähern sich die Reflexionen beider Beleuchtungsrichtungen einander an, da hier das Gesamtschichtsystem zunehmenden Einfluss auf den Kurvenverlauf hat.

Die simulierten und die gemessenen Transmissionskurven stimmen in der Lage der Extremwerte in etwa überein, nicht jedoch in der Höhe. Die simulierten Kurven liegen nahezu im gesamten betrachteten Spektralbereich unterhalb der Messkurven. Die simulierten und gemessenen Reflexionsverläufe zeigen geringe Abweichungen auch in der spektralen Lage der Extremwerte. Ursachen für die Unterschiede sind in den Abweichungen von theoretischen und realen Werten der Brechzahlen – insbesondere der aus drei Abschnitten

	$\lambda/4$	$3\lambda/4$
TCO ₁	280 nm	270 nm
Diode 1	103 nm	205 nm
TCO _M	329 nm	322 nm
Diode 2	84 nm	189 nm
TCO ₂	257 nm	249 nm

Tabelle 7.2: Gemessene Schichtdicken der präparierten PSTD. Da die Schichtdicken der n-, i- bzw. p-Schichten nicht messtechnisch zugänglich sind, können lediglich Gesamtschichtdicken der Dioden angegeben werden (vergleiche Kapitel 4.3.6). Die Summe der geplanten Schichtdicken (siehe Tabelle 7.1) der Siliziumschichten stimmen in guter Näherung mit den Messwerten der jeweiligen Dioden überein.

bestehenden TCO₂-Schicht – zu suchen. Ferner führen Inhomogenitäten der Schichtdicken zu Abweichungen zwischen simulierten und gemessenen Kurven. Insgesamt ergibt sich eine relativ gute Übereinstimmung der experimentellen Kurven mit den unter Verwendung der aus den Depositionsraten abgeschätzten Schichtdicken erstellten Simulationen. Dies belegt, dass die Simulationen das Schichtsystem in guter Näherung beschreiben können.

Tendenziell sind für beide Proben die Reflexionsverluste für glasseitige Beleuchtung höher, da in diesem Fall das System optisch schlechter angepasst ist. Dies spricht beim Einsatz im Stehende-Wellen-Interferometer für die Ausrichtung der Proben mit der Glasseite in Richtung des Lasers, da in diesem Fall die Unterschiede zwischen hinlaufender und rücklaufender Welle im Bauelement kleiner sind. Große Unterschiede würden zu einer Abnahme der Amplituden der Stromkomponenten $i_{\perp}$ und $i_{\parallel}$ (vergleiche Abbildung 6.3 bzw. Formeln 3.30 und 3.31) führen.

Die für die Anwendung relevanten gemessenen Transmissionswerte im Bereich von 600 nm bis 650 nm betragen im Mittel ca. 68% und 63% für die $\lambda/4$ - bzw. $3\lambda/4$ -Probe. Der etwa 5% niedrigere Werte der $3\lambda/4$ -Probe kann nur zum Teil aus der höheren Absorption der dickeren Absorberschicht, in erster Linie jedoch durch Abweichungen bei der optischen Anpassung erklärt werden. Die optische Anpassung der $\lambda/4$ -Probe gelingt also aufgrund der geringeren Siliziumschichtdicke besser.

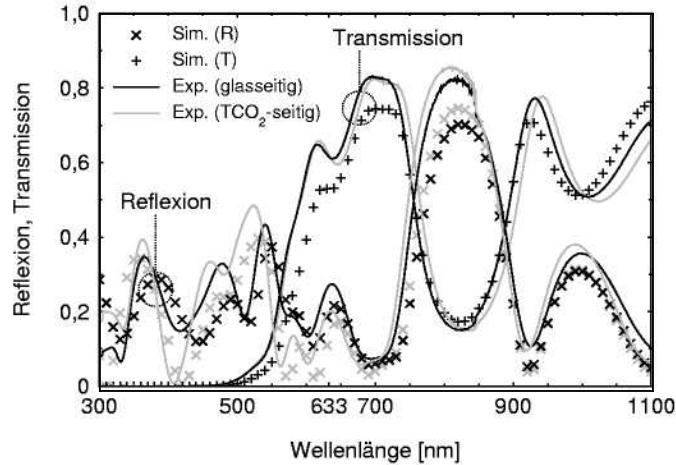


Abbildung 7.3: Experimentelle (Linien) und simulierte (Symbole) Reflexion und Transmission der $3\lambda/4$ -PSTD (Nr. 03b105b) für Beleuchtung sowohl von der Glas- (schwarze Linien bzw. Symbole) als auch von der TCO_2 -Seite (graue Linien bzw. Symbole).

7.3 Der Quantenwirkungsgrad

Die Abbildungen 7.4 und 7.5 zeigen die gemessenen Quantenwirkungsgrade der $\lambda/4$ - bzw. $3\lambda/4$ -Probe jeweils bei Beleuchtung sowohl von der Glas- als auch von der TCO_2 -Seite. Hierbei ist der Fall "direkter" Beleuchtung, d.h. von der der Lichtquelle zugewandten Seite, also für Diode 1 der Glasseite und für Diode 2 der TCO_2 -Seite, und der Fall "indirekter" Beleuchtung, d.h. von der Lichtquelle abgewandten Seite, also für Diode 1 der TCO_2 -Seite und für Diode 2 der Glasseite, zu unterscheiden (vergl. Kapitel 4.3.2). Der Quantenwirkungsgrad, welcher bei "indirekter" Beleuchtung gemessen wurde ist gegenüber dem Fall "direkter" Beleuchtung deutlich erniedrigt. Ursache hierfür ist, dass der Messstrahl zunächst eine Diode passieren muss, bevor er auf die zu messende Diode trifft. Dabei wird insbesondere der kurzwellige Anteil des Lichts absorbiert und kann nicht von der zu messenden Diode in einen Photostrom umgewandelt werden. Die andere Diode fungiert dabei als Transmissionsfilter. Die unterschiedlichen Flächen von Diode 1 und Diode 2 wurden bei der Angabe der Quantenwirkungsgrade berücksichtigt. Wie in Kapitel 4.3.2 erläutert, weisen die Messkurven der Diode 1 für TCO_2 -seitige Beleuchtung einen sy-

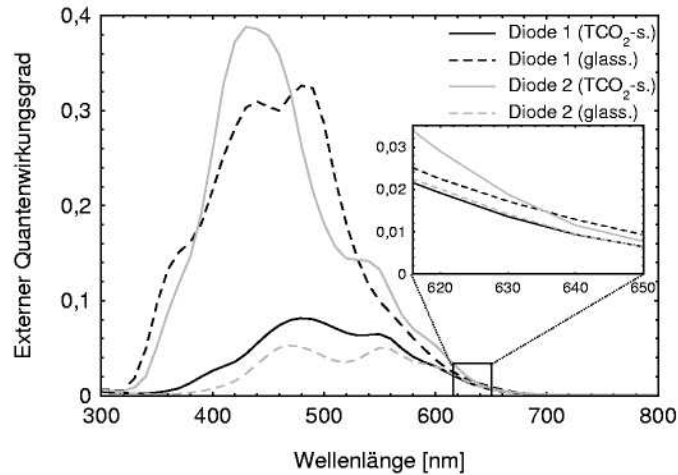


Abbildung 7.4: Experimentell ermittelte Quantenwirkungsgrade beider Dioden des $\lambda/4$ -PSTD (Nr. 03b104b-08) für Beleuchtung sowohl von der Glas- als auch der TCO_2 -Seite.

stematischen Messfehler auf, da ein Teil des Lichts direkt auf die Diode fällt. Dieser wirkt sich insbesondere im kurzwelligen Bereich aus, wo die Messkurve deutlich über der der Diode 2 bei indirekter (glasseitiger) Beleuchtung liegt. Bei höheren Wellenlängen nimmt dieser Effekt aufgrund der Abnahme des Absorptionskoeffizienten ab und spielt bei 633 nm nur noch eine untergeordnete Rolle.

Der wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient führt dazu, dass sich die Quantenwirkungsgrade bei direkter und indirekter Beleuchtung mit zunehmender Wellenlänge einander annähern. Die bei 633 nm erreichten Werte sind in Tabelle 7.3 zusammengefasst.

Erwartungsgemäß ist der Quantenwirkungsgrad der $3\lambda/4$ -Probe bei 633 nm höher als der der $\lambda/4$ -Probe, im Schnitt um den Faktor 2,5, was in etwa den Dickenverhältnissen der Absorberschichten entspricht. Der Vergleich von direkter und indirekter Beleuchtung einer Diode (linke bzw. rechte Spalte der Tabelle 7.3) zeigt, dass die Quantenwirkungsgrade bei indirekter Beleuchtung um ca. 30% niedriger liegen, was in erster Linie durch die Filterwirkung der inaktiven Diode erklärt werden kann. Weitere Fehlerquellen sind in Unterschieden der Reflexion für verschiedene Beleuchtungsrichtung oder im Auftreten von Mehrfachreflexionen zu suchen.

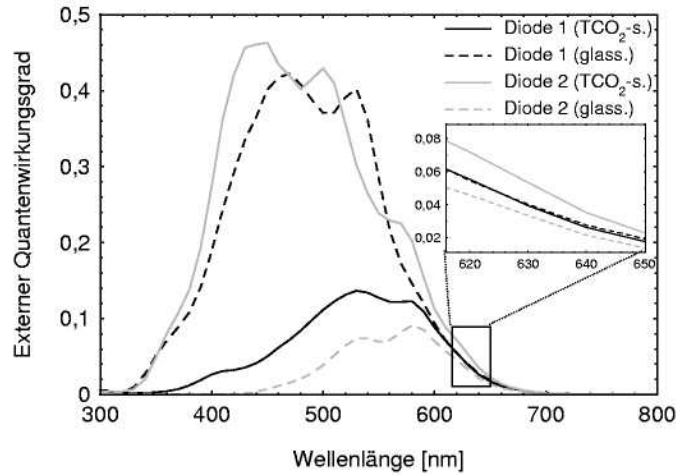


Abbildung 7.5: Experimentell ermittelte Quantenwirkungsgrade beider Diode des $3\lambda/4$ -PSTD (Nr. 03b105b-03) für Beleuchtung sowohl von der Glas- als auch der TCO_2 -Seite.

Der Vergleich von Diode 1 und Diode 2 zeigt, dass sowohl die $\lambda/4$ - als auch die $3\lambda/4$ -Probe für glasseitige Beleuchtung die direkt bestrahlte Diode 1 eine um ca. 20% höhere Quantenausbeute aufweist. Bei TCO_2 -seitiger Beleuchtung besitzt die nun direkt beleuchtete Diode 2 für beide Proben eine um ca. 40% erhöhte Quantenausbeute. Neben Mehrfachreflexionen aufgrund der nicht optimalen optischen Anpassung liegen weitere Fehlerquellen in Schichtdickenunterschieden von Diode 1 und Diode 2 sowie in Sammlung aus den dotierten Schichten.

Die Diskussion der Reflexions- und Transmissionseigenschaften (siehe Kapitel 7.2) zeigt, dass die hier betrachteten Mehrschichtsysteme aufgrund von Abweichungen der Schichtdicken nicht optimal angepasst sind. Die deutlichen Unterschiede der Quantenwirkungsgrade von bis zu 40% für den Vergleich von direkter und indirekter Beleuchtung sind in erster Linie auf diese Fehlanpassung zurückzuführen. Weitere (hier nicht gezeigte) experimentelle Ergebnisse belegen, dass die Unterschiede der Quantenwirkungsgrade für besser angepasste Proben kleiner ausfallen.

Generell zeigt sich, dass Proben mit dünneren TCO- und Siliziumschichten leichter optisch angepasst werden können (vergleiche Kapitel 3.3.1 und 7.2). Es konnte z.B. eine funktionstüchtige Probe mit einer dünneren TCO_M -Schicht

von $\lambda/2n_{TCO}$ und einer $\lambda/4n_{Si}$ dicken i-Schicht präpariert werden, bei der die Unterschiede der Quantenausbeute (nicht gezeigt) zwischen direkter und indirekter Beleuchtung unter 20% lagen. Leider litten diese Bauelemente unter dem häufigen Auftreten von Kurzschlüssen. Daher wurde das TCO_M in der Regel mit einer Schichtdicke von λ/n_{TCO} ausgeführt, was die Kurzschlüsse reduzierte (vergleiche Kapitel 4.2.1). Für andere Proben mit schlechter optischer Anpassung wurden Unterschiede von beinahe 100% zwischen den Beleuchtungsfällen ermittelt. Optimal angepasste Proben zeichnen sich durch nahezu gleich große Quantenwirkungsgrade beider Dioden für beide Beleuchtungsrichtungen aus.

Die Unterschiede der hier untersuchten Proben belegen, dass eine Verbesserung der optischen Anpassung möglich ist. Die Quantenwirkungsgrade der $\lambda/4$ -Probe liegen über 1%, was bedeutet, dass beim Betrieb in der stehenden Welle auch bei geringen Laserleistungen unter 1 mW Photoströme im μA -Bereich erwartet werden dürfen.

	Glasseitige Beleuchtung	TCO_2 -seitige Beleuchtung
$\lambda/4$, Diode 1	1,6% (direkt)	1,2% (indirekt)
$\lambda/4$, Diode 2	1,3% (indirekt)	1,7% (direkt)
$3\lambda/4$, Diode 1	3,6% (direkt)	3,5% (indirekt)
$3\lambda/4$, Diode 2	3,0% (indirekt)	4,8% (direkt)

Tabelle 7.3: Aus den Abbildungen 7.4 bzw 7.5 gewonnene Werte der Quantenwirkungsgrade der Proben für beide Beleuchtungsrichtungen. In Klammern ist der Beleuchtungsfall (direkt oder indirekt) angegeben.

7.4 Photoströme in der stehenden Welle

Für die Messung der Photoströme in der stehenden Welle wurden die Proben jeweils mit der Glasseite in Richtung des Lasers ausgerichtet, da die Reflexionsverluste von der TCO_2 -Seite geringer sind als von der Glasseite. Die Strahlungsleistung des Lasers betrug 0,92 Watt. Das mittlere TCO_M stellt den gemeinsamen Kontakt dar. Daher weisen die Photoströme von Diode 1 und Diode 2 jeweils unterschiedliches Vorzeichen auf. Dies bewirkt, dass die Ellipse – im Vergleich zu den Figuren von zwei Einzeldioden – in der Auftragung an der Abszisse gespiegelt erscheint.

Abbildung 7.6 zeigt den Verlauf der Photoströme – aufgetragen über der Verschiebung des Spiegels – sowohl der $\lambda/4$ - als auch der $3\lambda/4$ -Probe. Eine Auswertung der Kurven zeigt Tabelle 7.4. Hier sind die Werte beider Proben

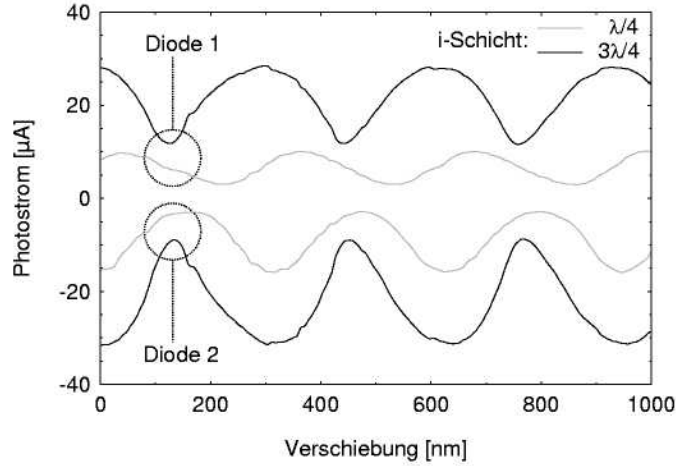


Abbildung 7.6: In der stehenden Welle gemessene Photoströme beider PSTD bei Beleuchtung von der Glasseite. Dargestellt sind die Messkurven der Proben 03b104b-18 ($\lambda/4$) bzw. 03b105b-03 ($3\lambda/4$).

für Diode 1 und Diode 2 für i_+ , i_- , K und ϕ angegeben. Dabei wird angenommen, dass $i_+ = (i_{\max} + i_{\min})/2$ und $i_- = (i_{\max} - i_{\min})/2$ ist. Aufgrund der starken Abweichung der Kurvenverläufe vom Sinus sind diese Annahmen streng genommen nicht zulässig, was bei der Diskussion der Photoströme zu berücksichtigen ist.

Die Abweichung der Photoströme von einer Sinusfunktion rührt von der optischen Fehlanpassung des Mehrschichtsystems und dem Auftreten von Mehrfachreflexionen her. Dies führt folglich dazu, dass die Komponenten i_+ und i_- und somit auch der Kontrast K deutlich von den in Kapitel 3.1.3 beschriebenen idealen Verhältnissen abweichen.

Aufgrund der höheren Absorption sind die Gleichstromkomponenten i_+ der $3\lambda/4$ -Dioden etwa um den Faktor 2 bis 3 höher als bei den $\lambda/4$ -Dioden, was ungefähr dem Schichtdickenverhältnis entspricht.

Für die $\lambda/4$ -Probe zeigt der Vergleich der Gleichstromkomponenten von Diode 1 und Diode 2 jedoch, dass i_+ der Diode 2 um ca. 30% höher ausfällt. Dies kann zum einen mit Unterschieden der hin- und rücklaufenden Wellen I_1 und I_2 in den jeweiligen Dioden (vergl. Formel 3.16) und zum anderen durch Auftreten von Mehrfachreflexionen erklärt werden. Ferner können die Absorberschichten herstellungsbedingt geringfügig unterschiedliche Schichtdicken aufweisen.

	$\lambda/4$	$3\lambda/4$
Diode 1: i_+ (μA)	6,6	19,9
i_- (μA)	3,6	8,2
K	0,55	0,41
Diode 2: i_+ (μA)	-9,4	-19,9
i_- (μA)	-6,5	-11,1
K	0,69	0,56
Phasenlage ϕ	60°	15°

Tabelle 7.4: Aus Abbildung 7.6 abgelesene Werte für i_+ , i_- sowie K und ϕ der gemessenen Photoströme.

Diese genannten Faktoren führen prinzipiell auch zu Verfälschungen der Wechselstromkomponenten gegenüber den idealen Werten. Basierend auf theoretischen Überlegungen (vergleiche Kapitel 3.1.3) sollten für $\lambda/4$ - und $3\lambda/4$ -Absorberschichten etwa gleich große Amplituden der Wechselstromkomponente i_- erwartet werden können.

Tabelle 7.4 offenbart jedoch, dass die Wechselstromkomponenten der Diode 2 gegenüber Diode 1 für beide Proben deutlich erhöht sind. Diese starke Abweichung von der Theorie kann nicht allein durch Schwankungen der Schichtdicken erklärt werden, wenn man die Werte im Zusammenhang mit den zugehörigen Wechselstromkomponenten analysiert.

Für $\lambda/4$ -Einzeldioden ergeben sich Werte für den Kontrast von ca. $K = 0,5$ (siehe Abbildungen 5.5 bzw. 5.9). Werden zwei $\lambda/4$ -Einzeldioden in die stehende Welle implantiert, ergeben sich ebenfalls K -Werte von ca. 0,5 (siehe Kapitel 6.1). Dieser Wert wird auch annähernd für die erste $\lambda/4$ -Diode des PSTD erreicht. Der Werte $K = 0,69$ der zweiten Diode für den Kontrast K lässt sich nach Abbildung 3.6 nur mit einer ca. 20% dünneren Diode 2 erklären, was außerhalb der technologischen Toleranzen liegt und im Widerspruch zur höheren Gleichstromkomponente steht.

Für Proben mit $3\lambda/4$ Absorberschicht liegen die K -Werte beider Dioden mit 0,41 bzw. 0,56 deutlich oberhalb der theoretischen Kurve für K , welche für diese Schichtdicken $K \approx 0,22$ im absorptionslosen Fall nicht übersteigt.

Eine Abschätzung anhand Formel 3.16 belegt, dass Unterschiede der hin- und rücklaufenden Wellen I_1 und I_2 in den jeweiligen Dioden nur eine relativ geringe Variation der Amplituden der Photoströme bewirken. Die deutlichen Abweichungen von den theoretischen Abschätzungen und den Ergebnissen der Einzeldioden können nur durch massives Auftreten von Mehrfachreflexionen im Bauelement zustande kommen. Hervorgerufen werden können diese Mehr-

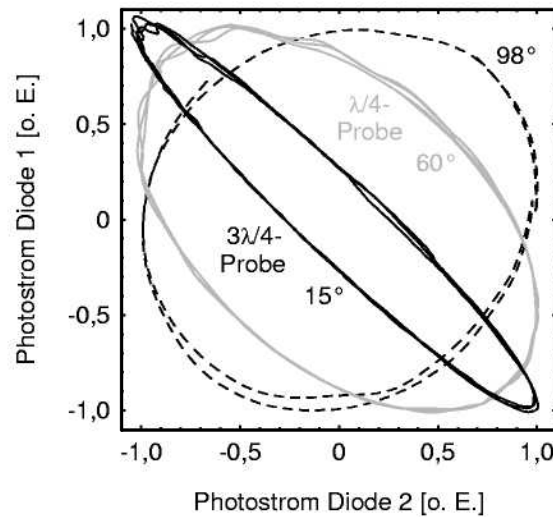


Abbildung 7.7: Normierte Darstellung der Photoströme als Ellipsen. Probennummern: 03b104b-18 ($\lambda/4$), 03b105b-03 ($3\lambda/4$), 03b098b-16 (98°).

fachreflexionen durch Ungenauigkeiten bei der optischen Anpassung.

Insbesondere für die $3\lambda/4$ -Proben weicht die Form der Photoströme signifikant von einer mit einem Gleichstrom überlagerten Sinusfunktion ab. Aufgrund der größeren i-Schichtdicke ist die Absorption im Bauelement höher und die optische Anpassung schwieriger als bei $\lambda/4$ -Proben, wie auch für zwei Einzeldioden im Strahlengang beobachtet (siehe Kapitel 6.2).

Bei der Auftragung der Photoströme als Ellipsen (Abbildung 7.7) sind lediglich die normierten Wechselstromkomponenten auf der x- bzw. y-Achse dargestellt. Die Lissajous-Figuren veranschaulichen die Phasenlage der Photoströme, welche für die $\lambda/4$ -Probe 60° und für die $3\lambda/4$ -Probe 15° betragen. Diese Werte ließen sich – wenn man annimmt, dass alle übrigen Schichtdicken ideal sind und die Variation der Phasenlage allein durch die p-Schicht hervorgerufen wird – durch p-Schichtdicken von 38 nm bzw. 27 nm erklären, obwohl eine p-Schichten von ca. 45 nm angestrebt wurde.

Unter Berücksichtigung der in den Kapiteln 4.2.1 und 4.2.2 angegebenen Toleranzen aller Schichtdicken, liegt insbesondere der Wert für die $\lambda/4$ -Probe innerhalb der Erwartungen und deutet auf eine geringe Abweichung der Schichtdicken bei dieser Probe hin. Ferner haben auch Absorptionsverluste,

welche bei der theoretischen Betrachtung zur Einstellung der Phasenlage in Kapitel 3.4.2 weitgehend vernachlässigt wurden, einen Einfluss auf die Phasenbeziehung. Dies ist ein weiteres Indiz für die schwierigere optische Anpassung der dickeren Probe. Bei einer absoluten Siliziumschichtdicke von 180 nm machen sich Schichtdickenschwankungen stärker bemerkbar als bei einer von nur 90 nm.

Eine weitere in Abbildung 7.7 dargestellte Lissajous-Figur zeigt eine Ellipse mit einer Phase von 98° , welche für eine Probe gemessen wurde, bei der eine bessere Anpassung der Phasenlage durch Optimierung der p-Schichtdicke der Diode 1 erreicht wurde. Auch für diese Probe weisen die zugehörigen Photoströme (nicht dargestellt) jedoch eine deutliche Abweichung vom Sinus auf.

7.5 Fazit

Die experimentellen Ergebnisse belegen, dass die entwickelten PSTD die Realisierung eines Stehende-Wellen-Interferometers mit einem einfachen, leicht zu justierenden optischen Aufbau ermöglichen.

Trotz der extrem dünnen Siliziumschichten gelang es, zwei kurzschlussfreie Photodioden in einem Bauelement herzustellen. Die den Parallelwiderstand bestimmenden Dunkelströme in Sperrrichtung sind mit denen der Einzeldioden vergleichbar.

Die Photoströme beider Diodentypen weisen eine deutliche Abweichung vom Idealfall, einer mit einer Konstante überlagerten Sinusfunktion auf. Beim jetzigen technologischen Stand sind Dioden mit $\lambda/4$ -Absorberschicht – aufgrund der geringeren Absorption und der geringeren Empfindlichkeit gegen Abweichungen der Schichtdicken – in der Signalform besser als $3\lambda/4$ -Absorberschicht, was einen geringeren Messfehler ermöglicht. Letztere versprechen aufgrund ihrer geringeren Kapazität höhere Grenzfrequenzen.

Die durch Mehrfachreflexion im Bauelement hervorgerufene Abweichung der Photoströme vom Sinus dominiert den Messfehler. Beim momentanen technologischen Stand sind Beiträge zum Messfehler durch die rechnerische Korrektur der Phasenlage und der Amplituden zu vernachlässigen.

Zur Optimierung der Bauelemente ist eine Reduzierung der Mehrfachreflexionen anzustreben. Dies ist durch Anpassung der Schichtdicken möglich. Das Schichtsystem bezüglich eines Kompromisses zwischen Einstellung der Phasenlage und maximaler Transmission muss weiter optimiert werden.

Die besten Ergebnisse für den Messfehler wurden für eine kurzschlussfreie $\lambda/4$ -Probe mit einer TCO_M -Schicht von $\lambda/2$ und TCO_1 - und TCO_2 -Schichten von $3\lambda/4$ erzielt. Er beträgt unter Laborbedingungen ± 15 nm. Die Phase der

Photoströme betrug $\phi = 35^\circ$ [69]. Dies verdeutlicht das hohe Potenzial der vorgeschlagenen Messmethode.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Das Michelson-Interferometer stellt den Stand der Technik für Längenmessungen im nm-Bereich über große Entfernungen dar. In dieser Arbeit wird mit einem Stehende-Wellen-Interferometer ein alternatives Messprinzip vorgeschlagen, welches auf der Abtastung einer optischen stehenden Welle basiert und zur herkömmlichen Messmethode eine deutliche Vereinfachung darstellt. Ferner wird demonstriert, dass sich das Messprinzip mit extrem dünnen, transparenten pin-Photodioden realisieren lässt.

Beim Stehende-Wellen-Interferometer wird ein Laserstrahl der Wellenlänge λ an einem Spiegel reflektiert. Der reflektierte Strahl wird mit dem ausgehenden Laserstrahl durch exakte orthogonale Ausrichtung des Spiegels zur Überlagerung gebracht. Aus dieser Überlagerung einer hin- und rücklaufenden kohärenten elektromagnetischen Welle resultiert ein räumlich feststehendes Intensitätsprofil, welches durch periodisches Auftreten von Intensitätsminima und -maxima gekennzeichnet ist. Bei einer Bewegung des Spiegels zieht oder schiebt dieser das Intensitätsprofil mit sich mit.

Diese Eigenschaften der optischen stehenden Welle lassen sich über die Abtastung des Intensitätsprofils mittels eines geeigneten Detektors für ein neuartiges Messsystem nutzen. Dazu muss der Detektor möglichst transparent für die Laserwellenlänge sein, um die stehende Welle nicht zu stören. Ein geringer Anteil der Photonen wird für die Generation eines Photostroms abgezweigt, der proportional zur Intensität am Ort des Detektors sein sollte. Längenmessungen nach dem Inkrementzählverfahren lassen sich realisieren, wenn zwei derartige Detektoren in fester Phasenbeziehung $\phi \neq 0^\circ, 180^\circ, 360^\circ, \dots$ in die stehende Welle gebracht werden.

Ein einzelner Detektor in der stehenden Welle liefert bei linearer Bewegung des Spiegels einen periodischen Photostrom, welcher aus einer Gleich- und einer Wechselstromkomponente zusammengesetzt ist. Simulationen erge-

ben, dass für Absorberschichtdicken d_i des Detektors von $\lambda/4$ und $3\lambda/4$ die Wechselstromkomponente maximal wird. Für $d_i = 0, \lambda$ und 2λ verschwindet die Wechselstromkomponente.

Um die Absorberschichtdicke weitgehend unabhängig von den übrigen Parametern des Bauelements einstellen zu können, wurden zwischen zwei transparenten Kontaktschichten eingebettete pin-Photodioden auf Glas entwickelt. Für die Kontaktschichten kam Zinkoxid zum Einsatz. Die pin-Diode wurde auf der Basis von amorphem Silizium realisiert. Mittels Simulationen des Reflexions- bzw. Transmissionsverhaltens konnte das Verständnis des Mehrschichtsystems vertieft werden. Für maximale Transmission dieser Strukturen bei λ müssen die Zinkoxid-Schichten als Antireflexschichten ($n_{\text{ZnO}} \cdot d_{\text{ZnO}} = (2k + 1) \cdot \lambda/4$ mit $k \in \mathbb{N}$) und die amorphen pin-Schichtenfolgen als ganzzahliges Vielfaches von $\lambda/2n_{\text{Si}}$ ausgeführt werden.

Technologische Ungenauigkeiten beim Herstellungsprozess (PECVD für die amorphen Siliziumschichten und Sputtern für das Zinkoxid) führen zu Abweichungen von den Schichtdicken. Diese Ungenauigkeiten bewirken bei größeren Schichtdicken stärkere Abweichungen von den gewünschten optischen Eigenschaften wie maximale Transmission bei λ . Daher sind – vom Standpunkt der optischen Anpassung der Proben – möglichst geringe Schichtdicken anzustreben.

Die TCO-Schichten wurden als Kompromiss zwischen optischer Anpassung und Serienwiderstand zu $3\lambda/4$ gewählt. Es wurden Proben mit Siliziumschichten von $\lambda/2$ und λ Gesamtschichtdicke bei Absorberschichten von $\lambda/4$ bzw. $3\lambda/4$ untersucht. Die theoretische Beschreibung der Bauelemente stimmt in relativ guter Näherung mit den experimentellen Ergebnissen überein.

Die dünneren Bauelemente besitzen Vorteile aufgrund ihrer geringeren Absorption, weisen jedoch wegen der extrem geringen Schichtdicke von unter 90 nm häufig Kurzschlüsse auf. Die dickeren Bauelemente versprechen aufgrund ihrer geringeren Kapazität höhere Grenzfrequenzen, die erhöhte Absorption führt jedoch zu stärkeren Abweichungen der Photoströme von der idealen Sinusform. Weitere experimentelle Ergebnisse weisen intrinsischen amorphen Siliziumkohlenstoff (a-SiC:H) dank seiner geringen Absorption und der vergleichsweise geringen Anfälligkeit für Kurzschlüsse als optimales Material für die Absorberschicht aus.

Mit zwei Photodioden mit $\lambda/4$ -Absorberschichten aus a-SiC:H im Strahlengang konnte die Funktionstüchtigkeit des neuartigen Messverfahrens erstmals demonstriert werden. Unter Laborbedingungen wurden Längenmessungen mit einer Genauigkeit von ± 15 nm durchgeführt, welche jedoch aufgrund des komplexen Messaufbaus keine Langzeitstabilität aufwiesen.

Zur Vereinfachung des Aufbaus wurde ein phasenselektiver transparenter

Detektor (PSTD) entwickelt. Dazu wurden die Einzeldioden prinzipiell um eine zweite Diode und eine dritte Kontaktschicht erweitert, so dass zwei Detektoren mit fester Phasenbeziehung in einem Bauelement integriert sind. Anhand von Simulationen der Reflexions- bzw. Transmissionseigenschaften und der Photoströme wurde eine Konfiguration gefunden, welche zwei sinusförmige Photoströme mit 90° Phasenlage ermöglichen kann.

Die optoelektronischen Eigenschaften der nach diesen Kriterien ausgelegten Bauelemente zeichnen sich durch hohe Transmission aus. Die Dunkelströme in Sperrrichtung und die Quantenwirkungsgrade bei λ sind in etwa mit denen der Einzeldioden vergleichbar. Die in der stehenden Welle gemessenen Photoströme weichen von der optimalen Sinusform ab. Dennoch lassen sich die entwickelten Bauelemente – in Anbetracht der zu erwartenden technologischen Ungenauigkeiten der Schichtdicken – in guter Übereinstimmung mit der Theorie beschreiben.

Für Proben mit $\lambda/4$ Absorberschicht und $\lambda/2$ TCO_M-Schicht ergeben sich bessere Signalformen als für dickere Proben mit $3\lambda/4$ Absorberschicht und λ TCO_M-Schicht. Jedoch treten bei letzteren weniger Probleme mit Kurzschlüssen auf.

Die Messauflösung wird beim jetzigen Stand der Dinge von der Abweichung der Photoströme vom idealen Fall einer Sinusfunktion limitiert. Das beste für einen PSTD erzielte Ergebnis beträgt unter Laborbedingungen ± 15 nm, was das hohe Potenzial dieser Messmethode unterstreicht. Mit den entwickelten PSTD konnte das Ziel erreicht werden, ein möglichst einfaches, konkurrenzfähiges Messsystem für sehr genaue Längenmessungen zu realisieren, welches auf der Abtastung einer optischen stehenden Welle basiert.

Ausblick

Eine bessere Signalform der Photoströme zur Verringerung des Messfehlers ist möglich, wenn die optischen Dicken der eingesetzten Schichten exakt eingehalten werden. Die Grenzen der Genauigkeit der Schichtdicken sind mit den bestehenden Anlagen zur Schichtabscheidung sowohl beim PECVD- als auch beim Sputterverfahren ausgereizt. Eine Verbesserung könnte u.a. mit einer *in-situ*-Kontrolle der optischen Schichtdicken erreicht werden. Mit dieser Maßnahme könnte es auch gelingen, Dioden mit $3\lambda/4$ -Absorber und λ TCO_M-Schicht zu realisieren, die gute Signalform zeigen – mit positiven Konsequenzen für Serienwiderstand und Kapazität. Auch die bezüglich Schichtdickenschwankungen extrem empfindlichen Strukturen mit TCO-Schichten von $k \cdot \lambda/2$ sollten dann untersucht werden.

Zum einen verspricht die Verringerung der Absorption der Bauelemente

eine weitere Verbesserung der Signalform. Ein entscheidender Schritt zur Minimierung der Absorption könnte durch Verwendung einer Kohlenstoff enthaltenden n-Schicht mit folglich höherem Bandabstand erreicht werden. Ferner würde eine Erhöhung des Kohlenstoffanteils in der i-Schicht die Absorption erniedrigen, was jedoch mit einer Verringerung des Photostroms einhergeht. Eine Untersuchung von i-Schichten mit erhöhtem Kohlenstoffgehalt kann Aufschluss geben, ob deren Transporteigenschaften den Einsatz in pin-Dioden ermöglichen.

Zum anderen ist eine Verbesserung der Signalform über eine Optimierung der Schichtdicken bezüglich maximaler Transmission und Minimierung interner Reflexion unter Berücksichtigung von Absorption möglich. Hierbei ist die Anpassung der Phasenlage im Auge zu behalten. Eine dünnere n-Schicht der Diode 1 könnte ein erster Schritt in diese Richtung darstellen, um für die Diode 1 eine Schichtdicke nahe $\lambda/2$ zu erreichen. Ferner wären Konfigurationen mit dickeren p1- und n2-Schichten und entsprechend dünneren n1- und p2-Schichten bezüglich Transmission und Form bzw. Phasenlage der Photoströme zu untersuchen.

Für eine Erhöhung der Grenzfrequenz ist eine Verkleinerung der Diodenfläche anzustreben, was zur Erniedrigung der Kapazität führt. Dies hätte gleichzeitig einen positiven Effekt auf den Serienwiderstand, da die Strompfade im Bauelement verkürzt würden.

Dazu ist bereits mit der Entwicklung eines neuen, fünf Masken umfassenden Maskensatzes zur Strukturierung begonnen worden, welcher die Diodengeometrie dem Durchmesser des Laserflecks anpasst. Die neuen Strukturen reduzieren die Diodenfläche auf $3,8 \text{ mm}^2$. Ferner ermöglichen sie eine Kontaktierung der Bauelemente über große Kontaktflächen, die mittels schmaler Silberlinien neben die Diodenstrukturen geführt werden. Die Federkontakte können auf die Kontaktflächen gesetzt werden, so dass die dünnen Dioden nicht beim Kontaktieren zerstört werden. Die Verwendung von Silber vermeidet ferner Schwankungen des Serienwiderstands bei den Messungen. Diese Arbeiten müssen weiter fortgeführt werden.

Des Weiteren ist über die Verwendung anderer TCO-Materialien nachzudenken, welche günstigere Schichtwiderstände oder aber bessere Oberflächenmorphologien, welche das Auftreten von Kurzschlüssen verringern, aufweisen. Ein möglicher Kandidat wäre z.B. Indium-Zinn-Oxid (engl.: *indium tin oxide*, *ITO*), welches einen niedrigeren Schichtwiderstand als ZnO besitzt. ITO als TCO-Material könnte Kontaktschichten mit Dicken von nur $\lambda/4n_{ITO}$ und hoher Leitfähigkeit ermöglichen, welche aufgrund ihrer geringen Schichtdicke eine einfachere optische Anpassung, nahezu sinusförmige Photoströme und folglich einen geringeren Messfehler versprechen.

Zur Verringerung von Kurzschlüssen der dünnen Dioden wäre es hilfreich, die gesamte Abfolge der Prozessschritte von der Reinigung des Glases über die Abscheidung der Schichten bis hin zur Strukturierung der Bauelemente unter Reinraumbedingungen durchzuführen, um Kurzschlüsse durch Verunreinigungen der Schichten zu vermeiden.

Um das empfindliche Bauelement gegen Umwelteinflüsse zu schützen, ist eine Verkapselung notwendig. Dies bedingt das Auftreten einer zusätzlichen Schicht, welche sich auf die optischen Eigenschaften des Mehrschichtsystems auswirkt. Diese Auswirkungen sind zu untersuchen und bei der Ausführung der Verkapselung zu berücksichtigen.

Literaturverzeichnis

- [1] P. Hariharan. *Optical Interferometry*. Academic Press, 5 edition, 2003.
- [2] G. Jäger. Präzisionslängenmessungen mit lichtwellenleitergekoppelten Miniaturinterferometern. *Sensor Magazin*, 1-2:5–10, 1993.
- [3] H.-J. Büchner; G. Jäger. Contactless interferometric incremental measurement technique. *Measurement*, 6 No.4, 1998.
- [4] N. Bobroff. Recent advantages in displacement measuring interferometry. *Meas. Sci. Technol.*, 4:907 – 926, 1993.
- [5] G. Jäger; R. Grünwald. IOS - eine neue Konzeption der Sensortechnik. *Feingerätetechnik, Berlin* 36, 7:294 – 296, 1987.
- [6] C. R. Steinmetz. Sub-micron position measurement and control on precision tools with laser interferometry. *Precision Engineering*, 12, No. 1:12 – 24, January 1990.
- [7] D. A. Swyt. Length and dimensional measurement at NIST. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 106:1 – 23, 2001.
- [8] G. Basile; P. Becker; A. Bergamin; G. Cavagnero; A. Franks; K. Jackson; U. Kuetgens; G. Mana; E. W. Palmer; C. J. Robbie; M. Stedman; J. Stümpel; A. Yacoot; G. Zosi. Combined optical and X-ray interferometry for high-precision dimensional metrology. In *Proc. R. Soc. Lond. A*, volume 456, pages 701 – 729, 2000.
- [9] T. Kleine-Besten. Messung dreidimensionaler Mikrostrukturen. Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 2000.
- [10] C. H. Harms. Interferenzkomparator zur Längenmessung mit tunnelmikroskopischen Tastern. Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 2001.

- [11] O. Wiener. *Ann. d. Physik (Leipzig)*, 40:203, 1890.
- [12] M. Born; E. Wolf. *Principles of Optics, New York*, 1964.
- [13] H. E. Ives; T. C. Fry. Standing light waves; repetition of an experiment by Wiener, using a photoelectric probe surface. *Journal of Optical Society of America*, 23:73–83, 1933.
- [14] H. Büchner, 1983. Deutsches Patent De 33 00 369.
- [15] B. Rech; O. Kluth; T. Repmann; T. Roschek; J. Springer; J. Müller; F. Finger; H. Stiebig; H. Wagner. New materials and deposition techniques for highly efficient silicon thin film solar cells. *Solar energy materials and solar cells*, 74:439 – 447, 2002.
- [16] Y. Ichikawa; H. Sakai. *Amorphous Silicon Pin Diodes : Their Fabrication and Application to Thin Film Devices*. World Scientific Pub. Co., 1996.
- [17] R. C. Quenelle; L. J. Wuerz. A new microcomputer controlled laser dimensional measurement and analysis system. *Hewlett-Packard Journal*, April 1983.
- [18] H. Kunzmann. Anwendung des Laserinterferometers in der Fertigungstechnik. *Annals of the CIRP*, 28:311–315, 1979.
- [19] G. Jäger. Laser-based measurement to nanometer scale accuracy. *International Symposium on Laser Metrology for Precision Measurement and Inspection in Industry*, Florianopolis, Brazil, 13.-15. Oct. 1999.
- [20] M. Sasaki; X. Mi; K. Hane. Standing wave detection and interferometer application using a photodiode thinner than the optical wavelength. *Applied Physics Letters*, 75, No. 14:2008 – 2010, Oct. 1999.
- [21] X. Mi; M. Sasaki; T. Hirano; K. Hane. Interferometer based on standing wave detection using thin film photodiodes. *T.IEE Japan*, 121-E, No. 9:490 – 495, 2001.
- [22] Y. Li; X. Mi; M. Sasaki; K. Hane. Precision optical displacement sensor based on ultra-thin film photodiode type optical interferometers. *Meas. Sci. Technol.*, 14:479 – 483, 2003.
- [23] N. P. Shestakov; A. A. Ivanenko; A. M. Sysoev. Photodetector interference field. In *7th International Symposium on Laser Metrology and Applied to Science, Industry and Everyday Life*, volume 4009, pages 1276–1289, 2002.

- [24] H. L. Kung; S. R. Bhalotra; J. D. Mansell; D. A. B. Miller. Compact transform spectrometer based on sampling a standing wave. In *IEEE International Conference on Optical MEMS, Kauai, Hawaii*, 2000.
- [25] H. L. Kung; S. R. Bhalotra; J. D. Mansell; D. A. B. Miller; and J. S. Harris Jr. Standing-wave transform spectrometer based on integrated MEMS mirror and thin-film photodetector. *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8, No. 1:98, 2002.
- [26] D. Knipp; H. Stiebig; S. R. Bhalotra; E. Bunte; H. L. Kung; D. A. B. Miller. Micro-Fourier spectrometer based on thin film technology. *IEEE Transactions on Electron Devices*, submitted, 2004.
- [27] P. Drude; W. Nernst. *Wiedem. Ann.*, 45:460, 1892.
- [28] G. Lehner. *Elektromagnetische Feldtheorie für Ingenieure und Physiker*. Springer-Lehrbuch, 2. Auflage, 1993.
- [29] Z. Knittl. *Optics of thin films*. Wiley. London, 1976.
- [30] H.-J. Büchner; H. Stiebig; V. Mandryka; E. Bunte; G. Jäger. An optical standing-wave interferometer for displacement measurements. *Meas. Sci. Technol.*, 14:311–316, 2003.
- [31] U. Gerhardt. Signalverarbeitung in der interferenzoptischen Meß- und Sensortechnik. Dissertation, Technische Universität Ilmenau, 2002.
- [32] P. L. M. Heydemann. Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers. *Appl. Opt.*, 20:3382–3384, 1981.
- [33] H.-J. Büchner; E. Bunte; V. Mandryka; H. Stiebig; G. Jäger. Standing-wave interferometer based on partially transparent photodiodes. In *Proc. SPIE, Optical Metrology, 23-26 June, München, Germany*, volume 5144, pages 218–226, 2003.
- [34] H. Büchner. Persönliche Mitteilung.
- [35] H. Stiebig; H.-J. Büchner; E. Bunte; V. Mandryka; D. Knipp; G. Jäger;. Standing wave detection by thin transparent n-i-p diodes of amorphous silicon. *Thin Solid Films*, 427:152–156, 2003.
- [36] E. Bunte; V. Mandryka; H.-J. Büchner; G. Jäger; H. Stiebig. A new concept for position detectors based on sampling a standing wave. In *Proceedings of the 38th International Conference on Microelectronics Devices and Materials, MIDE, Lipica, Slovenia*, page 317, 2002.

- [37] E. Bunte; V. Mandryka; K. H. Jun; H.-J. Büchner; G. Jäger; H. Stiebig. Thin transparent pin-photodiodes for length measurement. *Sensors and Actuators, submitted*, 2003.
- [38] H. Stiebig; V. Mandryka; E. Bunte; H.-J. Büchner; K. H. Jun; G. Jäger. Amorphous silicon a promising material for diodes with ultra thin absorber. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 5:1305–1317, 2003.
- [39] H. Stiebig; V. Mandryka; E. Bunte; H.-J. Büchner; K. H. Jun. Novel micro interferometer for length measurements. *Journal of Non-Crystalline Solids*, submitted, 2003.
- [40] H. Stiebig; E. Bunte; K. H. Jun. Interferometric sensors based on amorphous silicon. *Optoelectronic Materials and Devices (Vol. 1), Non-crystalline Materials for Optoelectronics*, editors: G. Lucovsky and M. Popescu, Publishing House: INOE, in print, 2004.
- [41] H. Stiebig; A. Kreisel; K. Winz; N. Schultz; C. Beneking; Th. Eickhoff; H. Wagner. Spectral response modelling of a-Si:H solar cells using accurate light absorption profile. In *Proceedings of the 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii*, pages 603 – 606, 1994.
- [42] Z. Kittel. *Optics of thin films*. Wiley, London, 1976.
- [43] H. Stiebig; H.-J. Büchner; E. Bunte; V. Mandryka; D. Knipp; G. Jäger. Standing-wave micro interferometer. *Applied Physics Letters*, 83:12, 2003.
- [44] K. H. Jun; E. Bunte; H. Stiebig. Optimization of phase sensitive transparent detector for length measurement. *IEEE Electron Device Letters*, submitted, 2004.
- [45] F. Leblanc; J. Perrin; J. Schmidt. Numerical modeling of the optical properties of hydrogenated amorphous-silicon-based p-i-n solar cells deposited on rough transparent conducting oxide substrates. *J. Appl. Phys.*, 75:1074, 1994.
- [46] J. Bullo; M. Schmidt. Physics of amorphous silicon-carbon alloys. *Physica Status Solidi (b)*, 143:345, 1987.
- [47] J. Fölsch. Amorphe Silizium-Kohlenstoff-Filme für Dünnschichtsolarzellen auf der Basis von Silylmethanen. Dissertation, Universität Stuttgart, 1993.

- [48] R. A. Street. *Hydrogenated amorphous silicon*. University of Chicago Press, 1 edition, 1991.
- [49] W. Luft; Y. Tsuo. *Hydrogenated amorphous silicon alloy deposition processes*. Marcel Dekker, Inc., 1993.
- [50] K. L. Chopra; S. Major; D. K. Pandya. Transparent conductors - a status review. *Thin Solid Films*, 102:1–46, 1983.
- [51] H. Lüth. *Surfaces and interfaces of solid materials*. Springer Verlag, 1995.
- [52] T. Minami; H. Sato; H. Nanto; S. Takata. Group III impurity doped zinc oxide thin films prepared by rf magnetron sputtering. *Jap. J. Appl. Phys.*, 24 (10):L781, 1985.
- [53] B. E. Sernelius; K. F. Berggren; Z. C. Jin; I. Hamberg; C. G. Granqvist. Bandgap tailoring of ZnO by means of heavy Al doping. *Phys. Rev. B*, 37:10244, 1988.
- [54] A. Schlachetzki. *Halbleiter-Elektronik*. Teubner, Stuttgart, 1990.
- [55] J. Vossen. Transparent conducting films. *Physics of Thin Films*, 9:1–77, 1977.
- [56] K. Ellmer; F. Kudella; R. Mientus; R. Schieck; S. Fiechter. Reactive magnetron sputtering of Al doped ZnO films: dependence of optical, electrical, compositional and structural properties on deposition conditions. *Appl. Surface Science*, 70/71:707, 1992.
- [57] G. Schöpe. DC-Sputtern transparenter, leitfähiger Zinkoxidschichten für Dünnschichtsolarzellen von metallischen Zn:Al-Targets. Diplom-Arbeit, Fachhochschule Aachen, Abteilung Jülich, 1998.
- [58] O. Kluth; B. Rech; H. Wagner. Sputtered zinc oxide films for silicon thin film solar cells : material properties and surface texture. In *17th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Munich, Germany*, pages 2973 – 2976, 2002.
- [59] O. Vetterl. On the physics of microcrystalline silicon thin film solar cells. Dissertation, Heinrich-Heine Universität Düsseldorf, 2001.
- [60] D. Knipp; H. Stiebig; J. Fölsch; H. Wagner. Four terminal color detector for digital signal processing. *J. of Non-Cryst. Solids*, 227 - 230:1321–1325, 1998.

- [61] F. Mütze; K. Seibel; B. Schneider; M. Hillebrand; F. Blecher; T. Lule; H. Keller; P. Rieve; M. Wagner; M. Böhm. UV imagers in TFA technology. In *Materials Research Society Symposium Proceedings*, volume 577, page 815, 1999.
- [62] M. Krause; M. Topic; H. Stiebig; H. Wagner. Thin-film uv detectors based on hydrogenated amorphous silicon and its alloys. *Phys. Stat. Sol. A*, 185:121 – 127, 2001.
- [63] W. Beyer; H. Mell. *Disordered Semiconductors*, volume 641, chapter Solar Cells Made of Amorphous and Microcrystalline Semiconductors. Plenum, New York, 1987.
- [64] H. Stiebig; J. Zimmer; F. Siebke; J. Fölsch; H. Wagner. Investigation of Voc in a-Si:H based solar cells. In *14th EPVSEC, Barcelona, Spain*, page 554, 1997.
- [65] H. Stiebig; U. Nosan; M. Krause; M. Jankovec; M. Topic. Dynamic properties of ultraviolet sensitive detectors. *Journal of Non-Crystalline Solids*, submitted, 2004.
- [66] H. Stiebig. Entwicklung und Beschreibung von optoelektronischen Bauelementen auf der Basis amorphen Siliziums. Dissertation, RWTH Aachen, 1997.
- [67] M. Jankovec; M. Topic; H. Stiebig; M. Krause; J. Krc; M. Vukadinovic; F. Smole. Numerical and experimental study of a-Si:H based ultraviolet sensitive detectors. *Journal of Non-Cryst. Solids*, 299-302:1229–1233, 2002.
- [68] K. Minegishi; Y. Koiwai; Y. Kikuchi; K. Yano; M. Kasuga; A. Shimizu. Growth of p-type zinc oxide films by chemical vapor deposition. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2 (11A):1453, 1997.
- [69] H.-J. Büchner; H. Stiebig; V. Mandryka; E. Bunte; G. Jäger. Standing-wave interferometer for length measurements. In *Proc. of the 4th EUSPEN International Topical Conference, Aachen, Germany*, 2003.

Dank

Meinem "Doktorvater", Herrn Prof. Dr. A. Schlachetzki, der das Erstgutachten übernahm, gebührt mein besonderer Dank für sein außergewöhnliches Engagement sowie sein Interesse an den Fortschritten der Arbeit. Mit seiner Motivation, seinen Ideen und kritischen Anmerkungen hat er sehr zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr. H. Wagner danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens, sein großes Interesse am Fortgang der Arbeit und für die regelmäßigen Gespräche.

Herrn Dr. Helmut Stiebig möchte ich für die hervorragende Betreuung der Arbeit meinen Dank aussprechen. Ohne seinen Ideenreichtum und sein Engagement wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Den Projektpartnern in Ilmenau, Herrn Dr. Büchner und Herrn Viktor Mandryka danke ich für die Zusammenarbeit – insbesondere Herrn Viktor Mandryka für die Messungen der Photoströme, der Grenzfrequenzen und die Bestimmung der Messfehler sowie für die gemeinsame Präsentation des Projekts auf der Hannover Messe 2003.

Herrn Dr. Friedhelm Finger danke ich für die vielfältigen Möglichkeiten, die 6k-Anlage zur Deposition der Siliziumschichten zu nutzen, sowie für die hilfreichen Diskussionen um die Abscheidung der extrem dünnen Schichten. Herrn Andreas Lambertz und Frau Silke Michel gilt mein Dank für die hervorragende technische Unterstützung an der 6k-Anlage. Allen Depositeuren danke ich für die gute Zusammenarbeit und die unkomplizierten Absprachen der Depositionszeiten.

Dem TCO-Team um Herrn Dr. Bernd Rech danke ich für die unzähligen Zinkoxid-Schichten aus der kleinen sowie der "Large-Area" Sputteranlage. Frau Hilde Siekmann, Herrn Gunnar Schöpe und Herrn Dr. Oliver Kluth danke ich für die hilfreichen Diskussionen bei der gemeinsamen TCO-Entwicklung sowie für die Präparation der Schichten. Frau Brigitte Sehrbrock und Herrn Jürgen Hüpkes gilt mein Dank für die Herstellung von TCO-Schichten.

Dem Reinraum-Team um Herrn Jürgen Müller danke ich für die Möglichkeit, auf das Reinraum-Equipment zugreifen zu können sowie für die rei-

bungslosen Arbeitsabläufe im Reinraum. Frau Mona Nonn gebührt mein Dank für die Beratung beim Design der Photolithographie-Masken sowie für deren Herstellung. Den Herren Steffen und Wingers danke ich für Herstellung von Siliziumoxid- bzw. Siliziumnitridschichten.

Den Herren Wilfried Reetz, Franz Birmans, Christoph Zahren und Daniel Weigand gebührt mein Dank für die umfangreiche Unterstützung im Bereich Messtechnik. Herrn Dr. Mathias Krause möchte ich für die geduldige und fachkundige Einführung in die Präparation der Sensoren (6k-Technologie, Reinraumarbeit, ...) danken. Herrn Dr. Samuel Jun danke ich für die Simulationsrechnungen der Photoströme.

Frau Nadia Khadir gebührt mein Dank für die angenehme Atmosphäre im Büro. Frau Resi Oligschleger danke ich für technischen Support. Herrn Willi Hilgers gilt mein Dank für die hohe Zuverlässigkeit der EDV. Dem Team der E-Werkstatt um Herrn Neuhauß danke ich für fachkundige Hilfe bei PC-Problemen. Frau Andrea Mülheims gebührt mein Dank für die Unterstützung bei organisatorischen Dingen aller Art.

Auch allen namentlich nicht erwähnten Mitarbeitern des IPV möchte ich für die freundliche Atmosphäre im "Institutsalltag" meinen Dank aussprechen.

Schließlich möchte ich all jenen, welche mich in den vergangenen Jahren unterstützt und über Wasser gehalten haben, meinen herzlichsten Dank aussprechen. Ohne Euch wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen.

Vielen Dank!!!

Die Arbeit wurde gefördert von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG), Projektnummer *JA 779/4-1, Sti 181/1-1*.

1. **Fusion Theory**
Proceedings of the Seventh European Fusion Theory Conference
edited by A. Rogister (1998); X, 306 pages
ISBN: 3-89336-219-3
2. **Radioactive Waste Products 1997**
Proceedings of the 3rd International Seminar on Radioactive Waste Products
held in Würzburg (Germany) from 23 to 26 June 1997
edited by R. Odoj, J. Baier, P. Brennecke et al. (1998), XXIV, 506 pages
ISBN: 3-89336-225-8
3. **Energieforschung 1998**
Vorlesungsmanuskripte des 4. Ferienkurs „Energieforschung“
vom 20. bis 26. September 1998 im Congressentrum Rolduc und
im Forschungszentrum Jülich
herausgegeben von J.-Fr. Hake, W. Kuckshinrichs, K. Kugeler u. a. (1998),
500 Seiten
ISBN: 3-89336-226-6
4. **Materials for Advances Power Engineering 1998**
Abstracts of the 6th Liège Conference
edited by J. Lecomte-Beckers, F. Schubert, P. J. Ennis (1998), 184 pages
ISBN: 3-89336-227-4
5. **Materials for Advances Power Engineering 1998**
Proceedings of the 6th Liège Conference
edited by J. Lecomte-Beckers, F. Schubert, P. J. Ennis (1998),
Part I XXIV, 646, X pages; Part II XXIV, 567, X pages; Part III XXIV, 623, X
pages
ISBN: 3-89336-228-2
6. **Schule und Energie**
1. Seminar Energiesparen, Solarenergie, Windenergie. Jülich, 03. und
04.06.1998
herausgegeben von P. Mann, W. Welz, D. Brandt, B. Holz (1998), 112 Seiten
ISBN: 3-89336-231-2
7. **Energieforschung**
Vorlesungsmanuskripte des 3. Ferienkurses „Energieforschung“
vom 22. bis 30. September 1997 im Forschungszentrum Jülich
herausgegeben von J.-Fr. Hake, W. Kuckshinrichs, K. Kugeler u. a. (1997),
505 Seiten
ISBN: 3-89336-211-8

8. **Liberalisierung des Energiemarktes**
Vortragsmanuskripte des 5. Ferienkurs „Energieforschung“
vom 27. September bis 1. Oktober 1999 im Congressentrum Rolduc und
im Forschungszentrum Jülich
herausgegeben von J.-Fr. Hake, A. Kraft, K. Kugeler u. a. (1999), 350 Seiten
ISBN: 3-89336-248-7
9. **Models and Criteria for Prediction of Deflagration-to-Detonation Transition (DDT) in Hydrogen-Air-Steam-Systems under Severe Accident Conditions**
edited by R. Klein, W. Rehm (2000), 178 pages
ISBN: 3-89336-258-4
10. **High Temperature Materials Chemistry**
Abstracts of the 10th International IUPAC Conference, April 10 - 14 2000, Jülich
edited by K. Hilpert, F. W. Froben, L. Singheiser (2000), 292 pages
ISBN: 3-89336-259-2
11. **Investigation of the Effectiveness of Innovative Passive Safety Systems for Boiling Water Reactors**
edited by E. F. Hicken, K. Verfondern (2000), X, 287 pages
ISBN: 3-89336-263-0
12. **Zukunft unserer Energieversorgung**
Vortragsmanuskripte des 6. Ferienkurs „Energieforschung“
vom 18. September bis 22. September 2000 im Congressentrum Rolduc und
im Forschungszentrum Jülich
herausgegeben von J.-Fr. Hake, S. Vögele, K. Kugeler u. a. (2000),
IV, 298 Seiten
ISBN: 3-89336-268-1
13. **Implementing Agreement 026**
For a programme of research, development and demonstration on advances fuel
cells
Fuel Cell Systems for Transportation
Annex X. Final Report 1997 - 1999
edited by B. Höhle; compiled by P. Biedermann (2000), 206 pages
ISBN: 3-89336-275-4
14. **Vorgespannte Guß-Druckbehälter (VGD) als berstsichere Druckbehälter für innovative Anwendungen in der Kerntechnik**
Prestressed Cast Iron Pressure Vessels as Burst-Proof Pressure Vessels for
Innovative Nuclear Applications
von W. Fröhling, D. Bounin, W. Steinwarz u. a. (2000) XIII, 223 Seiten
ISBN: 3-89336-276-2

15. **High Temperature Materials Chemistry**
Proceedings of the 10th International IUPAC Conference
held from 10 to 14 April 2000 at the Forschungszentrum Jülich, Germany
Part I and II
edited by K. Hilpert, F. W. Froben, L. Singheiser (2000), xvi, 778, VII pages
ISBN: 3-89336-259-2
16. **Technische Auslegungskriterien und Kostendeterminanten von SOFC- und PEMFC-Systemen in ausgewählten Wohn- und Hotelobjekten**
von S. König (2001), XII, 194 Seiten
ISBN: 3-89336-284-3
17. **Systemvergleich: Einsatz von Brennstoffzellen in Straßenfahrzeugen**
von P. Biedermann, K. U. Birnbaum, Th. Grube u. a. (2001), 185 Seiten
ISBN: 3-89336-285-1
18. **Energie und Mobilität**
Vorlesungsmanuskripte des 7. Ferienkurs „Energieforschung“
vom 24. September bis 28. September 2001 im Congresszentrum Rolduc und
im Forschungszentrum Jülich
herausgegeben von J.-Fr. Hake, J. Linßen, W. Pfaffenberger u. a. (2001),
205 Seiten
ISBN: 3-89336-291-6
19. **Brennstoffzellensysteme für mobile Anwendungen**
von P. Biedermann, K. U. Birnbaum, Th. Grube u. a. (2002)
PDF-Datei auf CD
ISBN: 3-89336-310-6
20. **Materials for Advances Power Engineering 2002**
Abstracts of the 7th Liège Conference
edited by J. Lecomte-Beckers, M. Carton, F. Schubert, P. J. Ennis (2002),
c. 200 pages
ISBN: 3-89336-311-4
21. **Materials for Advances Power Engineering 2002**
Proceedings of the 7th Liège Conference
Part I, II and III
edited by J. Lecomte-Beckers, M. Carton, F. Schubert, P. J. Ennis (2002),
XXIV, 1814, XII pages
ISBN: 3-89336-312-2
22. **Erneuerbare Energien: Ein Weg zu einer Nachhaltigen Entwicklung?**
Vorlesungsmanuskripte des 8. Ferienkurs „Energieforschung“
vom 23. bis 27. September 2002 in der Jakob-Kaiser-Stiftung, Königswinter
herausgegeben von J.-Fr. Hake, R. Eich, W. Pfaffenberger u. a. (2002),
IV, 230 Seiten
ISBN: 3-89336-313-0

23. **Einsparpotenziale bei der Energieversorgung von Wohngebäuden durch Informationstechnologien**
von A. Kraft (2002), XII, 213 Seiten
ISBN: 3-89336-315-7
24. **Energieforschung in Deutschland**
Aktueller Entwicklungsstand und Potentiale ausgewählter nichtnuklearer Energietechniken
herausgegeben von M. Sachse, S. Semke u. a. (2002), II, 158 Seiten,
zahlreiche farb. Abb.
ISBN: 3-89336-317-3
25. **Lebensdaueranalysen von Kraftwerken der deutschen Elektrizitätswirtschaft**
von A. Nollen (2003), ca. 190 Seiten
ISBN: 3-89336-322-X
26. **Technical Session: Fuel Cell Systems of the World Renewable Energy Congress VII**
Proceedings
edited by D. Stolten and B. Emonts (2003), VI, 248 pages
ISBN: 3-89336-332-7
27. **Radioactive Waste Products 2002 (RADWAP 2002)**
Proceedings
edited by R. Odoj, J. Baier, P. Brennecke and K. Kühn (2003), VI, 420 pages
ISBN: 3-89336-335-1
28. **Methanol als Energieträger**
von B. Höhle, T. Grube, P. Biedermann u. a. (2003), XI, 109 Seiten
ISBN: 3-89336-338-6
29. **Hochselektive Extraktionssysteme auf Basis der Dithiophosphinsäuren: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Actinoiden(III)-Abtrennung**
von S. A. H. Nabet (2004), VI, 198 Seiten
ISBN: 389336-351-3
30. **Benchmarking-Methodik für Komponenten in Polymerelektrolyt-Brennstoffzellen**
von Matthias Gebert (2004), 194 Seiten
ISBN: 3-89336-355-6
31. **Katalytische und elektrochemische Eigenschaften von eisen- und kobalthaltigen Perowskiten als Kathoden für die oxidkeramische Brennstoffzelle (SOFC)**
von Andreas Mai (2004), 100 Seiten
ISBN: 3-89336-356-4

32. **Energy Systems Analysis for Political Decision-Making**
edited by J.-Fr. Hake, W. Kuckshinrichs, R. Eich (2004), 180 pages
ISBN: 3-89336-365-3
33. **Entwicklung neuer oxidischer Wärmedämmschichten für Anwendungen in stationären und Flug-Gasturbinen**
von R. Vaßen (2004), 141 Seiten
ISBN: 3-89336-367-X
34. **Neue Verfahren zur Analyse des Verformungs- und Schädigungsverhaltens von MCrAlY-Schichten im Wärmedämmschichtsystem**
von P. Majerus (2004), 157 Seiten
ISBN: 3-89336-372-6
35. **Einfluss der Oberflächenstrukturierung auf die optischen Eigenschaften der Dünnschichtsolarzellen auf der Basis von a-Si:H und μ c-Si:H**
von N. Senoussaoui (2004), 120 Seiten
ISBN: 3-89336-378-5
36. **Entwicklung und Untersuchung von Katalysatorelementen für innovative Wasserstoff-Rekombinatoren**
von I.M. Tragsdorf (2005), 119 Seiten
ISBN: 3-89336-384-X
37. **Bruchmechanische Untersuchungen an Werkstoffen für Dampfkraftwerke mit Frischdampftemperaturen von 500 bis 650°C**
von L. Mikulová (2005), 149 Seiten
ISBN: 3-89336-391-2
38. **Untersuchungen der Strukturstabilität von Ni-(Fe)-Basislegierungen für Rotorwellen in Dampfturbinen mit Arbeitstemperaturen über 700 °C**
von T. Seliga (2005), 106 Seiten
ISBN: 3-89336-392-0
39. **IWV-3 Report 2005. Zukunft als Herausforderung**
(2005), 115 Seiten
ISBN: 3-89336-393-9
40. **Integrierter Photodetektor zur Längenmessung**
von E. Bunte (2005), XI, 110 Seiten
ISBN: 3-89336-397-1

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Band/Volume 40
ISBN 3-89336-397-1

Energietechnik
Energy Technology